



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

Institut für Festkörperforschung

**Aufbau eines
Positronen-Zerstrahlungs-Experiments
zur Vermessung von Fermikörpern**

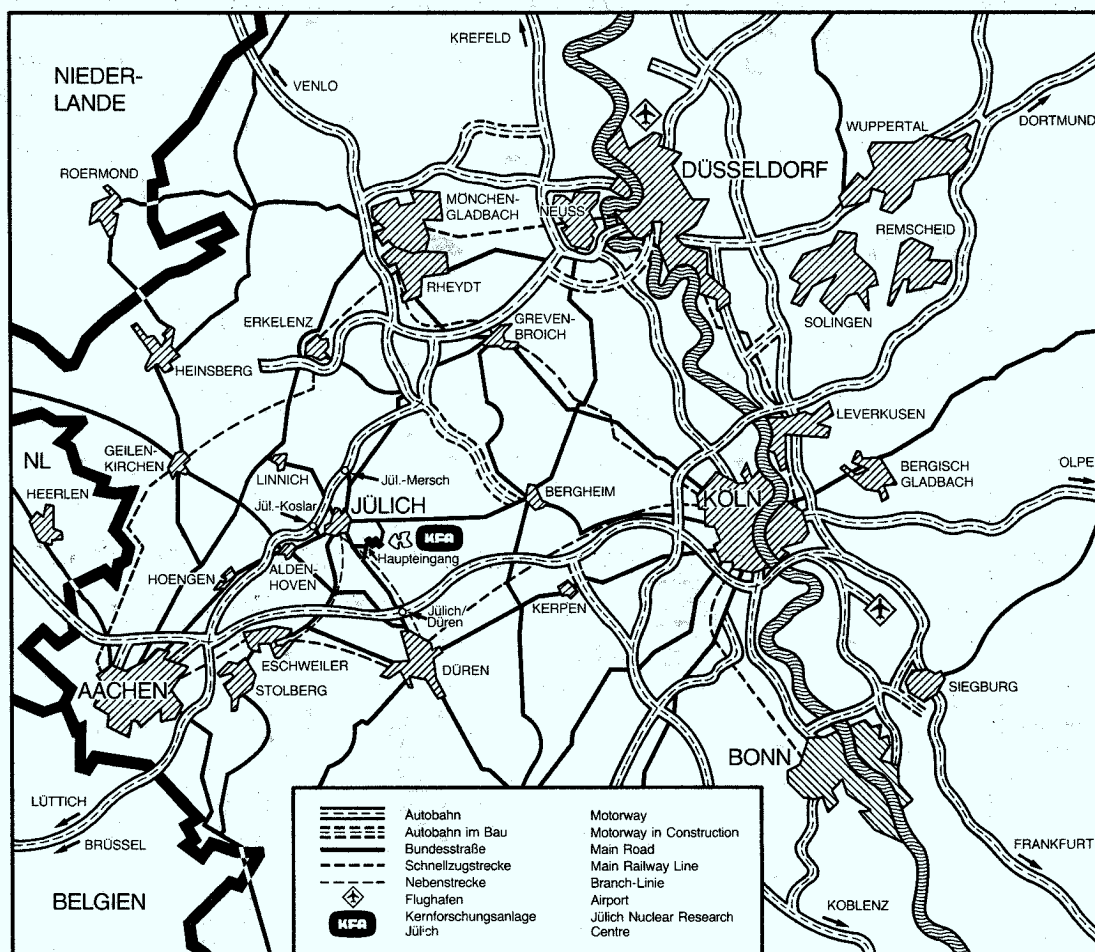
von

H.-P. Fischer

Jül - 1774

März 1982

ISSN 0366-0885



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 1774
 Institut für Festkörperforschung Jül - 1774

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH
 Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)
 Telefon: 02461/610 · Telex: 833 556 kfa d

Aufbau eines Positronen-Zerstrahlungs-Experiments zur Vermessung von Fermikörpern

von

H.-P. Fischer

D 7 (Diss. Uni. Göttingen)

Abstract

An experimental apparatus to investigate the Fermi-Surfaces(FS) of binary alloys with positron-annihilation is described. The principle of rotating specimen with the angular-correlation at constant deviation-angle ("rotating-specimen-method") is applied combined with a new "crossed-slit-geometry" using collimators which are grooves engraved in steel-plates. The resolution is vertical 0.88 mrad (fwhm) and horizontal 1.6 mrad (fwhm).

The apparatus is fourfold to measure simultaneously four crystal-directions at 5° difference by four independent coincident-detector-pairs each using up to 18 collimator-systems (multi-collimator-geometry). In a given crystal-plane the range of crystal-directions covers 100° . With regard to symmetry this is enough to receive the cross-sections of the FS of many crystal-structures. A range-attenuation to measure the "necks" of the FS with greater accuracy is provided. Three deviation-angles of the 180° -emission are available: $\theta = 0^{\circ}$, 0.5° and 0.75° .

The use of external Cu-64-positron-sources allows investigations of all alloy-systems. At present the specimen are at room-temperature. An installation to cool them down to the temperature of liquid nitrogen is provided later.

A test-measurement on pure copper-single-crystals is reported and proves the performance of the apparatus. It is shown that the present statistical error of 3% reaches 1% by reasonable efforts what seems desirable in FS-investigations.

Some considerable quantitative relations of the experimental design concerning the problems of intensity and relative sensitivity are discussed. These show a remarkable advantage in relative sensitivity of the described geometry-system compared with a conventional crossed-slit-experiment of higher intensity. Herewith it is possible to investigate the variation of the neck-radii of the FS at different alloy-concentrations.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
Einleitung	3
I	
1. Bedeutung der Elektronenkonzentration für die Struktur von Legierungen	4
2. Brauchbarkeit der Positronen-Vernichtung zur Vermessung von Fermikörpern	12
II	
Winkelkorrelations- Meßmethoden	18
1. Schlitzgeometrie	18
2. Methode der gekreuzten Schlitze (rotating-specimen-method)	21
3. Grundsätzliche Vor- und Nachteile beider Methoden sowie gemeinsame Probleme	27
4. Verbesserung der Apparatur zur Steigerung der Intensität	33
5. Wahl der Kanalmethode	36
6. Beschreibung des beim Experiment angewandten Verfahrens	38
7. Auflösungsvermögen	47
III	
Beschreibung des aufgebauten Experiments	53
1. Prinzipieller Aufbau der Zentralapparatur	55
2. Probenherstellung	64
3. Probeneinbau	65
4. Anfangsjustierung der Geräte zur Probenausrichtung	65

	Seite
5. Bestrahlung und Einbau des Positronen- spenders; optische Höhenkontrolle	69
6. Justierung der Elektronik (Meßparameter für Haupt- und Vorlauf)	71
7. Zuordnung der Meßpositionen zu den Detektoren	82
8. Statistik der Messung	84
9. Meßergebnisse	89
IV Zusammenfassung	101
Literaturverzeichnis	102

Zu dieser Arbeit gehört ein "Apparativer Anhang"
mit einem eigenen Inhaltsverzeichnis.

Hinweis:

An dieser Stelle wird auf die etwa gleichzeitig erscheinende Dissertation von Steinmetz, K. -H., hingewiesen, die weitere Forschungsergebnisse enthält.

Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschreibt den Aufbau eines Experimentes zur Messung der Winkelkorrelation bei der Positronen-Zerstrahlung, die eine Weiterentwicklung des Verfahrens der Methode der gekreuzten Schlitze (crossed-slit-method) darstellt. Sie soll dazu dienen, Fermi-Flächen von Elektronenphasen zu vermessen und dadurch einen Beitrag zum Verstehen der Mischkristallstrukturen binärer AB-Legierungen zu liefern. Obwohl die Apparatur grundsätzlich die Vermessung beliebiger Systeme gestattet, sollen als erste die α -Phasen von Cu-Legierungen untersucht werden.

Den Anlaß zur Vermessung der Fermi-Flächen (FF) von Legierungen gab die seit Jahrzehnten offene Frage, weshalb bei vielen binären AB-Legierungen die Existenzbereiche bestimmter Strukturen (Elektronenphasen) durch charakteristische Werte der Valenzelektronenkonzentration (e/a) bestimmt wird. Darunter ist die Zahl der Valenzelektronen der Legierung ($\hat{=}$ Gruppennummern Z_i der Komponenten) pro Zahl der Atome (Molenbrüche v_i) zu verstehen, also $e/a = Z_A(1-v_B) + Z_B v_B$.

Dieser Sachverhalt ist von W. Hume-Rothery und Mitarbeitern bereits zu Beginn der dreißiger Jahre durch Untersuchungen an den Edelmetallen Cu, Ag und Au, die mit Elementen der Gruppen IIB, IIIB, ... (B-Metallen) legiert wurden, gefunden und später von anderen bestätigt worden. Er wird in der Literatur als 3. "Hume-Rothery-Regel" bezeichnet und ist allgemein bei binären Legierungen für das Auftreten bestimmter Strukturen maßgeblich, wenn beide Legierungspartner die beiden ersten "Hume-Rothery-Regeln" erfüllen (1, 2, 4, 5). Kurz angedeutet besagen diese, daß gute Mischbarkeit vorliegt, wenn die folgenden Verhältnisse nicht eintreten :

1. Differiert der Atomradius des hinzulegierten Elements B um mehr als 15 % vom Atomradius des Grundelements A, so wird die α -Phase (= Struktur von A) bereits bei geringen B-Zusätzen instabil.
2. Ist die Elektronegativität von B erheblich stärker als die von A, so entstehen intermetallische Verbindungen $A_x B_y$ im Sinne der Chemie, wobei ionische Bindungsanteile vorliegen.

I. 1. Die Bedeutung der Valenz-Elektronenkonzentration für die Struktur von Legierungen.

Eine theoretische Erklärung der Bedeutung charakteristischer (e/a) -Werte für die Legierungsstruktur auf der Grundlage des Bändermodells der Metalle ist bereits 1937 versucht worden und als "Theorie von Jones" (2, 3, 5) bekannt geworden, die jedoch trotz ihres als richtig empfundenen Grundgedankens durch die experimentellen Ergebnisse nicht bestätigt werden konnte.

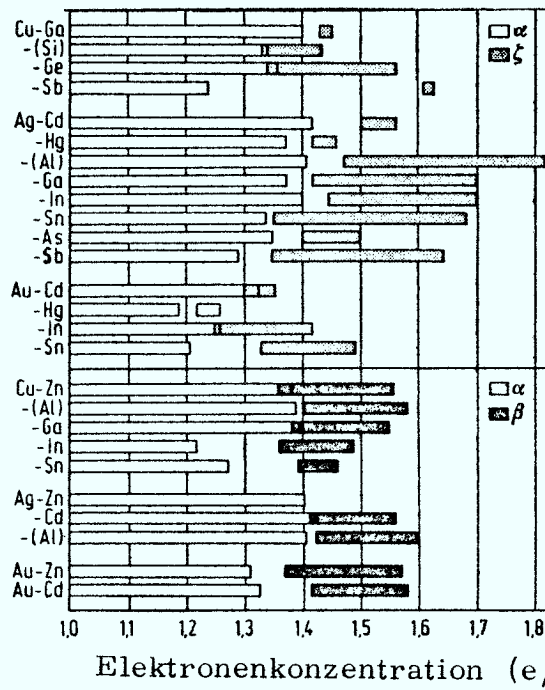
Nachfolgend werden die wichtigsten empirischen Ergebnisse sowie der Grundgedanke der "Theorie von Jones" wiedergegeben.

Für die Edelmetallegierungen wurde gefunden (Abb. I/1), daß die Existenzbereiche der Phasen im wesentlichen durch die nachfolgend angegebenen (e/a) -Werte bestimmt sind ⁺):

	<u>Cu</u>	<u>Ag</u>	<u>Au</u>	
α -Phase:	$1 < (e/a) < 1,35-1,4$	1,4	1,2 -1,3	kfz-Struktur
ζ -Phase:	$(e/a) > \sim 1,35$	1,35-1,42	1,25-1,3	hdp-Struktur
β -Phase:	$(e/a) > \sim 1,35-1,4$	1,4 -1,42	1,3	krz-Struktur
γ -Phase:	$(e/a) > \sim 1,54$	$\sim 1,6$		eigene Struktur

Die den Gitterstrukturen entsprechenden, aus der chemischen Wertigkeit mit der Theorie von Jones errechneten (e/a) -Werte sind $(e/a)_\beta = 21/14$ und $(e/a)_\gamma = 21/13 = 1,62$ und liegen innerhalb der angegebenen Bereiche. Sie stellen offensichtlich keine scharfen Werte dar, denn die Bedeutung der nach obiger Gleichung errechneten (e/a) -Werte ist bis jetzt ungeklärt; es ist unbekannt, ob und wie die Elektronen der hinzulegierten Partner in die vorhandenen Elektronenzustände eingebaut werden und wie überhaupt die Valenz bei Mischkristallen (4, 5) definiert werden muß.

⁺) Ausführlichere Daten siehe (2), Seite 179 ff und (4), Seite 126, 127, sowie im Original von Hume-Rothery (6).



Ausdehnung der α - und β - bzw. α - und β - Phasen für Mischkristalle von Cu, Ag und Au .
(Nach Massalski, (4, 5))

Abb. I / 1

e/a	krz ungeordnet			γ -Messing Struktur		β -Mn - Struktur	
	1,36 - 1,59			1,54 - 1,70		1,40 - 1,54	
	Cu-Be	Ag-Zn	Au-Al	Cu-Zn	Mn-Zn	Cu-Si	
	Cu-Zn	Ag-Cd		Cu-Cd	Mn-In	Ag-Al	
	Cu-Al	Ag-Al		Cu-Hg	Fe-Zn	Au-Al	
	Cu-Ga	Ag-In		Cu-Al	Co-Zn	Co-Zn	
	Cu-In			Cu-Ga	Ni-Zn		
	Cu-Si			Cu-In	Ni-Cd		
	Cu-Sn			Cu-Si	Ni-Ga		
	Mn-Zn			Cu-Sn	Ni-In		
				Ag-Li	Pd-Zn		
				Ag-Zn	Pt-Zn		
				Ag-Cd	Pt-Cd		
				Ag-Hg			
				Ag-In			
				Au-Zn			
				Zn-Cd			
				Au-Ga			
				Au-In			

Einige Elektronenphasen von Cu, Ag und Au als Basis mit einigen Übergangsmetallen (2).

Jones hat aufgrund der Vorstellung von fast freien Elektronen in Metallen versucht, eine Erklärung für die magischen (e/a) - Werte anzugeben. Dabei machte er folgende Angaben (3) :

- i) Die Zustandsdichte - $N(E)$ - Kurven der reinen Elementstrukturen - wie z.B. Cu - werden in ihrer Form durch das Hinzulegieren nicht geändert (rigid - band - model), lediglich die Fermienergie wird entsprechend den unterschiedlichen (e/a) - Werten der verschiedenen Phasen erhöht. Das heißt (Abb. I/2a), daß die $N(E)_\alpha$ - und $N(E)_\beta$ - Kurven zusammenfallen, solange kein Einfluß der Brillouin - Zone (BZ) wirksam ist, dann aber Peaks bei verschiedenen Energien auftreten (diese entsprechen Berührungen der verschiedenen BZ der beteiligten Gitterstrukturen kfz (α - Phase) bzw. krz , hdp (β , ζ - Phase)).
- ii) An den BZ der α - bzw. β - Phase treten konstante Energiesprünge auf und zwar 4,1 eV , wie beim reinen Cu . Damit soll festgestellt werden, daß beim Legieren sich mit zunehmendem (e/a) - Wert die $N(E)$ - Kurven nicht verschieben, also die Lage der Peaks bezüglich der Energien erhalten bleibt.

Da die Ausbildung von Phasen davon abhängt, welche energetisch am günstigsten ist, wurden von Jones mit obigen Annahmen die folgenden Schlüsse gezogen :

Wird beim Hinzulegieren einer bestimmten Menge B - Atome ein entsprechendes e/a erhalten, so liegen die Fermienergien für freie Elektronen E_{Ffr} über denjenigen der gebundenen Elektronen E_{Fb} (Abb. I/2b), und zwar derart, daß - wegen der gleichen Anzahl von Elektronen - die Flächengleichheit

$$\int_0^{E_{Ffr}} N_{fr}(E)dE = \int_0^{E_{Fb}} N_b(E)dE \quad \text{gilt.}$$

Ein Modell, das eine Absenkung der Gesamtenergie liefert, ist sinnvoll. Für die Gesamtenergie ist

$$\bar{E}_b = \int_0^{E_{Fb}} E \cdot N_b(E)dE < \int_0^{E_{Ffr}} E \cdot N_{fr}(E)dE = \bar{E}_{fr} ,$$

denn $N_b(E) \geq N_{fr}(E)$ bedeutet, daß in einem Energieintervall ΔE mehr Elektronenzustände zur Verfügung stehen.

Werden die Gesamtenergien aufgetragen (Abb. I / 2c), so liegt das Maximum von $\bar{E}_{fr} - \bar{E}_b$ offenbar bei derjenigen Energie E_D , bei der die $N_b(E)$ -Kurve die $N_{fr}(E)$ -Kurve schneidet (Punkt D), weil ab dort die gegenüber der $N_{fr}(E)$ -Kurve stärkere Aufnahme von Energiezuständen durch die $N_b(E)$ -Kurve und damit die Absenkung von E_b gegenüber E_{fr} aufhört.

Entsprechend gelangt man von Abb. I/2a für die α -Phase zu Abb. I/2d für die β -Phase (für freie Elektronen sind für die α - und β -Phase die $N(E)$ -Kurven noch gleich und damit auch $\bar{E}$!). Mit

$$e/a : = \int_0^{E_F} N(E) dE \quad \text{läßt sich analytisch zeigen (4, Seite 128) ,}$$

daß die Krümmung der $\bar{E}(e/a)$ -Kurve (Abb. I/ 2 c) ist:

$$\frac{d^2 \bar{E}}{d(e/a)^2} = \left[N(E_F) \right]^{-1} \quad (\text{s. Abb. I/2a})$$

$\bar{E}$ gibt als Gesamtenergie den Stabilitätsbereich der α - bzw. β -Phase an: Entsprechend der Tangentenkonstruktion bestimmen die Berührungspunkte den Bereich, in dem $\alpha + \beta$ vorliegt, bzw. links davon α -Phase und rechts davon β -Phase.

Anders als in Abb. I / 2d liegen in Wirklichkeit $(e/a)_\alpha$ und $(e/a)_\beta$ dicht zusammen, so daß ein mittleres $(e/a)_{\alpha+\beta}$ definiert werden kann.

Entsprechendes gilt vom Übergang von der β - zur γ -Phase etc.

Jones errechnete aus solchen $N_b(E)$ -Kurven Werte von $(e/a)_\alpha = 1,0$ und $(e/a)_\beta = 1,23$ ⁺⁾ .

⁺⁾ Das Ergebnis $(e/a) = 1,23$ aus der Theorie von Jones entspricht folgender Situation: Berührt die FK die BZ, so hat für die zugehörige Energie die $N(E)$ -Kurve einen Peak. Jones errechnete in seiner Arbeit, daß in der - wohlbekannten - $N(E)$ -Kurve für krz-Struktur (β -Phase) der Peak bei $e/a = 1,23$ liegt. Dort muß der Umschlag in die β -Phase bereits erfolgen.

Andererseits kennzeichnet Jones den Umschlag $\alpha \rightarrow \beta$ dadurch, daß im (e/a) -Bereich der Phasengrenze der Anstieg der Gesamtenergie

Gemessen sind jedoch $(e/a)_{\alpha} = 1,36$ und $(e/a)_{\beta} = 1,5 (!)$, so daß Zweifel an der Richtigkeit der Annahme von Jones angebracht sind. Verwirrend ist, daß bei Benutzung der $N_{fr}(E)$ -Kurve (freie Elektronen!) für Cu $(e/a)_{\alpha} = 1,38$ und $(e/a)_{\beta} = 1,48$ errechnet wird, was weit besser mit dem Gemessenen übereinstimmt! Die in ihrem Wesen ansich plausible, aber kompliziertere Theorie von Jones erscheint der denkbar einfachen Theorie für freie Elektronen unterlegen zu sein. Die Hauptursache dafür ist möglicherweise in der mangelnden Berücksichtigung der Veränderung der $N(E)$ -Kurve und der Veränderung der Energie-Gaps beim Hinzulegieren zu suchen. Dennoch scheint die Theorie von Jones einen wahren Kern zu haben.

Anfang der sechziger Jahre sind von Cohen und Heine (7, 8) Überlegungen angestellt worden, die oben genannte Veränderungen berücksichtigen. Nimmt man zunächst noch an, daß die $N(E)$ -Kurven beim Hinzulegieren noch starr bleiben, jedoch das Energie-Gap der drei in Abb. I/ 3 a eingezeichneten Kurven kleiner wird, so wandern die Peaks zu höheren E-Werten und verschwinden schließlich (siehe Abb. II/ 3 b), so daß als Grenzwert die Parabel entsteht (das entspricht dem Verschwinden des Energie-Gaps bei freien Elektronen). Die Gesamtenergien $E_{1,2,3}$ werden höher, so daß für die dazugehörigen (e/a) höhere Werte als die von Jones berechneten zu erwarten sind.

Als weiteres wird mit der Änderung des Energie-Gaps die Starrheit der $N(E)$ -Kurve aufgegeben. Die neuen $N(E)$ -Kurven können, da der Peak der Struktur entsprechend bei gleichen E-Werten liegen muß, nicht über der alten $N(E)$ -Kurve liegen, da dies andernfalls

für die kfz- als auch für die krz-Struktur gleich sein soll. Ferner soll die Reihenentwicklung der Gesamtenergien beider Strukturen dort übereinstimmen. Aus diesen Bedingungen wurden $(e/a)_{kfz} = 1,409$ und $(e/a)_{krz} = 1,447$ errechnet. Daraus ergibt sich ein Widerspruch.

die Schaffung von zusätzlichen Elektronen-Zuständen bedeutet für Elektronen, die es gar nicht gibt.

Erst die Verbindung von variablen (fallenden) Energie-Gaps beim Hinzulegieren mit der Aufgabe der Starrheit der $N(E)$ -Kurven ergibt nach Ziman (9, 10) die Folge der $N(E)$ -Kurven in Abb. I/ 3 c und scheint ein richtiger Weg zur Beschreibung des Verhaltens der Zustandsdichte zu sein. Der Grenzwert ist wieder die Parabel für freie Elektronen. Dies gilt für eine Phase, zum Beispiel α , für die nächste Phase sinngemäß ebenso, so daß prinzipiell wieder Abb. I/ 2 a entsteht, nur mit Peaks bei höheren (e/a) -Werten. Die Interpretation nach Jones kann damit im Prinzip richtig bleiben.

Aufgrund dieser Betrachtungen erkennt man die Bedeutung, die die Kenntnis des Berührungsverhaltens von Fermi-Fläche mit der Brillouin-Zone für die Legierungstheorie hat. Dieses Berührungsverhalten soll mit dem nachfolgend beschriebenen Experiment gemessen werden.

Abb. I / 2 a

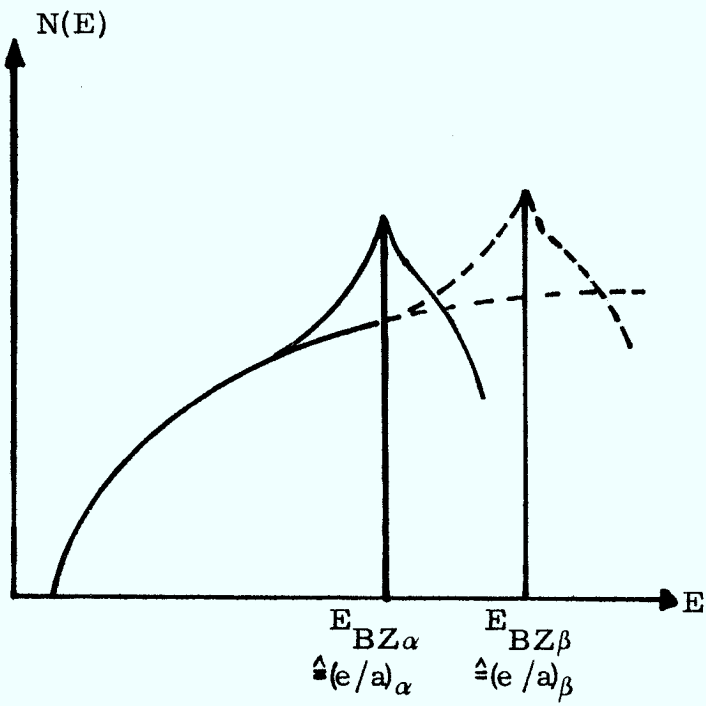


Abb. I / 2 b

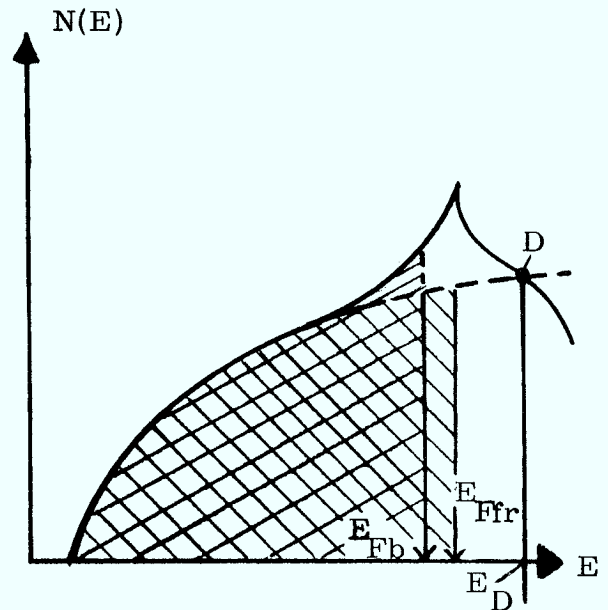


Abb. I / 2 d

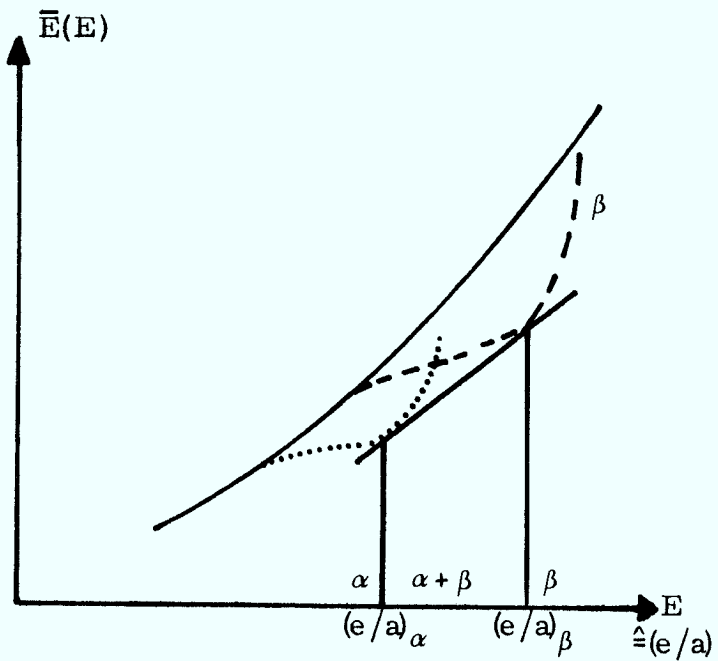


Abb. I / 2 c

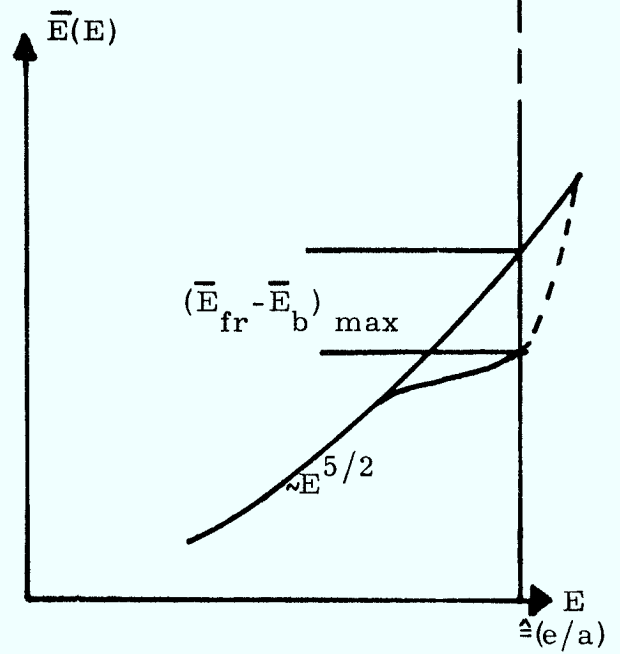


Abb. I / 3a

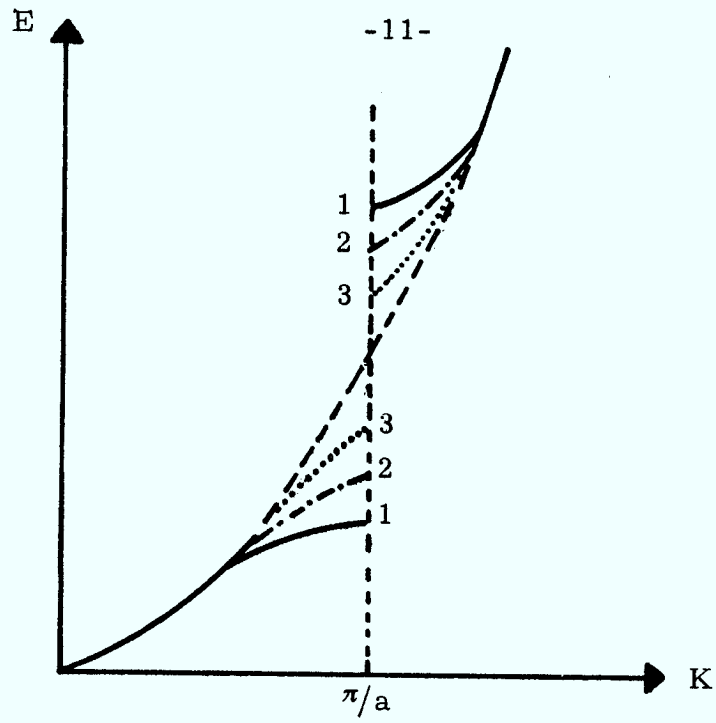


Abb. I / 3 b

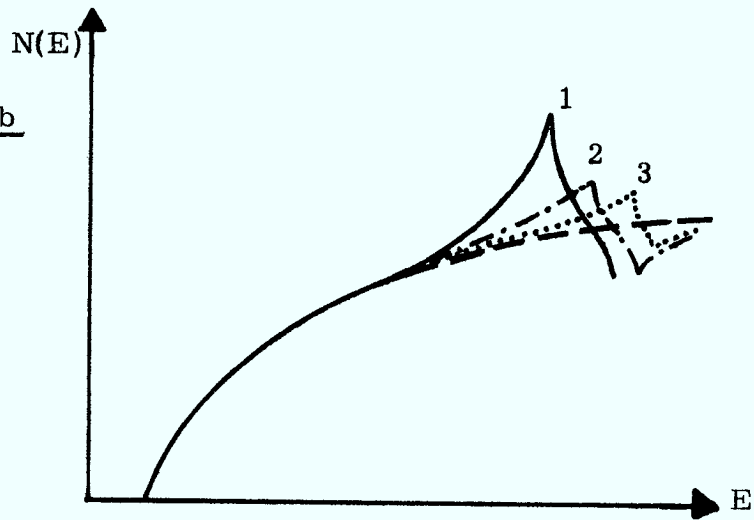
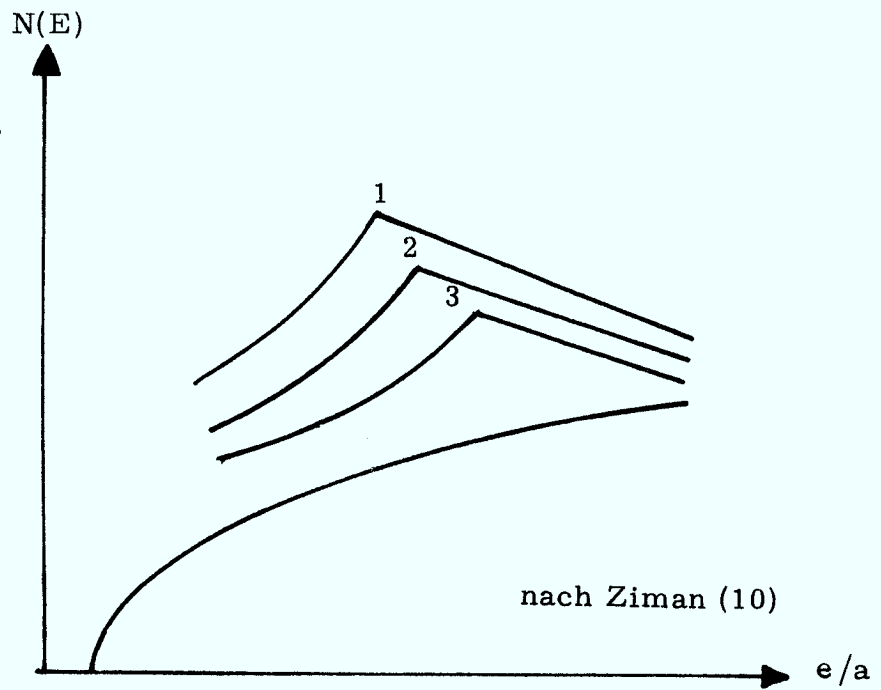


Abb. I / 3 c



2. Brauchbarkeit der Positronen-Vernichtung zur Vermessung von Fermikörpern

Die klassischen Methoden zur Vermessung von FF wie der de-Haas-van-Alphen-Effekt und die Zyklotron-Resonanz (8, 13) verwenden Magnetfelder in der Größenordnung von 10 kG, die den Elektronen Kreisbewegungen mit Radien in der Größenordnung von wenigen $10^5 \text{ \AA}$ aufzwingen. Für Cu ist die freie Weglänge der Elektronen $1(4^\circ \text{K}) \approx 0,3 \cdot 10^7 \text{ \AA}$ (14), so daß bei dieser Temperatur Messungen mit einer Genauigkeit besser als 1% möglich sind. In Legierungen werden die Elektronen zusätzlich an den gelösten FA erheblich gestreut. Bereits Zusätze um 1 at% FA verringern λ auf wenige hundert $\text{\AA}$, womit obige Meßmethoden zu ungenau werden oder gar keine Meßergebnisse mehr liefern können. (Immerhin zeigt die FF von Cu Höenschwankungen im 1% Bereich!). Aus diesem Dilemma scheint die Methode der Positronen-Zerstrahlung einen Ausweg anzubieten, mit der bereits eine größere Zahl von Experimentatoren FF von Legierungen vermessen haben ⁺⁾ . Die dort erzielten Ergebnisse ermutigten zum Aufbau eines größeren Experiments, das bei universeller Anwendbarkeit auf beliebige Legierungssysteme bisherige experimentelle Schwierigkeiten überwinden bzw. mindern soll und eine Meßgenauigkeit von etwa 1% erreichen kann.

Da trotz einer großen Anzahl von Review-Artikeln die wesentlichen Fakten über die e^+ -Zerstrahlung zur Vermessung von FF verstreut sind, sollen diese kurz angegeben werden.

a) Die wesentlichen e^+ -Spender-Materialien für Neutronenaktivierung ($\phi_n = 10^{13} \text{ sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) sind (18):

Element	Isotop	Halbwertszeit	Sättigungs-Aktivität	Ausbeute	max. β^+ -Zerfallsenergie
Na	Na22	2,6y	42,5 Ci/g	91%	0,54 MeV
Ni	Co58	71 d	0,264 Ci/g	15%	0,48 MeV
Cu	Cu64	12,8h	7,6 Ci/g	19%	0,66 MeV

⁺⁾ Es werden einige umfassende Review-Artikel angegeben (15, 16, 17), die die wichtigsten Ergebnisse enthalten.

Wegen seiner Ergiebigkeit wird Cu64 als e^+ -Spender für dieses Experiment gewählt (siehe Zerfallschema Abb. I/ 4 a und β^+ -Spektrum Abb. I/ 4 b).

b) Die Reichweite von Positronen in Materie ist nach Hertz (19) der von Elektronen sehr ähnlich. Da beide Teilchen durch einen β -Zerfall entstehen, wird wegen der Energieverteilung die Absorption durch ein Exponentialgesetz

$$\frac{I}{I_0} = \exp (- \mu x) \quad , x = \text{Absorberdicke (s. Abb. I/4 c)}$$

beschrieben (20). Der Massenabsorptionskoeffizient μ/ρ ist nur wenig abhängig von der Kernladung Z und empirisch durch

$$\mu/\rho = 17/E_{\max}^{1,14} \quad (E \text{ in MeV})$$

wiedergegeben.

Für Cu ($\rho = 8,9 \text{ g/cm}^3$) ist $\mu = 243 \text{ cm}^{-1}$. Für einen 0,1 mm dicken Cu-Absorber folgt

$$I/I_0 = 8,81 \cdot 10^{-2} \quad .$$

Dieser Absorber fängt ca. 91 % aller Positronen auf (die max. Reichweite der Positronen errechnet sich $r_{\max} = 0,27 \text{ mm}$! (11, 12) aus Reichweite-Beziehungen). Aus praktischen Gründen wird nachfolgend mit einer Positronen-Eindringtiefe von 0,1 mm gerechnet.

c) In Metallen verliert das eingedrungene Positron durch inelastische Streuung (i. W. Møller- bzw. Mott-Streuung) sehr schnell an Energie. Bereits innerhalb weniger Gitterabstände gibt es wesentliche Beträge seiner Primärenergie ab⁺⁾ . Die Zeit t, in der die kinetische Primärenergie auf einige eV abfällt, kann in der Größenordnung abgeschätzt werden aus

$$E = eU = \frac{m_e}{2} v^2 = \frac{m_e}{2} \left(\frac{s}{t} \right)^2 \quad .$$

+) unter Exzitonenanregung

Für $s =$ einige Gitterabstände in Å und E in eV (entsprechend β^+ -Spektrum) ist

$$t = \frac{0,53 \cdot 10^{-14} \cdot s}{E^{1/2}}$$

Für beispielsweise $E = 100 \text{ keV}$ und $s = 10 \text{ \AA}$ ist damit
 $t = 1,6 \cdot 10^{-16} \text{ sec}$, also sehr klein, so daß selbst für die kleinsten
 Energien des β^+ -Spektrums $t < 5 \cdot 10^{-16} \text{ sec}$ erhalten wird.

Für das weitere Abbremsen der Positronen auf thermische Energie errechnete Lee-Whiting (21) die folgenden Zeiten:

4 eV	$\longrightarrow$	1 eV	:	$3 \cdot 10^{-15}$	sec
1 eV	$\longrightarrow$	0,1 eV	:	$2 \cdot 10^{-13}$	sec
0,1 eV	$\longrightarrow$	0,025 eV	:	$3 \cdot 10^{-12}$	sec

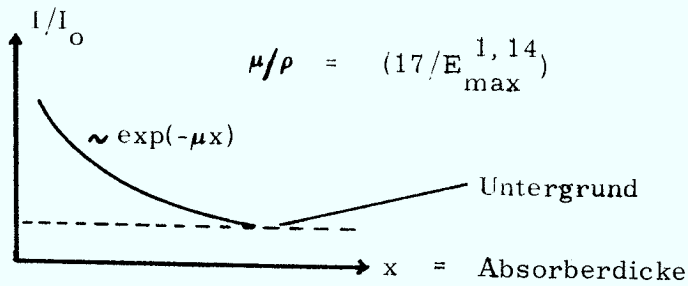
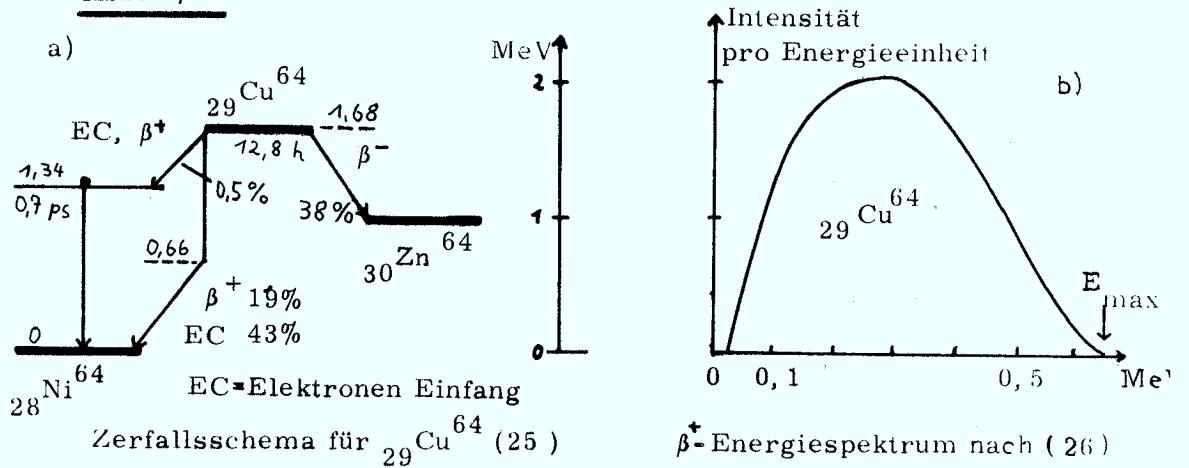
Dieser Berechnung liegt die Annahme eines abgeschirmten Coulomb-Potentials (exponentieller Abfall) für die WW von Elektronen und Positronen zugrunde.

Die Messung der Lebensdauer von Positronen ergab nach Benedetti und anderen (22, 23) ca. $1,5 \cdot 10^{-10}$ sec $\pm$ 25% . Daraus kann geschlossen werden, daß die Positronen genügend Zeit haben, um im Mittel thermische Energie anzunehmen ("Thermalisierung"), so daß bei ihrer Zerstrahlung kein vom β -Zerfall herrührender Impulsrest unbekannter Größe in die Impulsbilanz eingeht. Damit ist überhaupt eine Meßmöglichkeit für die Elektronenimpulse gegeben.

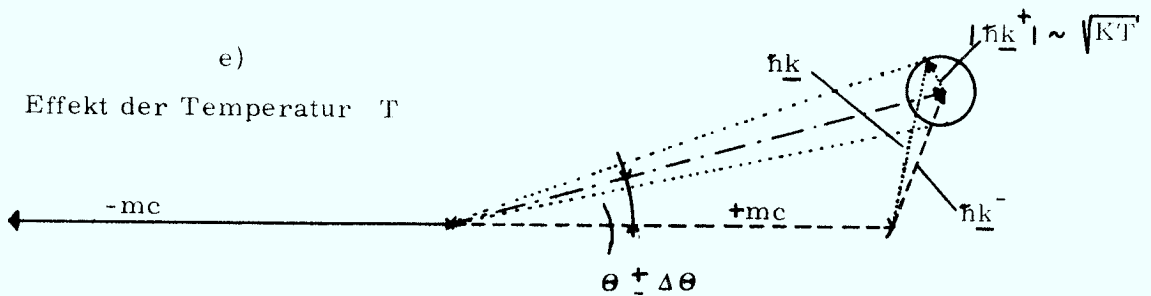
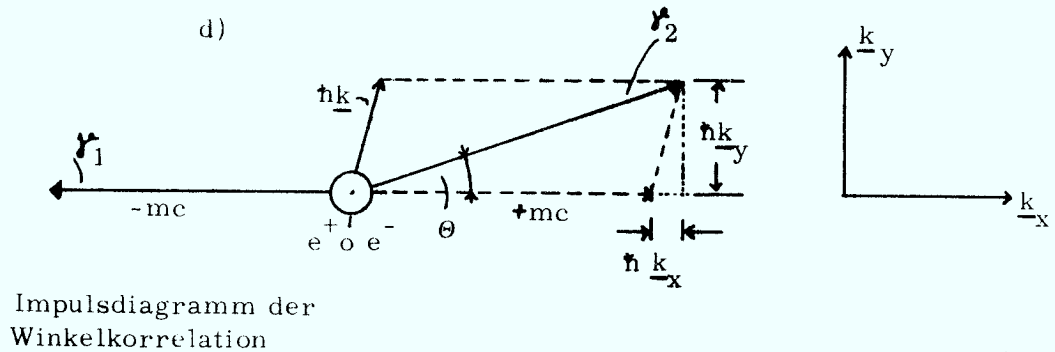
d) Die Positronen emittieren bei der Vernichtung mit Elektronen die γ -Quanten auf drei verschiedene Arten, die mit den relativen Häufigkeit angegeben sind (24) :

Emissionsart				relat. Häufigkeit		
2 γ	:	3 γ	:	1 γ	=	372 : 1 : $3 \cdot 10^{-5}$
(180°)		(120°)		(kont.)		
(Winkel zwischen den γ -Quanten)						

Abb. I/4



c) Absorption eines β -Spektrums (20) in Materie



Wegen ihrer Häufigkeit ist allein die 2- γ -Quanten-Emission experimentell bedeutsam. Für sie gilt bei kleinen Relativgeschwindigkeiten v zwischen e^+ und e^- ($\frac{v}{c} < \frac{1}{137} = \alpha =$ Feinstrukturkonstante) nach Dirac (27), daß der Vernichtungs-Wirkungsquerschnitt ist

$$\sigma(2\gamma) = \pi r_o^2 \cdot (c/v) , \quad r_o = \text{klass. Elektronenradius } e^2/mc^2 .$$

Für diese Gleichung ist die Thermalisierung bedeutsam und hinreichend; jedoch vernachlässigt ihre Herleitung die Coulomb - WW von e^+ und e^- (24, 28, 29, s. auch 30). Mit der Elektronendichte n_e folgt für die Zerstrahlungswahrscheinlichkeit (pro sec):

$$p = \pi r_o^2 \cdot c \cdot n_e$$

und diese ist unabhängig von v (!). Die Voraussetzung für die Gültigkeit dieses Resultats müssen jedoch immer beachtet werden (24). Hiermit erst wird die 2 γ -Zerstrahlung für die Vermessung von FF brauchbar (siehe Abb. I/4d).

Besitzt das Elektron-Positron-System den gemeinsamen Impuls

$$\hbar k = \hbar \cdot (\underline{k}^+ + \underline{k}^-)$$

so weicht die Richtung der beiden gleichzeitig emittierten γ -Quanten wegen der Addition von $\hbar \underline{k}$ zum Quanten-Gesamtimpuls um den Winkel θ von 180° ab. In Abb. I/4 d liegen die beiden Quanten in der Emissionsebene. Der interessierende Elektronenimpuls $\hbar \underline{k}^-$ muß erforderlich $\hbar \underline{k}^+$ deutlich übersteigen. Wegen der Thermalisierung der e^+ ist

$$\frac{1}{2} KT = (\hbar \underline{k}^+)^2 / 2m_e , \quad K = \text{Boltzmann-Konstante} .$$

Daraus folgt $\hbar \underline{k}^+ \sim T^{1/2}$, d.h. die Temperatur der zu untersuchenden Metallprobe ist gering zu halten, da andernfalls eine "Verschmierung" von θ erhalten wird ($\hat{=}$ Meßfehler bei Winkelkorrelation, s.u., s. Abb. I/4 e).

Zwei Meßmethoden sind möglich für den Elektronenimpuls:

- aa) Vermessung von θ als Funktion von $\underline{k}_y^-$ (y-Komponente, s. Abb. I/4d)
- bb) Vermessung der Doppler-Verschiebung ΔE mit $\Delta(\hbar \underline{k}_x) = \hbar \underline{k}_x^-$ (x-Komponente), $\Delta E \leq E_F \approx 3 \dots 8 \text{ eV} .$

Zu bb) Die Vermessung der γ -Quanten mit einer Energie von $511 \text{ keV} + \Delta E$, wobei $\Delta E \approx 10^{-5} \cdot 511 \text{ keV}$ hinreichend genau aufgelöst werden muß, ist selbst mit modernen Halbleiter-Detektoren problematisch (vielleicht mit Cerenkov-Detektoren?).

Zu aa) Die sog. Winkelkorrelation $\theta = \theta(k_y^-)$ ist als Meßprinzip weit verbreitet (Erläuterung Kap. II) und liegt dem hier beschriebenen Experiment zugrunde. Hier ist die Verschmierung von θ zu berücksichtigen. Für Cu ist $E_F \approx 7 \text{ eV} \hat{=} \theta_F \approx 6 \text{ mrad}^{+)}$.
Bei RT ist $\Delta E = 0,025 \text{ eV} (\hat{=} \Delta \theta = 0,36 \text{ mrad})$.
Bei T_{N_2} ist $\Delta E = 0,0066 \text{ eV} (\hat{=} \Delta \theta = 0,18 \text{ mrad})$.

c) Ist $\underline{g}$ ein reziproker Gittervektor, so tragen nach (31) die Elektronen mit Wellenzahlvektor $\underline{k}$ nicht nur bei $\theta \hat{=} k$ zur Zerstrahlung bei sondern auch bei $\theta' \hat{=} k + g$ ("Umklapp-Zerstrahlung", HMC-Annihilation⁺⁺⁾). Die relative Häufigkeit dieses Prozesses wird mit A_k^2 bezeichnet und ist für Cu gemessen worden:

$$\begin{aligned} A_{111}^2 &= 0,0161 \text{ relative Einheiten} \\ A_{200}^2 &= 0,0076 \quad " \end{aligned}$$

Im Innern der 1. BZ gilt $A_{000}^2 = 0,9082 \text{ relative Einheiten}$. Bei der Umklapp-Zerstrahlung (HMC) ist man unterschiedlicher Auffassung (32).

d) Der Einfluß von Gitter-Baufehlern auf die Positronen-Zerstrahlung ist mehrfach untersucht worden (16), s. dort Seite 1537 ff). Er beruht auf der dort geänderten e^- -Dichte. Einheitliche Erkenntnisse wurden noch nicht erzielt. Für die Vermessung von FF ist es in jedem Falle ratsam, möglichst perfekte Einkristalle als Proben zu verwenden.

+) Zur Beziehung zwischen θ und E siehe Kap. II/ 1.

++) HMC = "Higher-Momentum-Components"

II Winkelkorrelations-Meßmethoden

Bisher setzten sich die beiden folgenden (1. und 2.) Verfahren durch:

1. Bei der Schlitzmethode (slit geometry) werden die von einer einkristallinen Probe P mit Verknickungswinkel θ koinzident emittierten γ -Doublets durch zwei senkrecht zur Zeichenebene stehende Schlitze ausgeblendet (Abb. II/1). Einer der Schlitze wird θ entsprechend um den Probenmittelpunkt verdreht, wobei die Orientierung von P festgehalten wird. Da der Impuls thermalisierter Positronen $\underline{k}^+$ gegen den der Leitungselektronen $\underline{k}^-$ verschwindet, ist die mit den koinzident arbeitenden Detektoren $D_{1,2}$ gemessene Intensität $I(\theta)$ wegen $\theta \approx \tan \theta = \hbar k_z^- / mc$ gleichzusetzen mit $I(k_z^-)^+$. Das Apparaturlösungsvermögen für k_z ist durch die Schlitzbreite mitbestimmt und angenähert

$$\Delta k_z = \frac{mc}{\hbar} \Delta \theta = \frac{mc}{\hbar} \cdot \frac{b}{l}.$$

$I(k_z)$ resultiert von allen Leitungselektronen mit der Impulskomponente k_z . In einer Fermi-Kugel (FK) sind das die Elektronen in einer Kreisscheibe mit Abstand k_z vom Kugelmittelpunkt und der Dicke Δk_z (Abb. II / 2 a), so daß $I(k_z)$ bei konstanter Elektronen-Besetzungsdichte proportional dem Inhalt der Kreisscheibe ist:

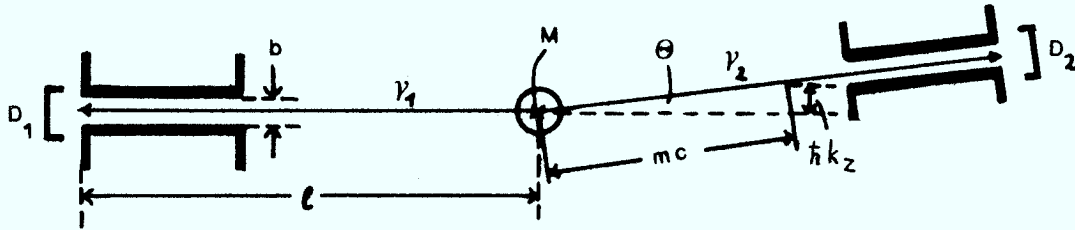
$$I(k_z) \sim \pi \hbar^2 (k_F^2 - k_z^2) = \pi \hbar^2 (k_F^2 - \left[\frac{\theta \cdot mc}{\hbar} \right]^2).$$

Mit variierendem θ wird die ganze Fermi-Kugel abgefahren, so daß $I(k_z)$ als parabolische Impulsverteilung eine Aussage über den Elektroneninhalt der Fermi-Kugel machen kann.

Die Erhöhungen der realen Fermi-Fläche (FF) von einer Fermi-Kugel ergeben Erhöhungen auf der Parabel bzw. Verbreiterungen entsprechend dem Scheibenvolumen.

+) Also ist $|\underline{k}_z^-| = |\underline{k}| = k$. Damit entfällt nachfolgend das Minuszeichen!

Abb. II/1 : Schlitzgeometrie



Spalte senkrecht zur Zeichenebene, $|\hbar k_z| \ll mc$

Die Winkel θ sind für Leitungselektronen real $< 7 \text{ mrad}$ und für Kernelektronen $\leq 20 \text{ mrad} \approx 1^\circ$.

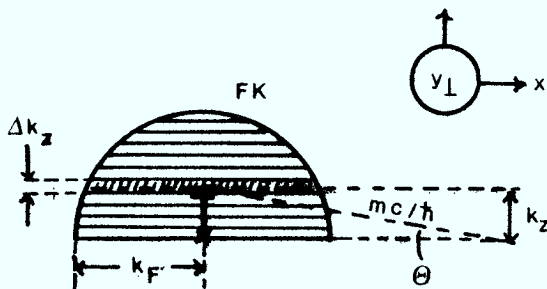


Abb. II/2a :

$$\rho(k) = \begin{cases} \text{const. innerhalb der FK} \\ 0 \text{ außerhalb} \end{cases}$$

$$\text{Scheibeninhalte} = \pi(k_F^2 - k_z^2) \cdot \Delta k_z$$

Mit wachsendem θ wird die (obere) Hälfte der FK abgefahren.

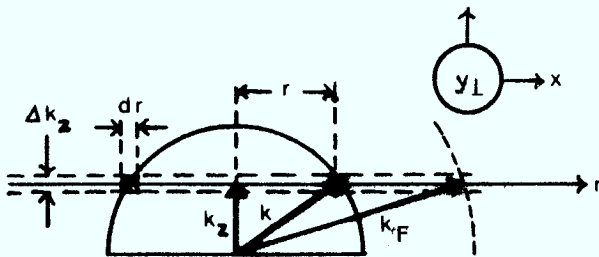


Abb. II/2b :

$$\rho(k) = \begin{cases} \rho(k) \text{ innerhalb der FK} \\ 0 \text{ außerhalb} \end{cases}$$

Zum Scheibeninhalte ρ_0 :

$$d\rho_0 = 2\pi r \rho(k) \cdot dr, \quad r = \hbar(k^2 - k_z^2)^{1/2}$$

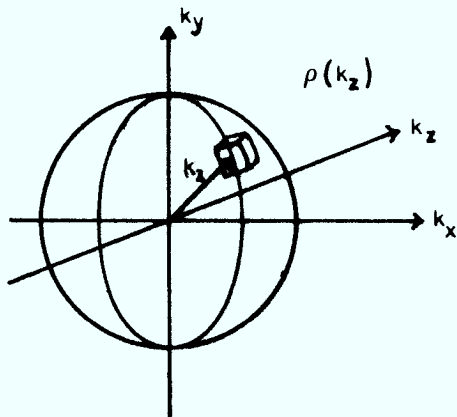


Abb. II/2c :

Zur Impulsverteilung der Elektronen $N(k_z)$

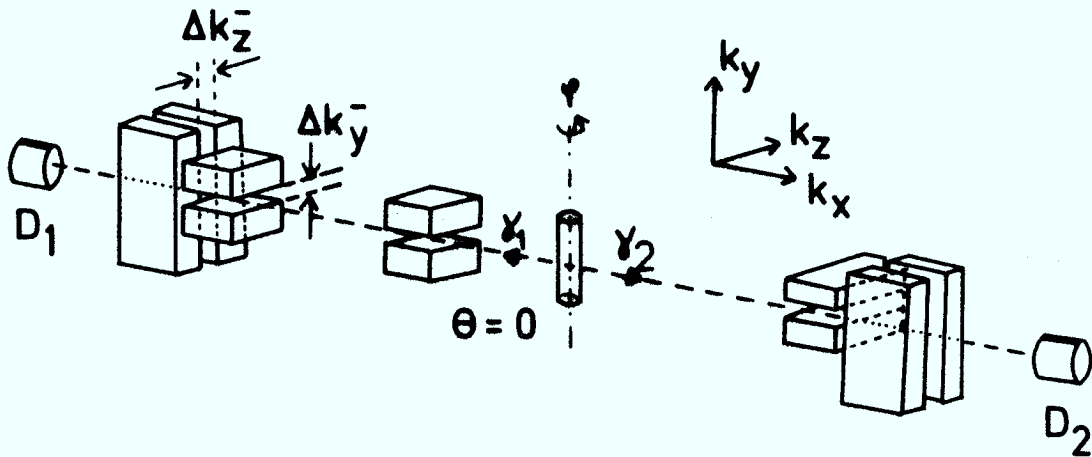


Abb. II/ 3 a:

Methode der gekreuzten Schlitze ($\Theta = 0$)

$$I(\varphi) \sim \int_{-\infty}^{\infty} N(k) R_v(k_y^-) R_h(k_z^-) d^3 k$$

$R_{v,h}$ = Auflösungsvermögen vertikal,
horizontal

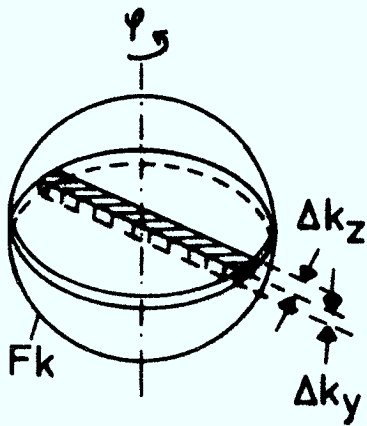


Abb. II/ 3 b:

Balken (chip) durch die Fermi-Kugel:

Durch schrittweises Drehen der Probe um 5° wird der Balken ebenfalls mitgedreht, so daß ein Durchmesser-Profil $I(\varphi)$ durch die Fermi-Kugel entsteht. Für $\Theta_y \neq 0$ liegt die Drehebene entsprechend höher oder tiefer.

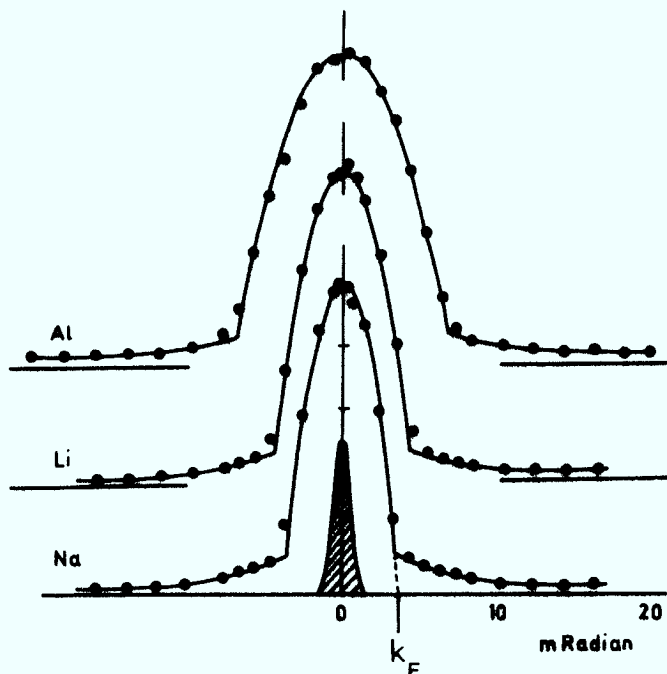


Abb. II/ 4 a:

$I(\Theta)$ -Messungen an Al, Li und Na (33), die die parabolische Verteilung gut bestätigen. Das Auflösungsvermögen ist schraffiert eingezeichnet. k_F wird durch Extrapolation auf die Abzisse erhalten.

Für den allgemeineren Fall einer isotropen Elektronen-Besetzungsdichte

$$\rho(k) = \begin{cases} \bar{\rho}(k) > 0 & \text{innerhalb der FK}^{+)} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

ist die Impulsverteilung der Elektronen $N(k_z)$ nach Abb. II / 2 c gleich dem Produkt der Kugeloberfläche mit Radius $|\hbar k_z|$ und der Dichte

$$\rho(k_z) : N(k_z) = 4\pi \cdot (\hbar k_z)^2 \cdot \rho(k_z),$$

wobei die Unabhängigkeit der Zerstrahlungswahrscheinlichkeit von k vorausgesetzt ist.

Die Intensität $I(k_z)$ ist der Zahl der zerstrahlenden $e^+ o e^-$ - Paare gleich, die in einer Scheibe der Dicke $\hbar \Delta k_z$ nach Abb. II/2b liegen, und damit proportional der Scheibenfläche:

$$\begin{aligned} I(k_z) &\sim \int_0^{r_{\max}} \rho(k) \cdot 2\pi r dr, & r_{\max}^2 &= k_F^2 - k_z^2 \\ &= \int_0^{\infty} \rho(k) \cdot 2\pi r dr &= \int_{k_z}^{\infty} 2\pi \hbar^2 \cdot \rho(k) k dk \end{aligned}$$

= $S(\infty) - S(k_z)$, S = Stammfunktion nach dem Fundamentalsatz der Integralrechnung. Mit $S(\infty) = 0$ wegen $\rho(k) = 0$ (s. o.) folgt:

$$\begin{aligned} S(k_z) &= 2\pi \hbar^2 \cdot \int_{k_z}^{\infty} \rho(k) \cdot k dk \sim -I(k_z). \text{ Differentiation nach } k_z \text{ ergibt} \\ N(k_z) &\sim -2k_z \cdot \frac{dI(k_z)}{dk_z} \quad (\text{Berechnungsmöglichkeit von } N(k_z)!). \end{aligned}$$

Mit $\rho(k) = \text{const.}$ innerhalb der FK folgt: $I(k_z)$ ist parabolisch.

2. Für die Methode der gekreuzten Schlitze (rotating specimen method, Kanalmethode) wird ein zweites Paar paralleler Schlitze senkrecht zu den vorhandenen angeordnet (Abb. II/3a), so daß die Impulskomponenten in y - und z -Richtung begrenzt werden. Da nur bei $\theta = 0$ gemessen und im Gegensatz zu oben die Probe um eine niedrig indizierte Kristallachse gedreht wird, entspricht die gemessene Intensität dem in Abb. II/3b eingezeichneten Balken durch die Fermi-Fläche als Funktion der Kristalldrehung φ . Der Balkenquer-

^{+) Nachfolgend ist $k = |k|$ (Wegfall des Minuszeichens).}

schnitt wird durch die Schlitzbreiten in y- und z-Richtung bestimmt. Es entsteht ein Querschnitt durch die Fermi-Fläche mit Auskunft über die Lage und Größe ihrer Ausbuchtungen (Abb. II/ 3 b).

Abb. II/ 4 a zeigt typische Meßergebnisse der Schlitzmethode an Na, Al und Li. Messungen zur parabolischen Verteilung sind an vielen Metallen gemacht worden (34). Bei den Alkalien zeigt sich die gute Übereinstimmung mit der Parabel, die die Annahme einer konstanten Dichte in der FK bestätigt. Außerdem ist hier die e^+ -Zerstrahlung unabhängig vom Elektronenimpuls (s. u.), da andernfalls Abweichungen zu erkennen sein müßten. Die nicht vorhandene Verschmierung der Kurve deutet auf gute "Thermalisierung" hin. Aus solchen Kurven kann $N(k_z)$ berechnet werden.

Bei anderen Metallen deuten die Abweichungen von der Parabel auf Zusammenhänge der Zerstrahlung mit der Zonenstruktur hin. Der Kristallrichtung entsprechend werden Hälse der FF als Erhöhung im Bereich $\theta \approx 0$ bzw. als Verbreiterung der Parabel für größere θ (Abb. II/ 4 b) gemessen.

Die Kanalmethode (Abb. II/ 5) liefert einen Querschnitt durch die Fermi-Fläche von Cu (32), der mit den Ergebnissen einer de-Haas-van-Alphen-Effekt Messung übereinstimmt.

Der Einfluß der Kernelektronen^{+) -Zerstrahlung ist in den Meßergebnissen der Schlitzmethode (Abb. II/ 4b) klar zu erkennen als Schwänze zu beiden Seiten der Parabel für größere k_z . Für kleinere k_z liegt die $I_{\text{Kern}}(k_z)$ -Kurve unterhalb der Parabel. Ihre Form ist allgemein durch den qualitativen Aufbau der Hüllen der inneren Elektronen bestimmt und umso höher und breiter, je stärker diese zur chemischen Bindung beitragen (Übergangsmetalle, Cu). Weil im Gegensatz zur Fermi-Fläche keine annäherungsweise konstante Besetzungsdichte der Kernelektronen angenommen wird, ist die allgemeine Form der $I_{\text{Kern}}(k_z)$ -Kurve noch heute unbekannt.}

^{+) Kernelektronen-Zerstrahlung wird im folgenden mit KE-Zerstrahlung abgekürzt ("Core"-Zerstrahlung)}

Abb. II/ 4 b:

$I(\Theta)$ -Messungen an Cu (35) für zwei Orientierungen $[1\bar{1}0]$, $[111]$. Gut sichtbar die dem Scheibenmodell entsprechende Erhöhung der Parabel im Bereich der Halse für $k_y \parallel [111]$ bzw. deren Verbreiterung für $k_y \parallel [1\bar{1}0]$.

Auflösungsvermögen $0,85 \times 5 \text{ mrad}^2$. Es handelt sich "fast" um eine Schlitzgeometrie.

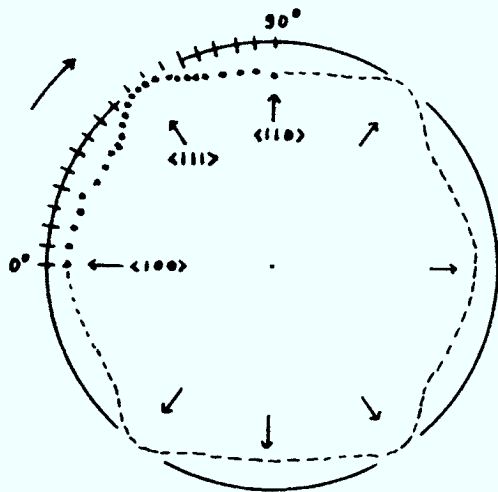
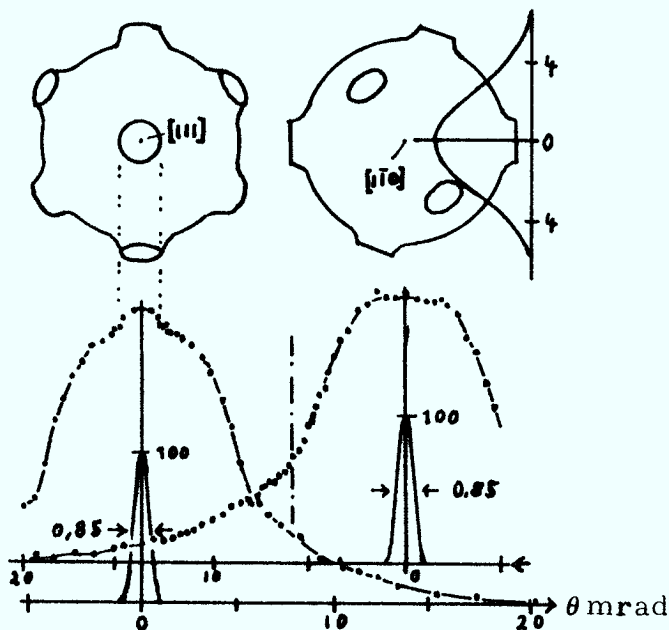


Abb. II/ 5 :

$I(\varphi)$ -Messung an Cu (32).

$k_y \parallel [1\bar{1}0]$ mit einer "fast" Schlitzgeometrie $0,85 \times 5 \text{ mrad}^2$. Das Ergebnis einer fast quadratischen Kanalgeometrie liegt bisher nicht vor.

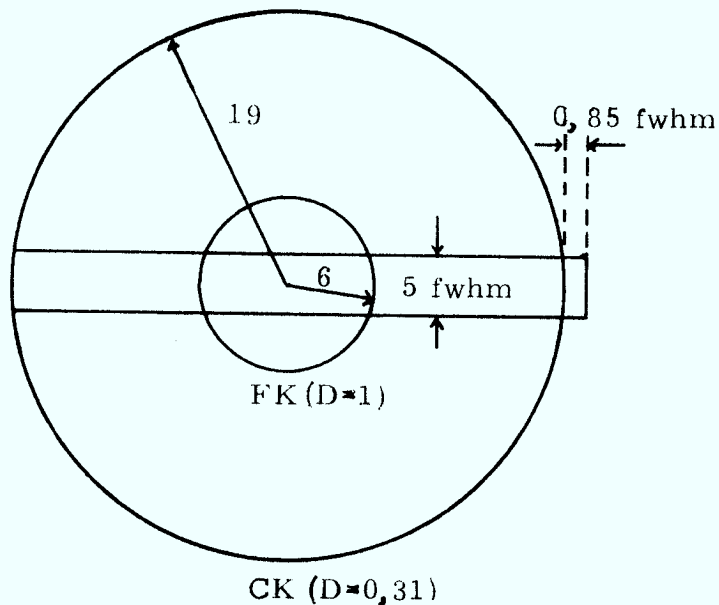


Abb. II/ 6 :

Zur KE-Zerstrahlung:

Fermi-Kugel mit Radius ca. 6 mrad.

Kern-Kugel mit Radius ca. 19 mrad.

Es ist durch verschiedene Annäherungen versucht worden, sie abzuschätzen. Jedoch bleibt eine klare Trennung von der Parabel unmöglich; daher wird k_f oft aus einer linearen Extrapolation auf die Abzisse ermittelt (Abb. II/ 4 a) , so unbefriedigend diese z. B. bei Übergangsmetallen auch erscheinen mag. Die mehrfach nachgewiesene Anisotropie der KE-Zerstrahlung (36) bedingt ihrerseits Abweichungen von der Parabel.

Mit der Methode der gekreuzten Schlitze $I(\varphi)$ wird die Intensitätssumme der Zerstrahlung von Kern- und Leitungselektronen gemessen. Die Anisotropie der KE-Zerstrahlung übt damit einen wahrscheinlich bedeutenden, aber nicht abgrenzbaren Einfluß auf das Meßergebnis aus. Den Autoren (32) zufolge ist das Meßergebnis in Abb. II/5 nach Abzug der (vermutlich isotrop angenommenen) KE-Zerstrahlung entstanden, um den statistischen Fehler der Zerstrahlung von Elektronen an der FF anzugeben. Zum Abschätzen des Kernelektronen-Anteils ist jede Messung der Methode der gekreuzten Schlitze durch eine $I(\Theta)$ -Messung (φ fest) am gleichen Kristall zu unterstützen, die mit derselben Kanalgeometrie durchgeführt werden kann.

Im k-Raum können die zerstrahlenden Elektronen vereinfacht als in zwei konzentrische Kugeln angeordnet gedacht werden (Abb. II/ 6), die Fermi-Kugel mit Radius ca. 6 mrad (Cu) und Dichte 1 und die Kern-Kugel mit Radius 19 mrad und Dichte D; letztere wird sicher zu unrecht als konstant angenommen. Abb. II/ 4 b zeigt Meßergebnisse an Cu, die mit einer unsymmetrischen Kanalgeometrie mit Auflösungsvermögen $5,0 \times 0,85 \text{ mrad}^2$ (35) gewonnen wurde, die aus beiden Kugeln jeweils einen Balken der Dicke 0,85 mrad und Breite 5,0 mrad ausblendet. Grob gesehen sind bei $\Theta \approx 0$ ebenso viele Leitungs- wie auch Kern-Elektronen zerstrahlt, so daß beide Balken gleichviele Elektronen enthalten müssen.

Damit ist für den Balkeninhalte (l steht für Leitungs-, c für Kern- e^-) :

$$d \cdot 5,0 \cdot 2r_l \cdot 1 = d \cdot 5,0 \cdot 2r_c \cdot D$$

und mit $r_l = 6,0 \text{ mrad}$, $r_c = 19 \text{ mrad}$ folgt $D = 0,31$.

Für eine quadratische Kanalgeometrie mit Auflösungsvermögen $1 \times 1 \text{ mrad}^2$ errechnet sich daraus

$$I_{\text{ges}} = I_{\text{Balken l}} + I_{\text{Balken c}} \\ \sim d \cdot 2r_l \cdot l + d \cdot 2r_c \cdot D ,$$

also $I_l / I_c \approx 1$.

Eine genauere Rechnung, die Kreissegmente berücksichtigt, ergibt hinreichend genau dasselbe.

Damit erscheint eine Verschlechterung der quadratischen Kanalgeometrie gegenüber einer unsymmetrischen durch den Anteil der KE-Zerstrahlung nicht gegeben, erst recht nicht gegenüber einer "reinen" Schlitzgeometrie; wohl aber steigt die Empfindlichkeit (s. u.).

Die folgende Gedankenskizze soll einer genaueren Abschätzung bzw. Messung der KE-Zerstrahlung dienen:

Die oben angeführte Rechnung deutet die Möglichkeit an, das Auflösungsvermögen als dritten Versuchsparameter einzuführen und aus Dichte-Vergleichsrechnungen nach obigem Muster die Verteilung der Elektronenbesetzungsdichte des Kerns als Funktion von Θ bei gegebenen φ zu ermitteln. Mittels einer quadratischen Kanalgeometrie mit hinreichend kleinem Auflösungsvermögen können Sehnen durch die Kernelektronen-Kugel gemessen werden. Entsprechend der Dichteänderung der Kernelektronen-Kugel mit variierendem Θ wird eine Abweichung von der Kreisform der $I_c(\Theta)$ -Kurve (für konstante Dichte) erhalten (siehe Seite 20 bzw. 24). Bei festen Kristallrichtungen φ ergeben die Leitungselektronen eine kreisförmige Verteilungskurve $I_l(\Theta)$, die abzuziehen ist. Die ermittelte Dichteverteilung wird durch eine weitere $I_c(\Theta)$ -Messung mit einer unsymmetrischen Kanalgeometrie überprüft. Dem anderen Auflösungsvermögen entsprechend muß die Abweichung von der Normalform, die bei konstanter Kernelektronen-Dichte entstehen würde, dieselbe Dichteverteilung ergeben.

Das Auflösungsvermögen im zweiten Experiment muß mit Bedacht gewählt werden - eventuell in einer Richtung mit der quadratischen Kanalgeometrie übereinstimmen - da eine Trennung der Intensitäten der Kern- bzw. der Leitungselektronen im Bereich der Leitungselektronen hinreichend gut möglich sein muß.

3. Grundsätzliche Vor- und Nachteile beider Methoden sowie gemeinsame Probleme.

a) Betrachtung zur Empfindlichkeit

Zur Vereinfachung der Empfindlichkeitsabschätzung wird der Hals einer Fermi-Fläche als ein aufgesetzter Quader mit quadratischem Querschnitt a^2 und der Dicke b angesehen, der auf der sonst kugelförmigen FF (Abb. II/7) sitzt. Für beide Geometriesysteme, Schlitz (s)- und quadratische Kanalgeometrie (k) erhält man dann die größte Empfindlichkeit, wenn Schlitzbreite und Kanalbreite $\approx a$ gewählt werden. Für die Empfindlichkeit $^{+)}E = (V - V_0)/V_0$ folgt aus Abb. II/7 :

$$E_k = \frac{a^2 \cdot b}{a^2 \cdot 2r} = \frac{b}{2r} \quad \begin{array}{l} V_0 = \text{ausgeblendetes Volumen ohne Hals} \\ V = \text{ausgeblendetes Volumen mit Hals} \\ r = (\text{hier}) \text{ Radius der FK} \end{array}$$

$$E_s = \frac{a^2 \cdot b}{a \cdot r \pi} = \frac{ab}{r \pi} \quad , \quad \text{also} \quad E_k/E_s = \frac{r \cdot \pi}{2a} \approx 9 \quad \text{für} \quad a \approx 1 \quad .$$

Dieser Empfindlichkeitsvorsprung der quadratischen Kanalgeometrie muß durch Verminderung des statistischen Fehlers seitens der Schlitzgeometrie kompensiert werden, die derart gebaut sein soll, daß genau ein Querschnitt durch die FK ausgeblendet wird, damit nicht unnütz viel Zerstrahlung mit den Elektronen der Kern-Kugel gemessen wird (s. Abb. II/7). Damit muß der Fehler der Schlitzgeometrie F_s ca. 9 mal kleiner als der Fehler der Kanalgeometrie F_k sein : $F_k/F_s = (N_s/N_k)^{1/2} \approx 9$, $N = \text{Zählrate}$.

Damit muß $N_s \approx 81 \cdot N_k$ sein, um die gleiche Empfindlichkeit für beide Systeme zu erhalten. Es ist zu prüfen, ob dies real der Fall ist. Die Intensitäten I - bei gleicher Meßdauer auch die Zählraten - verhalten sich zueinander wie die gemessenen Volumina der FK, also

$$\frac{I_s}{I_k} = \frac{a \cdot \pi r^2}{a^2 \cdot 2r} = \frac{\pi \cdot r}{2a} \approx 9 \quad , \quad F_k/F_s = (I_k/I_s)^{1/2} \approx 3 < 9 (!)$$

Real ist damit der Fehler der Schlitzgeometrie dreifach zu groß. Damit folgt eine ca. 3-fach größere Empfindlichkeit der quadratischen Kanalgeometrie bei sonst gleichen Anfangsbedingungen ! (Positronen-Intensität).

+) Die Berücksichtigung der Kern-Zerstrahlung liefert das gleiche Ergebnis (Eine ausführlichere Betrachtung s. "Apparativer Teil").

Dieser Vorsprung wird auch bei Berücksichtigung des Anteils der KE -Zerstrahlung nicht gemindert wegen $I_1/I_c \approx 1$ bei der quadratischen Kanalgeometrie, $I_1/I_c < 1$ bei der Schlitzgeometrie (s. S. 23).

- b) Anordnung und Ausbeute der Positronenspender, ferner experimenteller Aufbau der beiden Geometriesysteme .

Bisherige experimentelle Anordnungen für beide Geometriesysteme verwendeten, um ein Auflösungsvermögen von ca. 1 mrad in einer der Impulsrichtungen zu erhalten, räumlich ausgedehnte Anlagen (z.B. 35 und 37) von 7 bis 10 m Länge und mehr. Eine Mehrfachanordnung solcher Geometrien erscheint sehr aufwendig und bringt erhebliche Justierprobleme mit sich. Weiterhin ist die Strahlenabschirmung, sowohl aus Strahlenschutzgründen als auch zur Unterdrückung von γ -Störstrahlung, wegen der großen Abmessungen, die die γ -Strahlung im freien Raum durchlaufen muß, unangenehm.

Es erscheint einfacher, die Gesamtausdehnung der Geometrie auf eine handliche Größe im 1-Meter-Bereich herabzusetzen (wobei dann jeder Schlitz bzw. Kanal maximal die halbe Länge hat), um eine Mehrfachanordnung zwecks höherer Ausbeute zu realisieren. Für ein Auflösungsvermögen von 0,75 mrad(s. o.) ergibt sich - vorbehaltlich einer genaueren Rechnung - die Schlitzbreite b aus Tabelle

Gesamtlänge h	$b = 0,75 \cdot 10^{-3} \cdot h/2$
80 cm	0,3 mm
90 cm	0,3375 mm
100 cm	0,375 mm

Für eine Einfach-Schlitzgeometrie können parallele Platten, zwischen die Blechstücke der Dicke b als Abstandshalter gelegt, Verwendung finden (Abb. II/ 8 a, S. 31). Für die Herstellung einer (quadratischen) Einfach-Kanalgeometrie wird in eine Metallplatte eine geradlinige Nut

mit Querschnitt b^2 eingraviert (Abb. II/ 8 b) . Eine Deckplatte schließt die Nut nach oben hin ab.

Für die Lieferung der Positronen bieten sich zwei Verfahren an:

1. Eine externe Quelle (Spender) strahlt Positronen auf die Probe ;
2. Die Positronen werden im Innern der Probe erzeugt.

Das letztere Verfahren ist sehr gut möglich bei Cu-Legierungen mit hohem Cu-Gehalt (möglicherweise noch bei Ni-Legierungen durchführbar), die nach Neutronenaktivierung Positronen spenden.

Der Vorteil dieser internen Quellen liegt in der maximalen Ausnutzbarkeit der e^+ -Aktivität, ferner in einer baulichen Vereinfachung, indem die Schlitz- bzw. Kanäle nicht bis in Zentrumsnähe reichen müssen, um die Einstrahlung eines externen Spenders zu verhindern . Nachteilig ist die Beschränkung der Messung auf derartige Legierungen, ferner die durch Neutronenaktivierung entstandene Störstrahlung der Legierungspartner, so daß zufällige Koinzidenzen erzeugt werden, die den statistischen Fehler der Messung erhöhen können. Auch eine Strahlenschädigung der Proben wirkt sich durch die Abhängigkeit der e^+ -Zerstrahlung von Leerstellen negativ aus.

Das Erfordernis der Vermessung beliebiger Legierungssysteme verlangt die Anwendung externer Quellen, deren Anordnung und Ausbeute bei beiden Geometriesystemen verschieden sind. Die Spender dürfen in beiden Fällen nicht direkt in die Nuten oder Schlitz- strahlen können. Dies bedingt die Fortführung der Kanäle oder Schlitz- bis in Zentrums- nähe.

Wegen der geringen Eindringtiefe der e^+ von max. ca. 0,27 mm (siehe Seite 13) entsteht die beste Spenderanordnung für die Schlitz- geometrie nach Abb. II/ 9a. Dort wird ein langer dünner Einkristall mit max. 0,3 - 0,35 mm $\emptyset$ (Schlitzbreite) als Probe verwendet, sowohl für $I(\theta)$ - als auch für $I(\varphi)$ -Messungen. Einen größeren Durchmesser zu verwenden, hat keinen Sinn, da die stärkste Zerstrahlung wegen Abb. II/15 -d auf der Probenoberfläche bis ca. 0,1 mm Tiefe erfolgt. Die Schwierigkeit der Herstellung solcher Kristalle ist allerdings umstritten.

Die optimale Anordnung für die einfache quadratische Kanalgeometrie sieht zwei Quellen vor, die für $I(\varphi)$ -Messungen von oben und unten auf eine drehbare Probenscheibe bzw. für $I(\theta)$ -Messungen noch zusätzlich von den Seiten auf einen feststehenden Probenbalken strahlen. Hierbei können die Spender in Kanalrichtung R relativ lang ausgeführt sein; lediglich die Selbstabsorption der 2- γ -Vernichtungsstrahlung begrenzt die Länge auf zweckmäßige 7 bis 9 mm. Diese Möglichkeit hat die Schlitzgeometrie nicht. Sie benötigt dagegen in der Schlitzhöhe H mehr Positronen, um in der Intensität gleichwertig zu sein. Gleichwertigkeit liegt dann vor, wenn die Proben "gleich große Spender sehen", d. h. die effektiven Spendervolumina gleich sind.

Abb. II / 7:

Zur Empfindlichkeitsabschätzung
Hals schraffiert, Volumen $a^2 \cdot b$,
 R_v = Vertikales Auflösungsvermögen

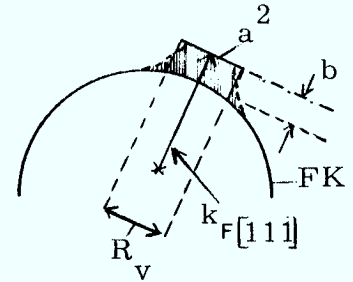


Abb. II/ 8 a :

Blende für Schlitzgeometrie (Draufsicht auf Schlitzaustritt)

B= Distanzblech der Dicke b

P= Blendenplatte

D= Detektor

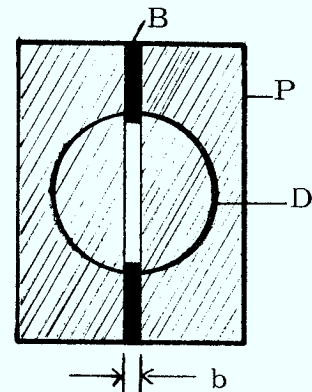


Abb. II/ 8 b :

Blende für (nahezu) quadratische Kanal-
geometrie (Draufsicht auf Kanalausstritt)

GP = Grundplatte mit eingravierter Nut

DP = Deckplatte

D = Detektor

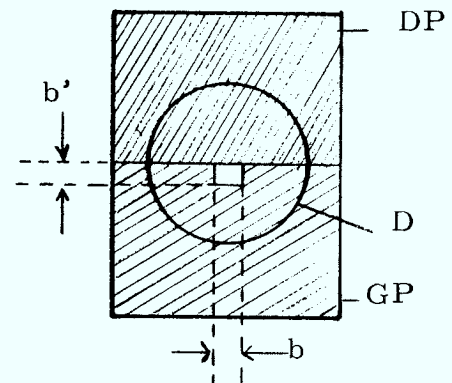


Abb: II/ 9 a:

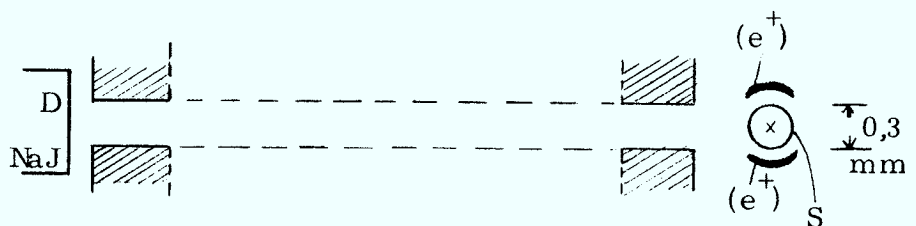
Skizze der Hälfte einer Anordnung für die Schlitzgeometrie für externen e^+ -Spender (Schlitz $\perp$ Zeichenebene). Die Spender müssen außerhalb der Schlitzdiagonalen liegen.

S = Probe im Mittelpunkt

der Geometrie, max.

Dicke von S = 0,25 mm

(Skizze nicht maßstabsgerecht)



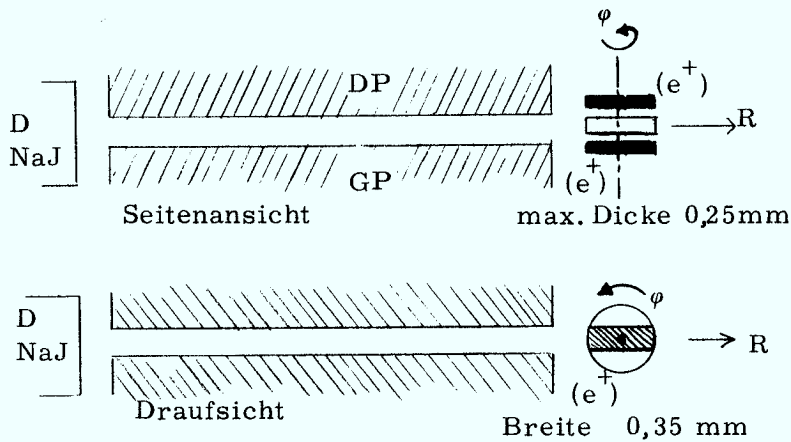


Abb. II/ 9 b:

Eine Seite der Anordnung für die Kanalgeometrie, externe Spender (Sandwich-Bauweise)

Abb. II/ 10 :

Eine Seite einer Mehrfachanordnung (Draufsicht) mit vier koinzidenten Detektorpaaren für $I(\theta)$ und $I(\varphi)$ - Messungen.

$S = \begin{cases} \text{Probenscheibe bei Kanalgeometrie, } I(\varphi)\text{-Messung} \\ \text{dünner Probenzylinder bei Schlitzgeometrie, } I(\theta)\text{-Messung} \end{cases}$

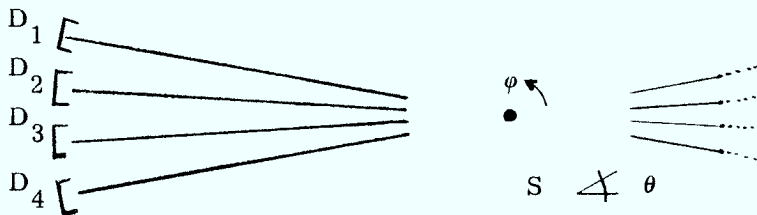


Abb. II/ 11 a:

Bündelgeometrie für großen Detektor D ; der Winkel zwischen den Geometrien muß $\geq 1^\circ$ sein, damit die Systeme voneinander unabhängig sind.

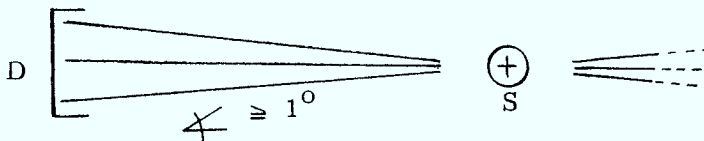
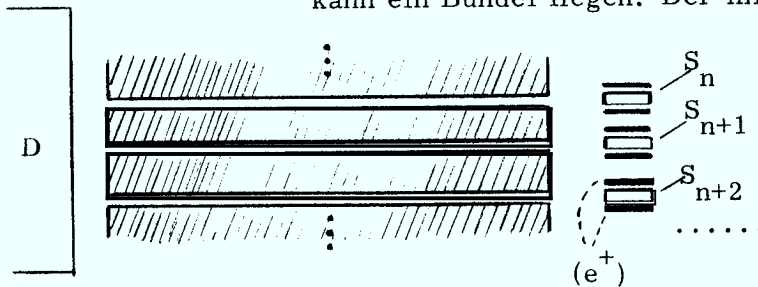


Abb. II/ 11 b: Mehrebenen-Geometrie (drei eingezeichnete Ebenen) für $I(\varphi)$ -Messung einer Kanalgeometrie. In jeder Ebene kann ein Bündel liegen. Der mit D koinzident zählende Detektor D' ist nicht eingezeichnet und liegt rechts.



4. Verbesserung der Apparatur zur Steigerung der Intensität .

Um die gegebene Strahlenintensität der Einfachgeometrie besser zu nutzen, ist es für beide Geometriesysteme möglich, eine Mehrfachanordnung zu entwickeln (Abb. II / 10). Hierzu werden mehrere Nuten bzw. Schlitze, die jeweils zu einem Einfachsystem gehören, sternförmig angeordnet (die Schlitze stehen senkrecht zur Zeichenebene). Der Sternmittelpunkt fällt mit dem Mittelpunkt der zu vermessenden Probe zusammen. Hinter jeder Nut bzw. Schlitz steht ein Detektor, der mit seinem Gegenüber koinzident zusammenarbeitet. Der Nuten-Stern kann - in einer Ebene liegend - in eine Metallplatte eingraviert werden (die Wahl des technischen Gravurverfahrens bildet hierbei eine Nebenfrage, die experimentell bedeutsam ist, aber zunächst unberücksichtigt bleibt). Die Schlitze werden durch Aneinanderreihen von Sektoren gebildet, die durch Distanzbleche auseinandergehalten werden.

Es ist evident, daß das Gravieren von Nuten in eine Metallplatte relativ mühelos erscheint im Gegensatz zur Herstellung relativ langer und schmaler Sektoren (schmal deshalb, weil möglichst viele Schlitze nebeneinander angebracht werden sollen), die anschließend mit recht aufwendigen Methoden ausgerichtet werden müssen. Die Winkel zwischen den Nuten können mit fast beliebiger Genauigkeit durch Verdrehen der Platte unter der Gravurmaschine hergestellt werden. Jede Nut geht ohne Schwankung ganz über die Platte.

Die Sektoren müssen einzeln hergestellt werden. Es ist darauf zu achten, daß ihre Außenmaße bzw. Winkel untereinander sehr genau gleich ausfallen, da andernfalls das anschließende Ausrichten Justierfehler ergeben kann, die sich reihum fortpflanzen und das gegenseitige Ausrichten unmöglich machen.

Sowohl Sektoren als auch Nutenplatten werden auf eine plane Fundamentplatte aufgesetzt. Mit beiden Mehrfachanordnungen sind $I(\Theta)$ -Messungen durchaus möglich. Dazu können die Nutenplatten nach der Herstellung in der Mitte getrennt werden, so daß beide Hälften um den Mittelpunkt drehbar angebracht werden können. Ähnlich wird mit den Sektoren verfahren.

Die Größe des Winkels zwischen den Nuten bzw. Schlitzen kann durch das Winkelraster, mit dem die Probenrichtungen angefahren werden sollen, bestimmt sein. Grundsätzlich können die Winkel so klein gewählt sein, wie es das technische Herstellungsverfahren erlaubt, um nicht sich in Zentrumsnähe überlappende Nuten bzw. Schlitze zu erhalten. Andererseits bestimmen Packungsdichte und Breite der Detektoren, von denen je ein Paar hinter jedem System steht, den kleinsten Winkel.

Bei Verwendung größerer Detektoren können gleichzeitig mehrere, voneinander unabhängige Systeme gebündelt von einem Detektor (-paar) bedient werden (Abb. II/ 11 a). Dabei ist zu beachten, daß die am stärksten verknickt emittierten γ -Doubletts nicht in der einen Richtung durch das eine System und in der entgegengesetzten Richtung durch ein benachbartes System strahlen (übersprechen). Diese Unabhängigkeit ergibt andernfalls keine Eindeutigkeit in der Zuordnung von Intensitäten und Winkel Θ . Die größten in Abb. II/ 4 b bei Cu auftretenden Winkel Θ liegen bei ca. $19 \text{ mrad} \approx 1^\circ$. Dies ist der kleinste Winkel, um den zwei voneinander unabhängige Systeme gegeneinander verdreht sein müssen. Nachteilig ist hierbei die nicht mehr genau festzulegende zu messende Probenrichtung. Sie muß der mittleren Richtung des entstandenen Bündels zugeordnet werden. Der Einfluß der zusätzlichen Systeme auf das Auflösungsvermögen wiegt nicht schwer und wird unten diskutiert. Der Vorteil liegt jedoch in der überproportional hohen Ansprechwahrscheinlichkeit großer Detektoren gegenüber sonst erforderlichen Kleinstdetektoren hinter jedem System und im entsprechenden Einsparen von Elektronik.

Die Registrierung von gleichzeitig in benachbarte Systeme strahlende γ -Doubletts ist unproblematisch, da diese Fälle statistisch selten sind und wegen der (s. u.) zu erwartenden recht niedrigen Zählraten von ca. 0,1 cps pro Kanal. Ebenso sollte das elektronische Pile-Up-Problem für Einzelimpulse unwesentlich sein, da die Detektoren samt

nachfolgender Elektronik noch mindestens 10^4 cps im Mittel zeitlich auflösen können.

Die Spenderanordnung mit der Probenscheibe kann für eine Mehrfachanordnung der quadratischen Kanalgeometrie ohne weiteres übernommen werden. Dazu ist eine Verbreiterung der Spender zur Überdeckung des sich im Zentrum überkreuzenden "Sichtbereiches" der Nuten (Schmetterling) erforderlich. Deswegen ist die Aufstellung der Spender bei der Schlitzgeometrie nur in größerer Entfernung von der Probe möglich, weil der Sichtbereich der Nuten zur Seite hin zunimmt. Dies aber bedingt aus Gründen des Raumwinkels der Strahlung empfindliche Verluste der Intensitätsausbeute, die quantitativ schwer abzuschätzen sind. Die Schlitzgeometrie läßt sich wahrscheinlich nur sehr wenig zur Mehrfachgeometrie erweitern; das Ergebnis der Auswahl des Geometriesystems ist damit bereits vorgezeichnet.

Die Verwendung großer zylinderförmiger Detektoren legt es nahe, mehrere Ebenen von Mehrfachgeometrien übereinander zu stapeln (Abb. II/ 11b), so daß dreidimensionale Bündel entstehen. Jede Ebene hat dann ihre eigene Probe mit eigenen Spendern. Dieses Verfahren liefert eine Erhöhung der absoluten Zählrate für jeden Meßpunkt bei gegebener Meßdauer, wobei allerdings die eingesetzte Intensität der Positronen proportional mit ansteigt. Gegenüber nur einer Ebene liegt der Vorteil in der Verringerung der Meßdauer um das der Zahl der Ebenen entsprechende Vielfache, wenn ein bestimmter statistischer Meßfehler vorgewählt wurde.

Diese Vorteile liegen in den physikalischen und organisatorischen Gründen: Die e^+ -Spender - hierfür kommt wegen der optimalen e^+ -Ausbeute nur Cu 64 (Grundmaterial reinstes Cu) in Frage - müssen auf einem gemeinsamen Träger wegen ihrer geringen Größe angebracht sein, der mit im Reaktor aktiviert wird. Die Auswahl des Trägermaterials ist nicht problemlos, denn jede wiederholte Aktivierung erhöht die Anfangsaktivität des Materials und damit die Störstrahlung (die möglicherweise auch noch langlebig ist). Daher ist eine geringe Aktivierungshäufigkeit wünschenswert. Verbunden ist damit die Verringerung von Reaktor-

engpässen bezüglich Wartezeiten oder Reaktorstillständen.

Ein möglicherweise zeitlich erheblicher Nachteil besteht in dem Problem, mehrere Proben hinreichend gleichartig herzustellen und dann kristallographisch gleichgerichtet übereinander anzuordnen. Die zweite Forderung kann nur ein komplizierter Mechanismus erfüllen.

Ob das "Gesetz der Serie" die Schwierigkeiten verringern kann, hängt von vielen metallphysikalischen und technischen Einzelheiten ab, die schwer vorab zu übersehen sind.

5. Auswahl der Kanalmethode

Die Auswahl des Kanal-Geometriesystems aus obigen Überlegungen ist durch a) physikalische und b) experimentelle Gründe bestimmt:

Zu a) Die Kanalmethode liefert eine größere Empfindlichkeit bei gegebener Positronenintensität.

Bei festgelegtem Auflösungsvermögen können stärkere e^+ -Spender vorgesehen werden, so daß eine höhere Zählrate bei gegebener Meßdauer erreicht wird als bei der Schlitzgeometrie.

Es sind keine wesentlichen Einbußen an "sichtbarem Spender-volumen" beim Übergang zur Mehrfachgeometrie zu erwarten bei Verwendung externer Quellen.

Zu b) Die Kanäle lassen sich durch Gravurverfahren relativ einfach herstellen.

Bei einer Mehrfachgeometrie entfällt die Justierung der Geometriesysteme durch Verwendung von Nutenplatten.

Die Herstellung der Probenscheiben ist möglich, wenn auch sehr aufwendig (s. u.)

Die Vorteile eines Mehrebenen-Mehrfach-Geometriesystems liegen auf der Hand:

Erhöhung der absoluten Zählrate bei gegebener Meßdauer.
Größere spezifische Ansprechwahrscheinlichkeit durch große Detektoren.

Die Schwierigkeiten sind experimenteller Natur :

Die größere Anzahl der Probenscheiben je Legierung.
Die Proben müssen hinreichend untereinander physikalisch gleichwertig sein.
Sie müssen untereinander kristallographisch genau gleich ausgerichtet werden.
Entwicklung eines aufwendigen Einbaumechanismus für mehrere übereinander liegende Probenscheiben.
Entwicklung eines aufwendigen Probenhalters, der die genaue Höhenjustierung der Probenscheiben in den Ebenen der sehr kleinen Nuten (ca. $0,3 \times 0,3 \text{ mm}^2$) ermöglicht.
Entwicklung eines Mehrfach-Positronenspenders.
Anfertigung mehrerer Geometriesysteme (Kostenproblem).
Mehrfaches Detektor-Elektroniksystem (Kostenproblem) .

Es ist offensichtlich, daß verschiedene Hilfsverfahren entwickelt werden müssen, um die Anforderungen an die Proben zu erfüllen. Die Entwicklung der angeführten Geräte erfordert verschieden Versuche, Prüfmethoden und Hilfsverfahren, die ihrerseits zusätzlichen Aufwand bedeuten (Reaktortests, Vermessungsgeräte zur Nutenkontrolle, Kontrolle der Probenhöhe, elektronische Hilfsverfahren etc.).

6. Beschreibung des beim Experiment angewandten Verfahrens

Die gebaute Apparaturgeometrie (Abb. II/ 12) besteht aus einem Paket von sieben Edelstahlplatten mit den jeweiligen Abmessungen $800 \times 200 \times 7 \text{ mm}^3$. In sechs davon sind in jeweils einer Oberfläche die Kanäle eingraviert (6-Ebenen-Geometrie, Abb. II/ 11 b). Diese sind derart zusammengefaßt, daß eine der Abb. II/ 10 entsprechende 4-fach-Anordnung entsteht mit 4 Paaren koinzident arbeitender $3'' \times 3''$ Detektoren, die entsprechend Abb. II/ 11 b hinter den Austrittsöffnungen von 6 übereinanderliegenden Bündeln stehen.

Die Bündel sind nach Abb. II/ 11 a abgewandelt und enthalten unter anderen 3 durchgehende Kanäle (Abb. II/ 12), die gegeneinander um 1° verdreht sind. Die mittleren Kanäle eines jeden Bündels haben gegeneinander einen Winkelabstand von 5° . Damit stehen insgesamt 24 Bündel für die gleichzeitige Vermessung von 4 Probenrichtungen φ bereit. Die Kanalplatten haben eine Mittenbohrung von 110 mm Durchmesser mit Zentrum im Kreuzungspunkt M der Kanäle.

Die Bündel sind für $I(\varphi)$ -Messungen eingerichtet mit $\theta = \text{const.}$, d. h. die Bündelhälften sind nicht gegeneinander um M drehbar. Sie besitzen eine Aufteilung (Abb. II/ 12), die wahlweise Messungen für 3 verschiedene feste Winkel θ gestattet, damit auch der Kern an zwei Punkten entsprechend der $I(\theta)$ -Kurve gemessen werden kann:

θ	Kanalzahl	Selektion durch Kanalgatter	
0	72 ⁺⁾	A	
$0,5^\circ = 8,73 \text{ mrad}$	96	B	(s. Intensitätsrechnung und Abb. II/ 13)
$0,75^\circ = 13,1 \text{ mrad}$	48	C	

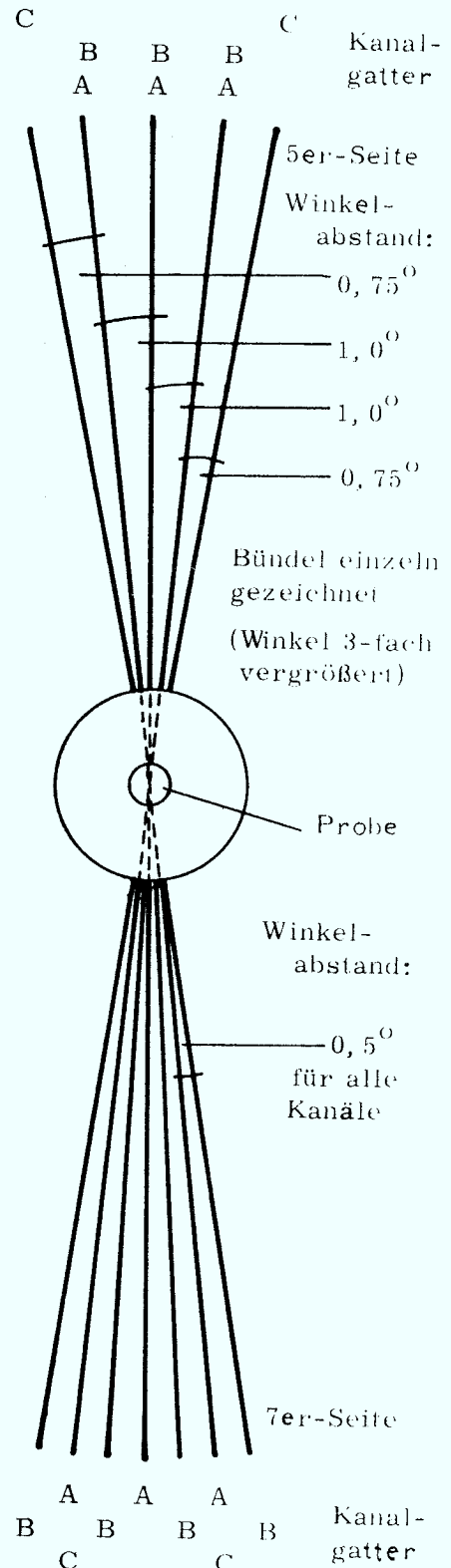
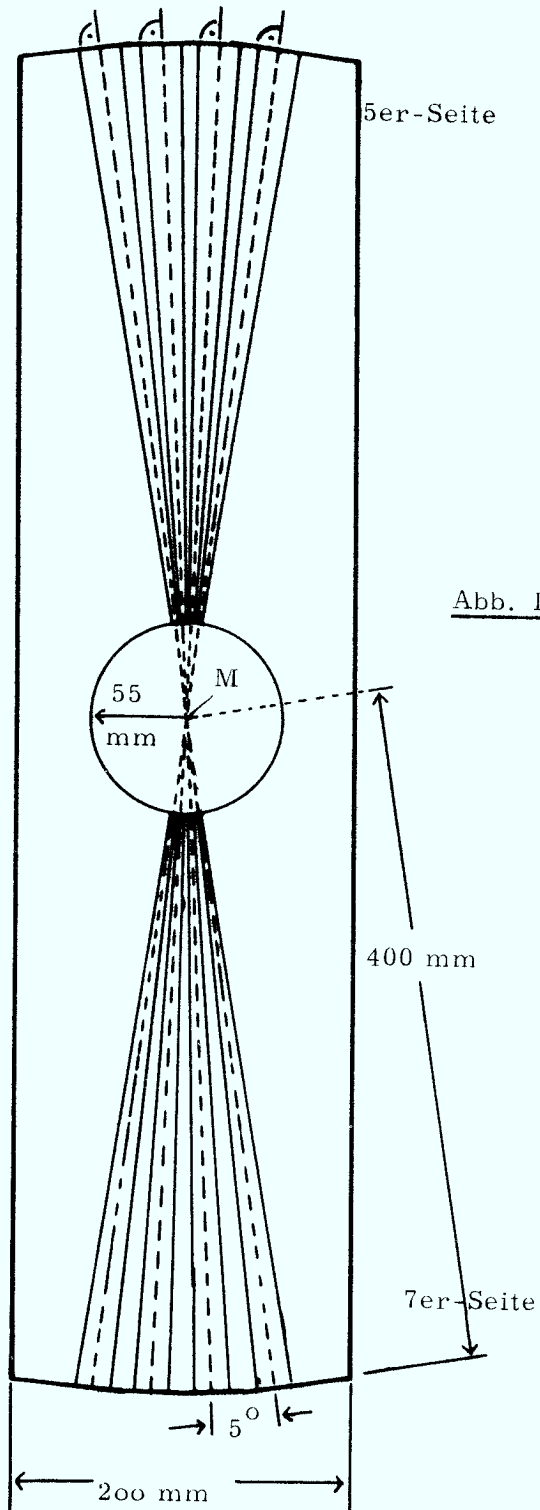
Die Winkel zwischen den Kanälen sind in Abb. II/ 12 eingezeichnet; es entstehen zwei verschiedene Bündelhälften (5er- und 7er-Seite).

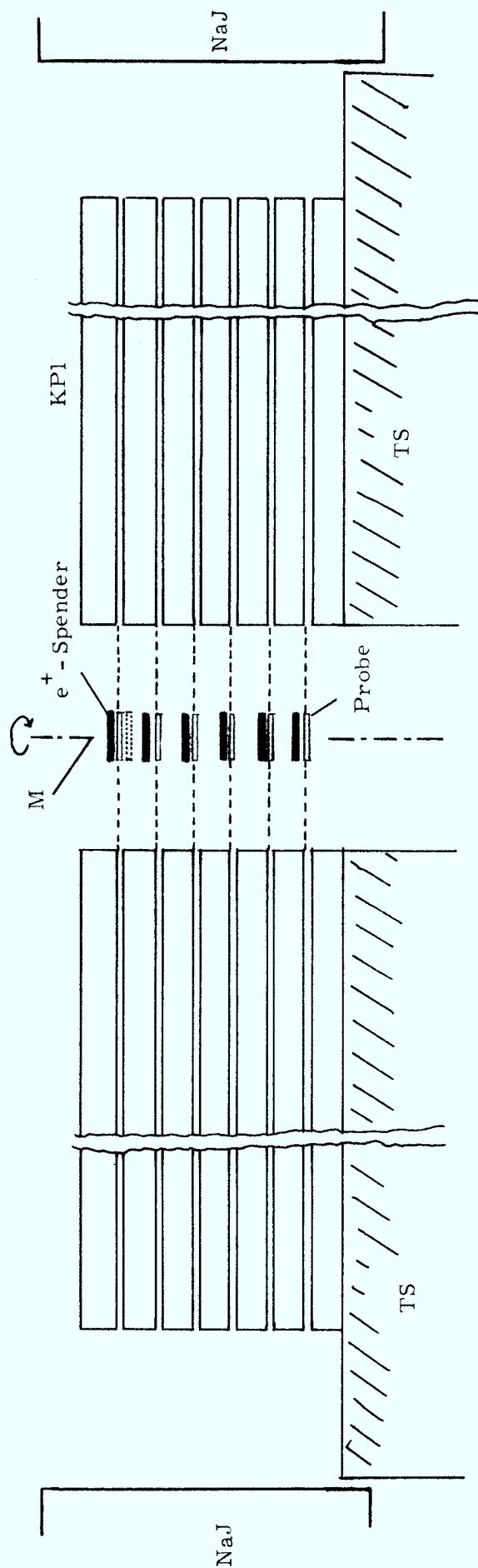
⁺⁾ Damit stehen für $\theta = 0$ -Messungen 72 Kanalgeometrien herkömmlicher Bauart für gleichzeitige Vermessung von 4 Kristallrichtungen φ bereit !

Kanalplatte (Draufsicht)

Bündel skizziert

Mittlere (durchgehende)
Kanäle durchbrochen
gezeichnet





-39 a-

Seitenansicht des Geometriesystems der Apparatur (unmaßstäbliche Skizze)

Bestrahlung der Proben von oben (jetziger Zustand)

Bestrahlung der Proben von unten in oberster Ebene angedeutet (2. Ausbaustufe)

Die Kanalabmessungen sind:

Querschnitt $s^2 = 300 \times 300 \mu m^2$ ($\Delta s = \pm 3 \mu m$ incl. Nichtlinearität)
 Länge von Mittelpunkt M = 400 mm, abzüglich Radius der Mittenbohrung $R_M = 55 \text{ mm}$.

Wegen der geringen Ausdehnung der Proben in vertikaler Richtung ist das vertikale Auflösungsvermögen R_v eines einzelnen Kanals geringer als das horizontale Auflösungsvermögen R_h eines Kanals:

$$R_v \approx 0,88 \text{ mrad} , \quad R_h = 1,5 \text{ mrad} ^{+)}.$$

Für $\theta = 0$ ist das Auflösungsvermögen eines einzigen Kanals R_h zu ersetzen durch ein solches für alle drei Kanäle $R_{h3} = 1,6 \text{ mrad}$, das durch Addition der drei R_h -Kurven entsteht. R_v bleibt unverändert.

Das Auflösungsvermögen soll an der Fermi-Kugel bzw. der Fermi-Fläche von Cu beurteilt werden. Hierzu einige Daten für Cu:

$g = 3,61 \text{ \AA}$, Elektronen-Zustandsdichte $N/V = 4/g^3 \hat{=} e/a = 1$.

Für freie Elektronen gilt für eine Fermi-Kugel (14) :

$$E_F = \frac{(\hbar k_F)^2}{2m_e} , \quad k_F = \left(3\pi^2 \frac{N}{V} \right)^{1/3} .$$

Mit $\tan \theta_F = \frac{\hbar k_F}{mc}$ nach Kap. II/ 1. folgt :

$$k_F = 1,3604 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-1} \hat{=} \theta_F = \pm 5,253 \text{ mrad} \quad \text{und}$$

$$E_F = 7,035 \text{ eV} .$$

Mit der Gitterbasis und dem reziproken Gitter ($\underline{a}_i \cdot \underline{b}_k = 2\pi \delta_{ik}$)

$$\left. \begin{array}{l} \underline{a}_1 \\ \underline{a}_2 \\ \underline{a}_3 \end{array} \right\} = \frac{g}{2} \cdot \left\{ \begin{array}{l} [101] \\ [110] \\ [011] \end{array} \right. \quad \left. \begin{array}{l} \underline{b}_1 \\ \underline{b}_2 \\ \underline{b}_3 \end{array} \right\} = \frac{2\pi}{g} \cdot \left\{ \begin{array}{l} [11\bar{1}] \\ [\bar{1}11] \\ [1\bar{1}1] \end{array} \right.$$

^{+)Berechnung der Auflösungsvermögen s. Kap. II/ 7}

entsteht der Querschnitt durch die 1. BZ von Cu (Normale $[110]$) in Abb. II/ 13 mit skizzierter FF. Es sind

$$k_{BZ} [\bar{1}\bar{1}1] = \sqrt{3}\pi/g = 1,507 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-1} = 1,108 k_F \hat{=} 5,821 \text{ mrad} ,$$

$$k_{BZ} [200] = 2\pi/g = 1,741 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-1} = 1,279 k_F \hat{=} 6,721 \text{ mrad} .$$

Der Querschnitt des Balkens, der durch die Kanalgeometrie aus der FF ausgeblendet wird, beträgt $1,6 \times 0,88 \text{ mrad}^2$, entsprechend den Halbwertsbreiten der R_{h3} - und der R_v -Kurven, die beide in Abb. II/13 eingezeichnet sind. Die Breite des Balkens beansprucht etwa 17° des Umfangs von FK bzw. FF ⁺⁾ . Damit wird der Hals nahezu vollständig erfaßt, jedoch auch nicht mehr, so daß die Wahl des Auflösungsvermögens R_{h3} für die Empfindlichkeit als optimal anzusehen ist.

Da die Eindringtiefe der Positronen in die Probe eine unsymmetrische Verteilung besitzt (s. Kap. II/ 7), ist der Symmetriewinkel θ_0 des vertikalen Auflösungsvermögens R_v etwas von Null verschieden:

$\theta_0 = 0,45 \text{ mrad}$. Damit wird etwas unterhalb des Querschnitts in Abb. II/13 gemessen, was für die Empfindlichkeit und für die physikalische Aussage bedeutungslos ist, denn alle Ausstülpungen der FF werden voll erfaßt, da diese - wie Abb. II/ 13 zeigt - sich auch unterhalb der Zeichenebene fortsetzen.

Abb. II/ 13 enthält die Mittellinien für die Balken, die bei $\theta = 0,5^\circ$ und bei $\theta = 0,75^\circ$ gemessen werden (Kern-Messung).

⁺⁾ Dieser Winkel ist für den Mittelwert von k_F und $k_{BZ} [\bar{1}\bar{1}1]$ berechnet, um der FF in etwa gerecht zu werden.

Intensitätsabschätzung

Die Wahl des Wertes für $\underline{k}_f$ (= Wellenzahlvektor an der FF) ist nicht einfach. Zunächst bietet sich $k_f = (k_F^3 \cdot k_{BZ}^3 [111])^{1/6} \text{ an } ^+)$, jedoch ist nach Abb. II/ 4 b (und auch bei anderen Autoren) für k_f ca. 6,2 mrad gefunden worden. Als einfach zu handhabender Kompromiß wird $k_f = 6 \text{ mrad}$ - wie auch schon zuvor - gewählt, denn die folgenden Ergebnisse hängen nicht empfindlich von k_f ab.

a) Die nicht koinzidente Einzelzählrate (gemessen im sog. Vorlauf) für einen Kanal ist am Ende der 24 h dauernden Reaktoraktivierung eines Cu-Balkens, der von oben die Legierungs-Proben mit Positronen

bestrahlt:

$$\dot{N}_{c1} = \alpha \cdot \sigma \cdot \bar{A} \cdot R \cdot p$$

$\bar{A}$ = Gesamtaktivität eines einzelnen Cu- e^+ -Balkens mit den Abmessungen Länge 7 mm, Breite 1,1 mm, Dicke 0,25 mm ($\hat{=}$ max. e^+ -Eindringtiefe !), $\rho_{Cu} = 8,9 \text{ g/cm}^3$. Bei einem Neutronenfluß von $\phi_n = 8 \cdot 10^{13} \text{ sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ist nach der Aktivierungstabelle (18) die Sättigungsaktivität $A_s = 60,8 \text{ Ci/g}$. Mit $T_{1/2} = 12,8 \text{ h}$ für Cu folgt für eine Aktivierungsdauer von 24 h aus

$$\bar{A} = G \cdot A_s \left(1 - \exp \left[-\ln 2 \cdot \frac{24}{12,8} \right] \right), \quad G = \text{Masse des Cu-Balkens} \\ = 0,758 \text{ Ci}$$

$\sigma = 19\%$ = Anteil der Positronen am Zerfall von Cu 64 (s. Zerfallschema, S. 15)

α = Anteil der vom Balken auf die Probe gelangenden Positronen ,

$\alpha \approx 7\%$, entsprechend dem Ergebnis in Kap. II/ 9.

$$R = \text{Raumwinkel} = \frac{s^2}{4\pi l^2} = 4,48 \cdot 10^{-8}, \quad s^2 = \text{Kanalquerschnitt} = 0,3^2 \text{ mm}^2 \\ l = \text{halbe Kanallänge} = 400 \text{ mm}$$

unter dem die Proben den Detektor sehen.

$p \approx 0,7$ = Detektor-Ansprechwahrscheinlichkeit für 0,511 MeV - γ -Quanten

Damit ist

$$\dot{N}_{c1} = 0,07 \cdot 0,19 \cdot 0,758 \cdot 3,7 \cdot 10^{10} \cdot 0,7 \cdot 4,48 \cdot 10^{-8} \\ \approx 11,7 \text{ cps} \quad (= \dot{N}_{\text{vorl}}, \text{ s. Kap. III/9, S. 99})$$

+) $k_f = |\underline{k}_f|$

Daraus sind 4 h nach Aktivierungsende ca. 9,4 cps geworden.

Für 18 Kanäle ist dann die Zählrate ca. 170 cps.

In 5' werden dann ca. 51 000 Impulse gezählt.

b) Es soll die Koinzidenzzählrate (sog. Hauptlauf) zum Ende der 24 h dauernden Reaktoraktivierung abgeschätzt werden.

(1) $\theta=0$ -Messung (Kanalgatter A ; 3 Kanäle je Bündel)

Die Zählrate ist

$$\dot{N}_{cc1} = \alpha \cdot \sigma \cdot \bar{A} \cdot R \cdot p^2 \cdot \gamma \cdot \epsilon = \dot{N}_{c1} \cdot p \cdot \gamma \cdot \epsilon$$

(Da das Detektorpaar koinzident arbeitet, ist p^2 einzusetzen!)

$$\gamma = \text{FK-Ausbeute} = 1,86 \cdot 10^{-2}$$

Die Kanalgeometrie selektiert diejenigen

γ -Doublets, deren θ -Werte in den

Balken (Abb. II/ 13) passen. Da die e^+ mit sämtlichen e^- der FK zerstrahlen, trägt nur das Verhältnis

$$\frac{\text{Balkenvolumen}}{\text{FK-Volumen}} = \frac{1,6 \cdot 0,88 \cdot 2 \cdot 6}{\frac{4}{3} \pi \cdot 6^3} = \gamma \quad \text{zur Zählrate bei.}$$

$$\begin{aligned} \epsilon &= \frac{1}{9,37} = \frac{\text{Menge der FK-Zerstrahlungen}}{\text{Menge der (FK + CK)-Zerstrahlungen}} \\ &= \frac{e^- \text{- Inhalt FK}}{e^- \text{- Inhalt (FK + CK)}} \end{aligned}$$

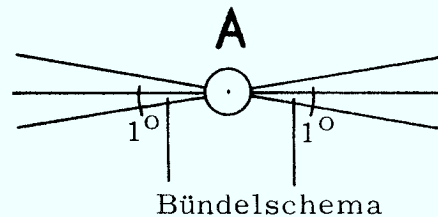
Damit ist

$$\begin{aligned} \dot{N}_{cc1} &= 11,7 \cdot \overbrace{\frac{1}{76,4} \cdot \frac{1}{9,37}}^{1/711} = 0,15 \cdot \frac{1}{9,37} \\ &= 0,016 \text{ cps} \end{aligned}$$

Daraus sind 4 h nach Aktivierungsende ca. 0,013 cps geworden.

Für 18 Kanäle ist dann die Zählrate 0,23 cps .

In 5' werden dann ca. 70 Impulse gezählt.



(2) $\theta = 0,5^\circ = 8,73 \text{ mrad}$ (Kanalgatter B, 6 Kanäle je Bündel)

Nach der $I(\theta)$ -Kurve der Abb. II/4b liegt hierbei Zerstrahlung allein mit der KE-Kugel (CK) vor, wobei ein Balken durch die CK vermessen wird (Abb. II/6), der vom Zentrum $8,73 \text{ mrad}$ entfernt ist (Sehne).

Unter Benutzung der Einzelzählrate aus a) ist die Koinzidenzzählrate für einen Kanal zum Aktivierungsende:

$$\dot{N}_{c1}^{0,5} = \dot{N}_{c1} \cdot p \cdot \gamma_c \cdot \epsilon \cdot D$$

$$c = \frac{\text{Balkenvolumen}}{\text{CK-Volumen}}$$

(Balkenlänge ca. $34,3 \text{ mrad}$,
 r_{CK} ca. $18-19 \text{ mrad}$)

$$\gamma_c^{0,5} = \frac{1,6 \cdot 0,88 \cdot 34,3}{\frac{4}{3} \pi \cdot (3 \cdot 6)^3} = 1,98 \cdot 10^{-3}$$

$\epsilon = 1$, da KE -Zerstrahlung vorliegt !

$D = 0,31$ = Dichte der CK (s. Kap. II/2 und Abb. II/6)

Damit ist

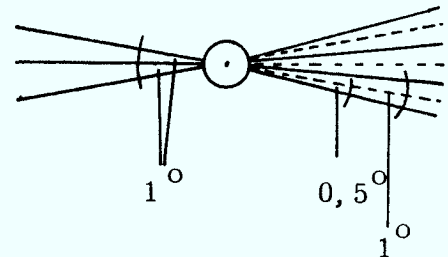
$$\begin{aligned} \dot{N}_{c1}^{0,5} &= 11,7 \cdot 0,7 \cdot 1,98 \cdot 10^{-3} \cdot 1 \cdot 0,31 \\ &= 5,03 \cdot 10^{-3} \text{ cps} \quad (\approx 21\% \cdot \dot{N}_{c1}) \end{aligned}$$

Daraus sind 4 h nach Aktivierungsende ca. $0,003 \text{ cps}$ geworden.

Für 36 Kanäle ist dann die Zählrate ca. $0,108 \text{ cps}$.

In 5' werden dann ca. 32,4 Impulse gezählt.

B



Bündelschema B

Die unbenutzten Hälften der durchgehenden Kanäle sind gestrichelt.

(3) $\theta = 0,75^\circ = 13,1 \text{ mrad}$ (Kanalgatter C, 2 Kanäle je Bündel)

Entsprechend (2) ist mit einer Balkenlänge von 28,5 mrad für einen Kanal nach 24h dauernder Aktivierung

$$\nu_{c1}^{0,75} = \frac{1,6 \cdot 0,88 \cdot 28,5}{\frac{4}{3} \pi \cdot (3 \cdot 6)^3} = 1,64 \cdot 10^{-3}$$

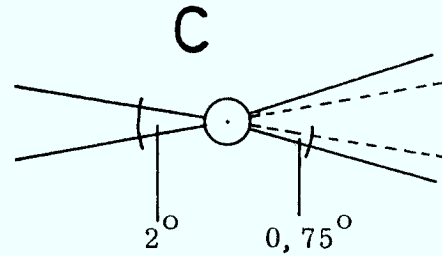
Damit ist

$$\dot{N}_{c1}^{0,75} = 4,17 \cdot 10^{-3} \text{ cps } (\approx 17\% \cdot \dot{N}_{c1})$$

Daraus sind 4 h nach Aktivierungsende ca. 0,0026 cps geworden.

Für 12 Kanäle ist dann die Zählrate ca. 0,031 cps .

In 5' werden dann ca. 9,2 Impulse gezählt.



Bündelschema C

Die unbenutzten Hälften der durchgehenden Kanäle sind gestrichelt.

7. Auflösungsvermögen

Die Häufigkeitsverteilung der Verknickungswinkel θ , unter denen die γ -Doublets zerstrahlen ⁺⁾ , die von einem Kanal bzw. Bündel ausgeblendet werden, bildet die Kurve des Auflösungsvermögens $R(\theta)$ der Apparatur. Als "Auflösungsvermögen" wird - wie allgemein üblich - die Halbwertsbreite der $R(\theta)$ -Kurve definiert. Nachfolgend sollen die Berechnung von $R(\theta)$ skizziert sowie die Ergebnisse erläutert werden. ⁺⁺⁾

Betrachtet wird ein Kanal (ohne Mittenbohrung) mit Breite s und Länge $2 \cdot l$ (Abb. II/ 14 a). Im Mittelpunkt M befindet sich eine Quelle, die in alle Raumrichtungen γ -Doublets (0,5 MeV) emittiert, wobei alle Verknickungswinkel θ ($|\theta| \leq \theta_{\max}$) gleich häufig vorkommen. Gefragt wird nach der Häufigkeit, mit der γ -Doublets mit Verknickungswinkel θ relativ zu solchen mit anderen θ -Werten von M aus durch den Kanal gehen können.

Diese Häufigkeit wird durch den Winkel $\varphi(\theta)$ angegeben, der die Verdrehmöglichkeit eines Doublets mit Verknickungswinkel θ angibt, bis die beiden koinzidenten γ -Quanten an den Kanalkanten am Kanalende anliegen (Abb. II/ 14 a). Aus der Abb. erhält man

$$\begin{aligned} \varphi + \theta &= \kappa = \text{Öffnungswinkel} \\ \frac{\kappa}{2} &\approx \tan \frac{\kappa}{2} = \frac{s}{2l} \quad (\kappa \text{ sehr klein !}) \\ \nearrow \quad \varphi &= \frac{s}{l} - \theta \end{aligned}$$

Da der Strahlengang symmetrisch zur Abzisse durch M gezeichnet werden kann, gilt vollständig

$$\varphi = \frac{s}{l} - \theta \quad \text{für } 0 \leq |\theta| \leq s/l, \quad ,$$

⁺⁾ Der Verknickungswinkel θ ist weiterhin die Winkelabweichung des einen Quants von der π -Zerstrahlung !

⁺⁺⁾Die von E. Nembach durchgeführten Berechnungen wurden nach einer anderen als der nachfolgend geschilderten Methode durchgeführt. Letztere ist äquivalent (s. Kapitelende), aber anschaulicher .

und diese Funktion wird durch die mittlere Dreieckskurve in Abb. II/ 14 b dargestellt. Sie ist die Häufigkeitsverteilung der Verknickungswinkel für den Quellenpunkt M. Ihren Schnittpunkten mit der θ -Achse entsprechen die betragsmäßig maximalen Verknickungswinkel innerhalb des Kanals.

Ist - im allgemeinen Fall - z die Ordinate eines beliebigen Punktes P innerhalb des Kanals (Abb. II/ 14 c), so wird

$$\begin{aligned}\varphi_z + \theta &= \kappa_z \\ \frac{\kappa_z}{2} &= \tan \frac{\kappa_z}{2} = \frac{s - 2z}{2l} \\ \varphi_z &= \frac{s}{l} - \frac{2z}{l} - \theta\end{aligned}$$

Unter Berücksichtigung der möglichen positiven als auch negativen Verknickungswinkel ist vollständig

$$\varphi_z = \frac{s}{l} - \left| \frac{2z}{l} + \theta \right| \quad \text{für } 0 \leq \left| \frac{2z}{l} + \theta \right| \leq s/l$$

für einen beliebigen Punkt P innerhalb des Kanals. Die zugehörige Kurve hat dasselbe Profil wie φ_0 , sie ist jedoch um $2z/l$ auf der Abzisse verschoben (für zwei -symmetrische - Fälle in Abb. II/ 14 b eingezeichnet).

Bei äquidistanter Quellenbelegung der Ordinate innerhalb des Kanals (Quellenstärke = const.) entsteht eine Schar von Dreiecks-Kurven, deren äußerste den Quellen am oberen bzw. unteren Kanalrand entsprechen. Der seitliche Abstand dieser Kurven entspricht dem Quellenabstand. Das Gesamtauflösungsvermögen entsteht durch Addition dieser Kurvenschar für gleiche Werte für θ ⁺). Die Addition ist wegen der Betrags-Funktion algebraisch nicht möglich, so daß ein Rechner erforderlich ist (graphisch werden ebenfalls brauchbare Ergebnisse erzielt, wobei der Aufwand minimal ist).

+) Die Summe divergiert bei infinitesimal dichter Quellenbelegung. In diesem Fall müssen Steigung bzw. Ordinatenabschnitt jeder Dreiecks-Kurve vor der Summation durch die Zahl n der Quellen dividiert werden, damit die Summe auf einem endlichen Wert normiert bleibt.

Die Summenkurve ist kein Dreieck mehr, sondern ähnelt der in Abb. II/15 a gezeichneten, die - grob gesehen - einer Gauß-Funktion ähnlich ist. Die Halbwertsbreite ergibt das Auflösungsvermögen in mrad.

Auf die vorhandene Kanalgeometrie mit Mittenbohrung läßt sich die skizzierte Berechnungsmethode anwenden. Nach Abb. II/ 15 b können in horizontaler Richtung noch Quellen von Probenpunkten, die außerhalb der Kanalrand-Fluchtlinie liegen, in den Kanal strahlen, sofern sie nicht außerhalb der eingezeichneten Diagonalen liegen. Damit wird die Schar der Dreiecks-Kurven in Abb. II/ 14 b beidseitig etwas erweitert, so daß die Summenkurve ein etwas breiteres Profil mit entsprechend vergrößertem Auflösungsvermögen erhält als diejenige für den glatten Kanal. Errechnet wurde $R_h = 1,6$ mrad, Symmetriewinkel $\theta_o = 0$ (s. Abb. II/ 15 a).

In vertikaler Richtung hängt die Probe ca. $40 \mu\text{m}$ unterhalb der oberen Kanalrand-Fluchtlinie. Die "wesentliche" Eindringtiefe der Positronen in die Probe wird auf ca. $100 \mu\text{m}$ geschätzt (in Abb. II/ 15 c schraffiert ⁺⁾). Damit entsteht eine Dreieckskurven-Schar von geringerer Breite als oben, deren Schwerpunkt seitlich von $\theta=0$ liegt. Für die Summenkurve wurde eine Halbwertsbreite $R_v = 0,88$ mrad und ein Symmetriewinkel von $\theta_o = 0,45$ mrad errechnet (s. Abb. II/ 15 d).

Der Halbwertsbreite der $R_h(\theta)$ -Kurve entspricht (s. Abb. II/13) ein Balken durch die FK, dessen Breite auf dem FK-Umfang einen Winkel von ca. 16° ausmacht. Dieser Vergleich ermöglicht die Ermittlung des Auflösungsvermögens der drei um 1° gegeneinander verdrehten Kanäle (Kanalgatter A), indem drei $R_h(\theta)$ -Kurven im Abstand von 1° nebeneinander gezeichnet werden. Die Summenkurve davon zeigt ein geringfügig erhöhtes Auflösungsvermögen von kaum mehr als 1,6 mrad, also praktisch das gleiche wie für einen Kanal, so daß drei Kanäle keine Verschlechterung der relativen Empfindlichkeit, jedoch eine dreifache Erhöhung der Intensität liefern.

⁺⁾ Zur Eindringtiefe Kap. I/2

Die e^+ -Eindringtiefe kann beim "Dreiecksverfahren" berücksichtigt werden, indem die Dreieckshöhe proportional zur e^+ -Zerstrahlungsrate in der Probenhöhe z gesetzt wird. In obiger Rechnung ist jedoch eine konstante Zerstrahlungsrate bis zur Tiefe von $100\mu\text{m}$ angenommen worden. Dies ist - dem exponentiellen Intensitätsabfall⁺⁾ gemäß - eine brauchbare Vereinfachung, denn die Berechnung für den exponentiellen Abfall ergab nur geringe Unterschiede.

Tatsächlich wurde das Auflösungsvermögen von Nembach (39) durch eine etwas abweichende Methode gewonnen, die der obigen äquivalent ist. Hierbei wurden durch die beiden Kanalenden und durch M lineare Punktraster mit 30 äquidistanten Punkten gelegt. Durch einen Punkt P_1 des linken Rasters (o. B. d. A.) und einem Punkt P_o des Rasters durch M wird eine Gerade gelegt, durch P_o und durch einen Punkt P_r des rechten Rasters eine weitere Gerade. Der Rechner ermittelt den Verknickungswinkel zwischen beiden Geraden und sortiert diesen. Für vorgewählte P_1, P_o entsteht durch sukzessive Wahl des P_r ein Histogramm mit einer Dreiecks-Hüllkurve ähnlich den oben beschriebenen, so daß ersichtlich beide Methoden äquivalent sind. Durch sukzessive Wahl von P_o, P_1 entsteht die Summenkurve.

Für die später vorgesehene zusätzliche Bestrahlung der Proben von unten (s. Kap. III/ 8) wird das Auflösungsvermögen der R_v -Kurve auf ca. 1 mrad erhöht und der Symmetriewinkel wird Null. Da die Hälse der FF breit genug sind, ist keine Empfindlichkeitseinbuße zu erwarten (s. S. 28).

⁺⁾ siehe Kap. I/ 2

Abb. II/14a: Zur Berechnung der Dreiecks-Kurve

$\varphi_0(\theta)$ für $z = 0$

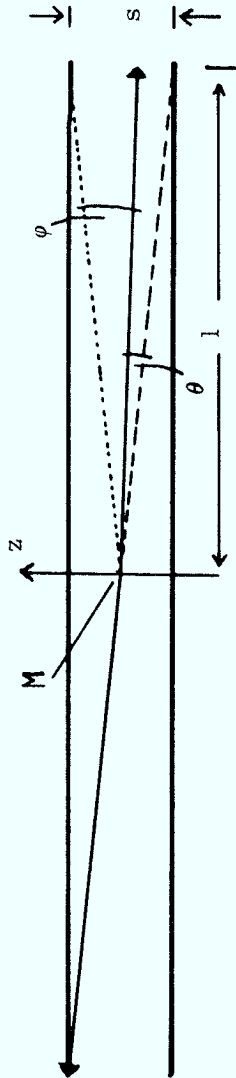
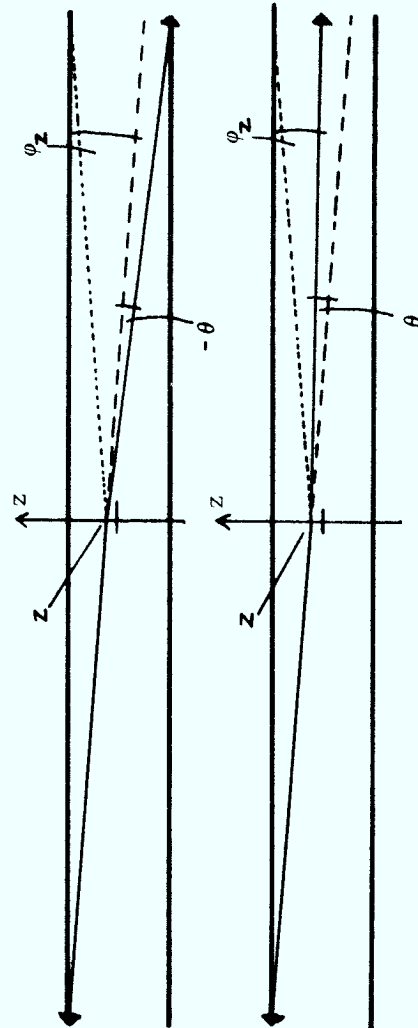


Abb. II/14 c: Allgemeiner Fall der Dreiecks-Kurve

für $0 \leq |z| \leq s/2$



Strahlengang für positive und negative θ getrennt gezeichnet

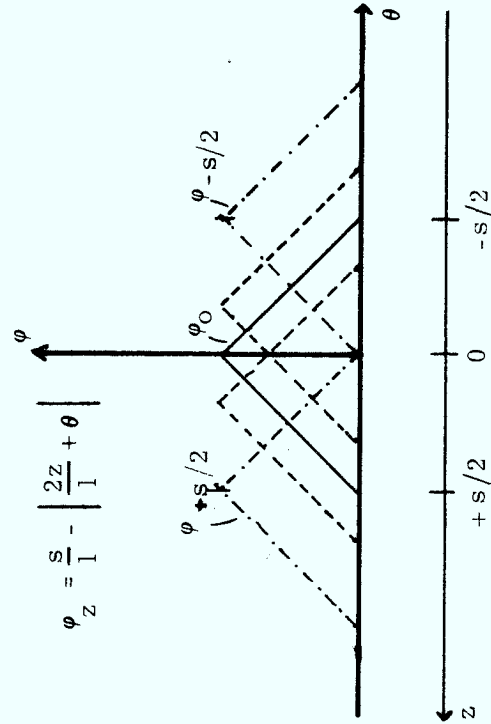


Abb. II/14 b: Dreiecks-Kurve für

$$z_1 = 0$$

$$z_2 = \pm s/2$$

$$z_3 = s/2$$

Abb. II/ 15 b: Zum Horizontalen Auflösungsvermögen (unmaßstäbliche Skizze)

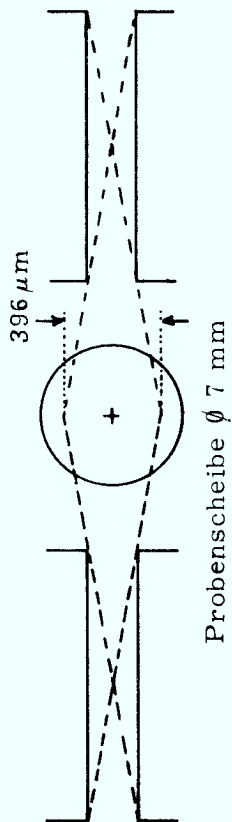


Abb. II/ 15 c: Zum vertikalen Auflösungsvermögen (unmaßstäbliche Skizze)

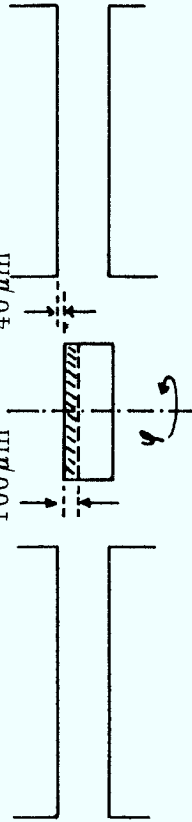


Abb. II/ 15 a:

$$R_h(\theta)$$

für die drei

Kanäle von

Kanalgeber A

nach (39)

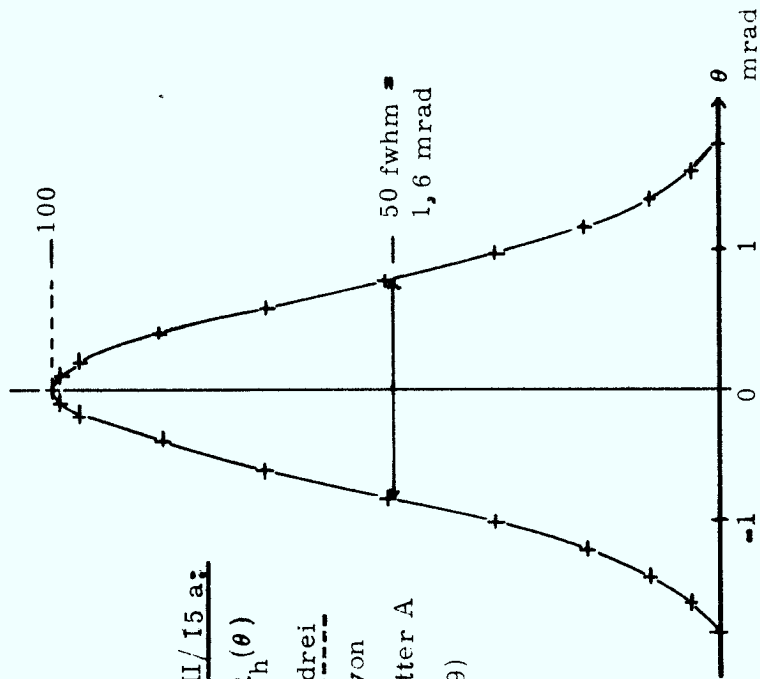
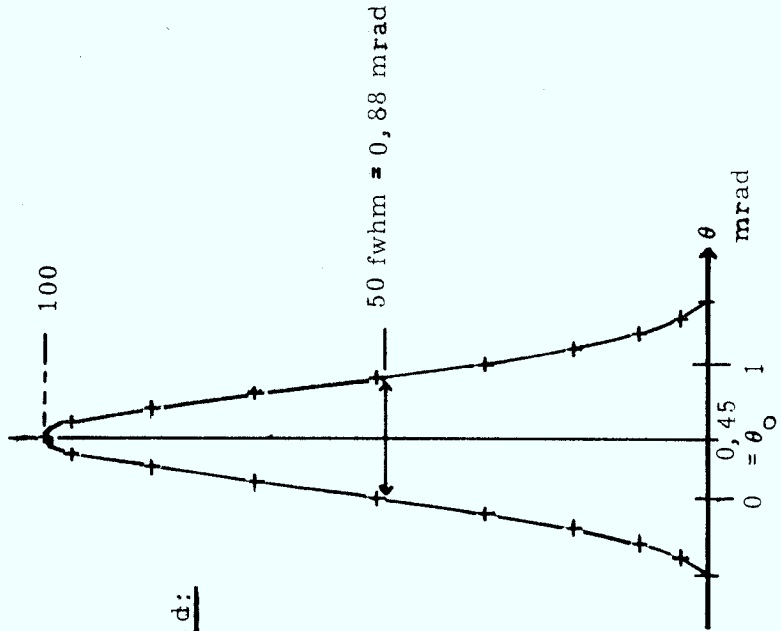


Abb. II/ 15 d:

$$R_v(\theta)$$

nach (39)



III Beschreibung des aufgebauten Experiments

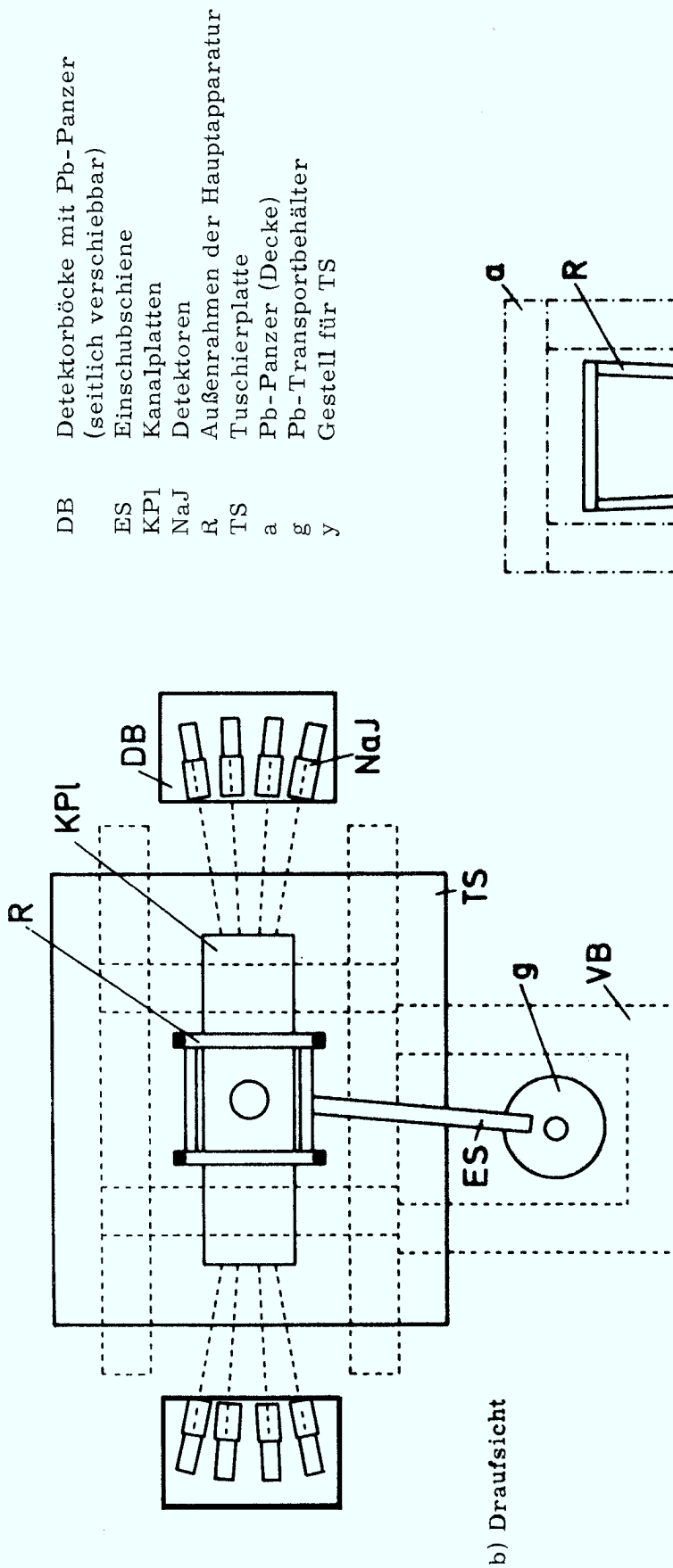
Der mechanische Aufbau des Experiments besteht aus drei Einheiten (s. Abb.III/ 1 a , Seitenansicht). In der Mitte ist die Zentralapparatur aufgebaut, bestehend aus Tuschierplatte mit Kanalstahlplatten und der mechanischen Hauptapparatur, die vom Blei-Panzer umschlossen sind. Zu beiden Seiten dieser Anlage - in Austrittsrichtung der Kanalplatten-Nuten - sind zwei in Längsrichtung verschiebbare Böcke aufgebaut, die jeweils vier NaJ-Detektoren aufnehmen (s. Abb. III/ 1 b), Draufsicht) sowie einen Blei-Panzer von 5 cm Stärke gegen äußere Strahlung tragen. Jeder Detektor ist in eine seiten- und höhenverstellbare Basis eingebaut.

Das Verschieben der Detektor-Böcke gestattet bequemes Arbeiten an jeder Seite der Hauptapparatur ebenso wie das Herüberfahren eines Brückenkranes zum Auf- bzw. Abbau der 5 bis 9 Ztr. schweren Plattenpakete des Bleipanzers.

Der stark aktivierte e^+ -Spender wird von der Seite der Zentralapparatur her eingeführt. Er wird in einem Pb-Behälter (Panzerdicke 10 cm, Gewicht ca. 140 kg) angeliefert, der auf einem speziell angefertigten Hubwagen transportiert wird. Der Topf wird unter einen für die Anlieferung konstruierten Bleipanzer-Vorbau gefahren und bis zur Entladeposition angehoben, die ein ungefährliches Öffnen des Topfes und Ausladen bzw. Bewegen des e^+ -Spenders mittels Manipulatoren gestattet. Im Vorbau ist weiterhin noch eine Säure-Ätz-Einrichtung sowie eine Trocknungsanlage für den Spender eingebaut, um radioaktiven Schmutz abzufangen, der von der Bestrahlung im Reaktor herrührt.

Die folgende Beschreibung beinhaltet den prinzipiellen Aufbau der (in der Mitte aufgebauten) Zentralapparatur; die Detektorböcke sowie alle weiteren mechanischen Geräte sind, wie auch die Zentralapparatur, im Apparativen Teil bzw. bei Steinmetz ⁺⁾ (insbesondere soweit sie mit dem Probeneinbau zusammenhängen) in Einzelheiten beschrieben.

⁺⁾ Diplomarbeit Steinmetz, K.-Hz., Göttingen 1977



- DB Detektorblöcke mit Pb-Panzer
(seitlich verschiebbar)
ES Einschubschiene
KPI Kanalplatten
NaJ Detektoren
R Außenrahmen der Hauptapparatur
TS Tuschierplatte
a Pb-Panzer (Decke)
g Pb-Transportbehälter
y Gestell für TS

a) Seitenansicht

Abb. III/ 1

Schema der mechanischen Anlage

1. Prinzipieller Aufbau der Zentralapparatur (Abb.III/2)

Die sechs aus rostfreiem Werkzeugstahl ⁺⁾ gefertigten Kanalstahlplatten und die Dachplatte sind auf einer Tuschierplatte (TS) (DIN 876 I, $\pm 5 \mu\text{m}$ auf 1 m Länge) mit Abmessungen $120 \times 100 \text{ cm}^2$ aufgeschraubt. Um die Quetschwirkung der Befestigungsschrauben über die volle Plattenbreite zu verteilen, sind Querstreben (Q) vorgesehen. Die Planität der Platten wurde mittels Tuschierlineal und Endmaßvermessen. Die Abweichungen des gesamten Pakets über die ganze Länge waren geringer als $\pm 3,5 \mu\text{m}$.

Die Mittenbohrung der Kanalplatten setzt sich durch die Tuschierplatte fort. Dies ermöglicht die Aufstellung eines Kühlmittelgefäßes unterhalb der Tuschierplatte, in das von oben ein Kühlfinger der Apparatur (KF) ragt.

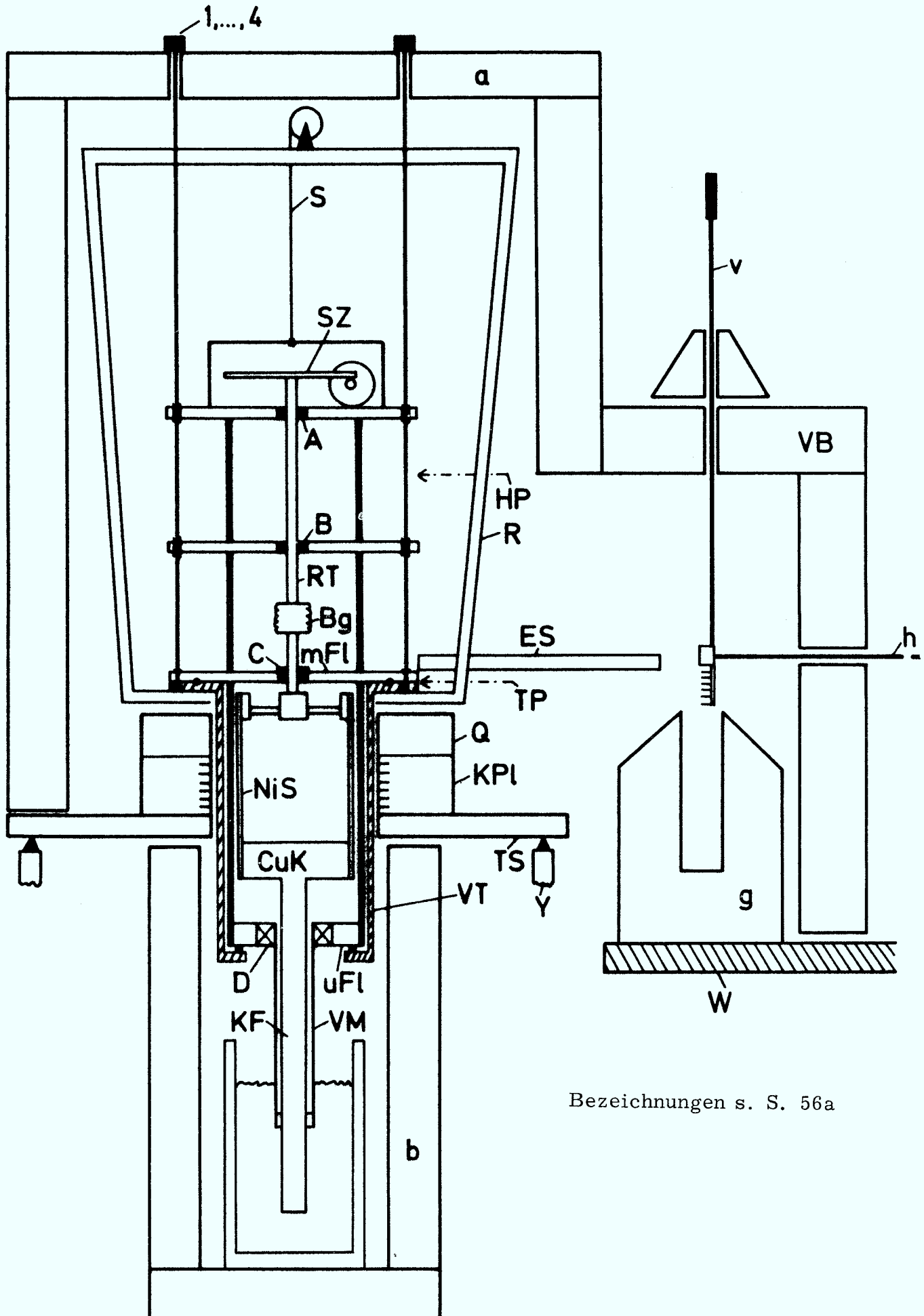
Die Tuschierplatte ist zur Vermeidung der Übertragung von Fußbodenschwankungen dreibeinig aufgestellt, an einer Seite über ein Kugelgelenk (Rollenkugellager).

Die mechanische Hauptapparatur besteht aus dem kühlbaren Drehteil, dem Drehantrieb, dem Hubmechanismus mit Antrieb, dem Vacuumtopf, der Positronenspenderfassung und dem Gestell. Sie ist fest auf zwei der Querstreben (Q) aufgeschraubt, wobei geringe Verstellmöglichkeiten in den horizontalen Koordinaten zur Zentrierung des Vacuumtopfes vorgesehen sind.

Der kühlbare Drehteil besteht unten aus einem Kühlfinger (KF) mit Vacuummantel (VM), dem Cu-Klotz (CuK) zur Aufnahme des Probenhalters (s. u.). Der Cu-Klotz ist mittels zweier Ni-Streben (NiS) an der Thermischen Kupplung aufgehängt. Die Aufgaben dieser Kupplung sind es, einmal die Drehbewegung des Drehantriebs zu übertragen, andererseits die thermische Isolation zwischen der warmen Drehwelle (RT) und den kalten Ni-Streben und den anderen kalten Teilen herzustellen. Ihr Aufbau wird unten gesondert beschrieben (s. Apparativer Teil V- 1).

Zwischen die Ni-Streben wird von einer Seite her der Probenhalter eingeschoben und auf den Cu-Klotz festgeschraubt. Der kühlbare Drehteil ist vertikal in Kugellager (C) geführt.

⁺⁾ Hersteller: Fa. Heidenhain, Traunreth, Obb.; s. Abschnitt "Kanalstahlplatten"



Bezeichnungen s. S. 56a

Abb. III/2 Skizze der Hauptapparatur (ohne Probenhalter,
s. Abb.III/3)

a	Bleipanzer, Oberbau
b	dto. , Unterbau
g	Pb-Transportbehälter
h	horizontaler Manipulator
mFl	mittlerer Flansch
uFl	unterer Flansch
v	vertikaler Manipulator
A, B	feste Kugellager
Bg	Balg, vertikal elastisch
C	Kugellager, fest, mit Simmeringen
CuK	Cu-Klotz
D	Kugellager mit Simmering, axial verschiebbar
ES	Einschubschiene für Positronenspender
HP	obere Hub-Position
KF	Kühlfinger
KPl	Kanalplatten
NiS	Nickelstreben des kalten Drehteils
Q	Querstreben zur Befestigung der KPl auf TS
R	Gestell der Apparatur
RT	obere Drehwelle (Raumtemperatur)
S	Seilzug
SZ	Spiroid -Zahnrad
TP	untere Hubposition
TS	Tuschierplatte
VB	Blei-Vorbau
VM	Vacuummantel
VT	Vacuumtopf
W	Transportwagen mit Hebeeinrichtung
Y	Gestell für TS

1, 2, 3, 4 Führungsstangen mit Gewindefortsatz

Das Kugellager (D) dient der seitlichen Führung des Drehteils und ist längs verschiebbar. Durch diese Aufhängung kann beim Abkühlen eine Kompensation der Kontraktion der Ni-Streben und des Probenhalters erreicht werden, damit bei Temperaturschwankungen die Proben nicht gegenüber den Kanälen wandern. Die zum Spiroid-Zahnrad (SZ) führende Achse ist extra in den Kugellagern (A und B) gelagert und überträgt durch einen Balg (Bg) die Drehbewegung auf den Drehteil. Wie C ist der Vacuummantel in D durch Simmeringe abgedichtet. Der Vacuumtopf besitzt horizontale Schlitz in Höhe der Kanäle, so daß die Vernichtungsstrahlung ungehindert hindurchgehen kann. Zum Aufbau des Vacuums können die Schlitz des Vacuumtopfes durch Mylar-Folie oder eine dünne Metallfolie überspannt und abgedichtet werden.

Der Hubteil, in den der ganze Drehmechanismus eingebaut ist, läuft innerhalb des Gestells in vier Führungsstangen (1... 4). Diese besitzen am unteren Ende ein Schraubgewinde, das der Befestigung des mittleren Flansches (mFl) auf dem mit dem Gestell fest verbundenen Flansch des Vacuumtopfes (VT) dient. Der im Hubmechanismus eingebaute drehbare Kühlteil muß zum Einbau des Probenhalters ca. 160 mm angehoben werden. Nach Herablassen und Festschrauben der Führungsstangen im Flansch des Vacuumtopfes stehen die Proben vor den Kanälen. Zwischen dem mittleren Flansch (mFl) und dem unteren Flansch (uFl) liegen Dichtungsringe (O-Ringe), so daß mit den oben genannten Simmeringen bei herabgelassenem Hubteil der Vacuumtopf dicht ist und zum Abkühlen des Drehteils auf ca. $2 \cdot 10^{-3}$ Torr evakuiert werden kann.

Die Verwendung eines Schrittmotors mit Getriebe in Verbindung mit Mikroschaltern gestattet es, den Hubteil durch einen einfachen Seilzug (S) anzuheben. Die Mikroschalter stoppen den Hubmotor genau an der höchsten (HP) bzw. tiefsten (TP) Position.

Die gleiche Technik wurde für den Drehantrieb des Drehteils gewählt (Abb.III/ 3). Über einen Schnecke-Spiroid-Rad-Antrieb (SZ) wird die Schrittmotorbewegung praktisch spielfrei auf den Drehteil übertragen. Der kleinste einstellbare Drehwinkel-Schritt ist $1/6^\circ$, die Ungenauigkeit weniger als $1/5$ davon. Der Gesamtdrehbereich wird durch zwei beliebig

feststellbare Anschläge mit Mikroschaltern begrenzt. Der von oben gesehene linke Anschlag stoppt den Motor und wendet die Anlaufrichtung, der rechte schaltet die Drehrichtung um, ohne den Motor zu stoppen. Die Anzahl der Schritte je Positionsänderung wird durch Vorwahlschalter elektronisch vorgegeben. Die Beschädigung des Drehteils durch Überfahren der Anschläge verhindert ein jeweils an jeder Seite etwas versetzt angebrachter Mikroschalter, dessen Betätigung den Dreh-Motorstrom unterbricht.

Die Kontrolle des Drehwinkels übernimmt eine elektronische Lochscheiben-Anordnung, die vor- und rückwärts Schritte elektronisch zählt, anzeigt (s. Motorzähler) und ausdruckt. Mit dieser Anordnung sind gelegentlich feinste Spielräume in der Zahnradmechanik entdeckt worden.

Bei der Herstellung der Apparatur wurden die Symmetrie-Achsen des mittleren Flansches (mFl) und des Vacuumtopfes mit der Achse des Drehteils übereinstimmend gefertigt. Eine Zentrierung des Vacuumtopfes in der Mittenbohrung der Kanalstahlplatten ist durch einfache Distanz-Ringstücke möglich. Damit liegt die Achse des Drehteils hinreichend genau im Schnittpunkt der Kanäle.

Die Einschubfassung des Positronenspenders (EFa) sitzt exzentrisch zur Drehachse auf einem VA-Rohr, das nach unten in einen Gewindebolzen übergeht, der aus dem Flansch (uFl) herausragt. Das Gewinde wird sauber in einem vertikal verstellbaren Schwalbenschwanz geführt, so daß eine Höhen- und Seitenverstellung der Fassung (EFa) möglich ist, die durch einen später anzubauenden elektrischen Antrieb ferngesteuert werden kann. Der Gewindebolzen ist mit dem Flansch uFl durch einen "Hydra"-Balg zur Erhaltung des Vacuums verbunden.

Zum Einführen des Positronenspenders ist eine Einführungsschiene (ES) vorgesehen ⁺⁾ , die nach dem Prinzip einer Feuerwehrleiter arbeitet. Auf ihr wird mittels eines Gestänges der Positronenspender in seiner Hülse vor die Fassung EFa gefahren. Bei Betätigung einer inneren Druckstange gleitet der Spender aus der Hülse in die Fassung. Die Einführungsschiene ragt weit über den Rand der Tuschierplatte hinaus und ist am Gestell der Hauptapparatur befestigt.

⁺⁾ s. Kap. "Einbaumechanismus für Positronenspender" in Diplomarbeit Steinmetz, K. -Hz., Göttingen 1977

Der Probenhalter besteht aus sechs Paaren dreieckiger Lamellen (Abb. III/3), die - diametral zur Drehachse angeordnet - in Schwalbenschwänzen gleiten und durch jeweils eine (M2-Fein-)Gewindestange in der Höhe verstellbar sind. Zwischen zweien, auf jeweils gleiche Höhe eingestellten Lamellen wird die zu vermessende Probe mittels sog. Brücken eingelötet (s. u. und ⁺).

Die Abmessungen der Lamellen sind so gewählt, daß bei einer Drehung des Probenhalters um 105° die Kanäle nicht verdeckt werden können (s. Kap. V/2⁺⁺, S. 17). Die eine Hälfte der Lamellen enthält eine Aussparung für den Positronenspender in der Anschlagposition für Rechtsdrehung (von oben gesehen).

Die Gewindestangen der Lamellen ragen nach oben aus dem Probenhalter und sind flach angespitzt. Dadurch können sie (in einer bestimmten Winkelstellung des Drehteils) durch zwei von Hand betätigte Schraubendreher gedreht werden, die von oben durch ein auf jeder Seite des Drehteils gelegenes vacuumdichtes Loch gesteckt werden können. Es ist wesentlich, beide Schraubendreher gleichmäßig um sehr genau gleiche Winkel zu verstellen, damit die Proben nicht verkippt vor den Kanälen stehen und die Gefahr des Abreißen der Proben-Lötstellen an den Lamellen entfällt. Dazu ist es erforderlich, den Drehwinkel genau zu vermessen.

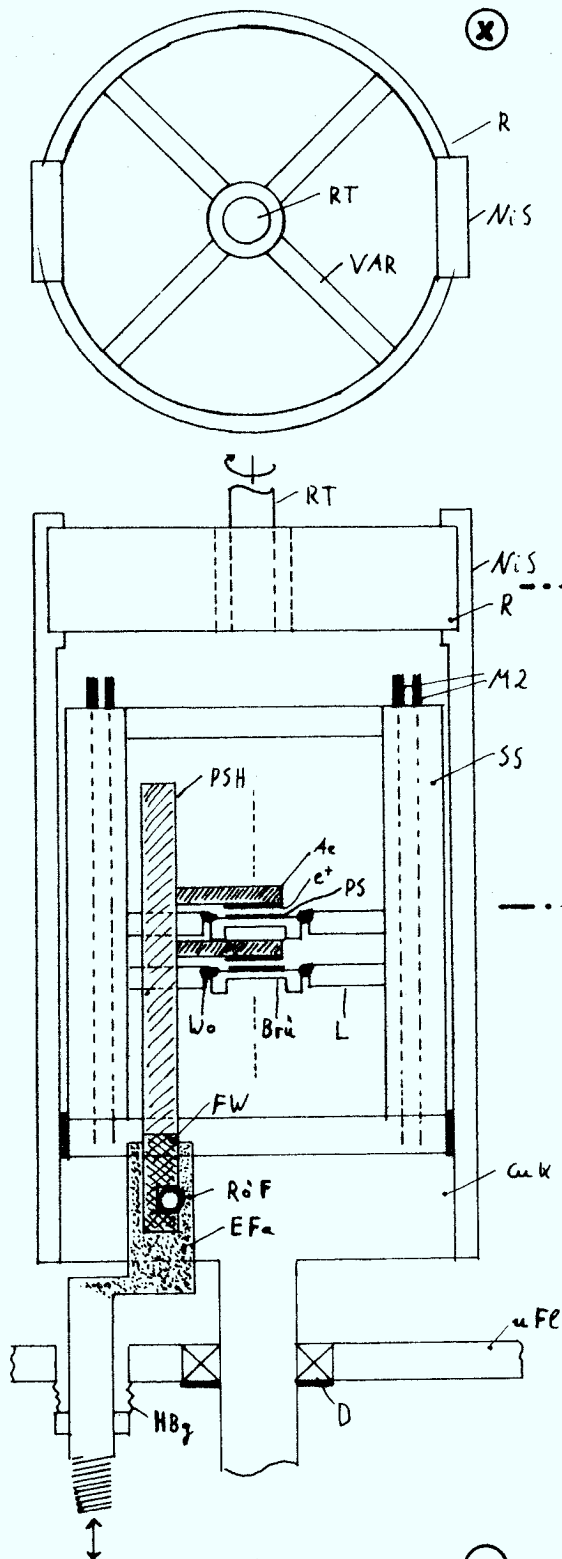
Hierfür wurden 10-Gang-Wendel-Potentiometer eingesetzt (s. Abb. "Poti"⁺⁺) von denen je eines am Ende jedes Schraubendrehers angeflanscht ist.

Zur Vermeidung relativer Drehbewegungen sind die Potis untereinander durch einen Bügel verbunden, der jedoch durch Gelenke eine Translationsbewegung der Potis untereinander gestattet, die zur Handhabung notwendig ist.

Eine eigens zur Messung des Poti-Widerstandes konstruierte Elektronik eicht in Winkel $^{\circ}$ um und zeigt den absoluten Drehwinkel beider Schraubendreher (Stellung Links bzw. Rechts, geringe Empfindlichkeit) sowie deren Differenz (Stellung Differenz, hohe Empfindlichkeit mit 1 Div $\hat{=}$ $\approx 9\mu\text{m}$, Mittenanzeige !) auf Zeigerinstrumenten an. Die Gewindesteigung

⁺) s. Kap. "Probeneinbau" in Diplomarbeit Steinmetz, K.-Hz., Göttingen 1977
⁺⁺) im Apparativen Teil

Abb. III/3 : Probenhalter (bisherige Bauform) mit Proben und Positronenspender im drehbaren Innenteil



$\alpha, \beta < \frac{\alpha}{\beta} 130^\circ = \text{freier Winkel für } \gamma\text{-Strahlung}$

Ae Arme des PSH

CuK Kupferklotz

D₊ Kugellager mit Simmering, axial frei₃

e Positronenspender, Cu 0,2x1,1x7 mm

EFa Einschubfassung des PSH

FW Fuß des PSH

HBg Hydra-Balg, vacuumdicht

L "dreieckige" Lamelle

M2 M2-Gewindestäbe für Höhenverstellung

NiS Nickelstreben

PSH Positronenspender-Halter

PS Probenscheibe

R Ring der Thermokupplung aus VA

RöF Rohrfeder zum Einklemmen des PSH in EFa

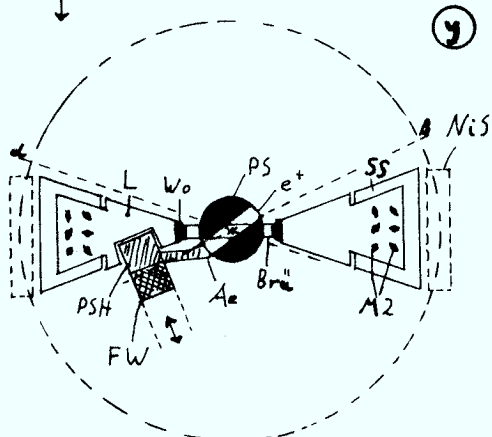
RT obere Welle (Raumtemperatur)

SS Schwalbenschwänze

uFl unterer Flansch des Hubteils

VAR dünnwandiges VA-Rohr zur Aufnahme des Temperaturgradienten

Wo Lötstelle, Woods-Metall



liefert die Beziehung zwischen Drehwinkel und Einstellhöhe ⁺⁾ .

Die Messung der eingestellten Höhe der Probenscheiben vor den Kanälen wird mittels einer opto-elektronischen Methode durchgeführt. Ein gebündelter Lichtstrahl wird von einem Plattenende her durch einen Kanal in jeder Ebene geschickt und am anderen Plattenende dessen Intensität mittels Phototransistor gemessen. Ausführliche Vergleichsmessungen zeigen ⁺⁾ , daß die Spannungsänderung im Emitterkreis des Phototransistors proportional zum Drehwinkel des Schraubendrehers ist. Unter Vernachlässigung eines Offsetwertes kann die angezeigte (verstärkte) Spannung des Phototransistors direkt die Höhe angeben. Die Proben, die etwas dünner als die Kanäle sind, werden so weit vertikal verstellt, bis die Spannung ein Minimum durchläuft.

Obwohl diese Methode - trotz der Lichtstreuungen, die an der Kanalplatten-Mittenbohrung auftreten - ihre grundsätzliche Tauglichkeit bewiesen hat, sind erhebliche Verbesserungen, insbesondere zur Unterdrückung thermischer Driften und elektrischen Influenzen, sehr wünschenswert, um die Bedienung zu vereinfachen. Der Erfolg der Methode beruht im Wesentlichen auf der Totalreflektion des Lichtes in den geschliffenen Kanälen (channelling), die wider Erwarten tatsächlich nicht mit der Zeit anlaufen, so daß die Intensität ausreichend hoch bleibt (siehe Kap. Kanalstahlplatten).

Der Aufbau des Blei-Panzers (Abb. III/ 1a) stellt eines der mächtigsten Probleme des Experiments dar (s. Kap. "Blei-Panzer"). Die ursprüngliche Aufgabe, die Vernichtungsstrahlen aus Gründen des Strahlenschutzes abzuschirmen (es sind max. 2,5 mrem/h Dosisleistung auf der Panzeroberfläche erlaubt) wurde durch die Erkenntnis erweitert, daß die recht langlebige energiereiche γ -Störstrahlung des Trägermaterials des Positronenspenders erhebliche Bleistärken erfordert, um die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen im erträglichen Rahmen zu halten. Da - grob gesehen - $I_{\text{-stör}} \sim 1/r^2$ gilt, ist mit einer Bleistärke von 11 cm (entferntere Stellen 10 bzw. 7 cm) und einem Gesamtgewicht von ca.

⁺⁾ s. Diplomarbeit Steinmetz, K.-Hz., Göttingen 1977, Kap. "Höhenjustierung der Proben" .

5,6 t der beste und durchführbare Kompromiß erreicht worden. Damit konnte der Panzer ober- und unterhalb der Tuschierplatte relativ eng um die Hauptapparatur gebaut werden. Die Einführungsschiene ist durch einen Vorbau (VB) von 11 cm Panzerstärke umgeben.

Das hohe Gewicht des Panzers bedingte seinen Aufbau auf einem von der Tuschierplatte (TS) mechanisch vollständig getrennten Gestell, so daß Verbiegungen der TS ausgeschlossen sind (das Panzer-Gestell ist aus U-Trägern von $100 \times 60 \text{ mm}^2$ zusammengeschweißt und biegt sich beim Auftürmen der Blei-Steine bzw. -Platten um ca. 6 mm durch !). Die zwischen Tuschierplatte und Blei-Panzer entstandenen Ritzen mußten durch teilweise kompliziert geformte Pb-Stücke gegen Strahlung abgedichtet werden, insbesondere die quadratische Verrippung der Unterseite der TS.

Aus statischen Gründen der Fußbodenkonstruktion (unterkellert) mußte das Gesamtgewicht verteilt werden. Das Pb-Gestell wurde dazu auf zwei längere Doppel-T-Träger ($120 \times 120 \text{ mm}^2$) gesetzt. Die Fußboden- decke biegt sich ca. 10 - 11 mm durch. Dies ist der Grund für die Dreibein-Aufstellung der TS. Der Panzer schirmt die Strahlung in alle Richtungen ab.

Der bestrahlte e^+ -Spender samt Hülse wird in einem Pb-Transportbehälter (Pb-Topf) mittels eines speziell angefertigten Hubwagens unter den Vorbau gefahren und von unten in diesen in eine strahlungsmäßig dicht abschließende Öffnung gehoben. Der Stopfen des Topfes wird durch Manipulatoren im Vorbau entfernt und der Spender herausgehoben, gekippt und in die Einführungsschiene (EFa) eingeschoben ⁺⁾ . Dieser Vorgang dauert etwa 15 min., währenddessen am Vorbau eine Dosisleistung bis ca. 10 mrem/h herrscht, die für diese kurze Zeit zulässig ist. Nach Absenken des Spenders in die Meßposition und Rücktransport der Hülse schirmt der Panzer die Strahlung auf max. 0,5 mrem/h ab, so daß die Strahlenschutzanforderungen mehr als erfüllt sind. Die Störstrahlung ist jedoch nicht vernachlässigbar.

⁺⁾ s. Kap. "Einbau des Positronenspenders" in Diplomarbeit Steinmetz, K.-Hz., Göttingen 1977

Dies war der Anlaß für den Eigenbau eines speziellen Zählers zur Registrierung der zufälligen Koinzidenzen.

Eine Verstärkung des Panzers ist wegen der geringen Abschirmwirkung des Bleis für höhere γ -Energien nur bei erheblicher Erhöhung der Dicke und damit verbundener Gewichtserhöhung möglich, die architektonisch unvertretbar ist. Ein physikalischer Ausweg wären Wolfram bzw. Gold als Abschirmmaterial, die kostenmäßig indiskutabel sind.

Die Manipulatorstangen sind gegen Strahlung aus den Ritzen ihrer Einführungsbohrungen durch spezielle Bleischilde, die im Innern des Panzers als auch außerhalb angebracht sind, geschützt (Blei-Hut etc.). Spezielle Öffnungen für ein Endoskop gestatten die Betrachtung des beleuchteten Inneren, insbesondere der Manipulatoren.

Es ist zu vermerken, daß Blei als Baumaterial unangenehme Eigenschaften hat. Durch die "Europa-Form" bedingt bewirkt das hohe Eigengewicht ein Absacken der Bleiwände an den spitzen aufliegenden Bausteinkanten. Es entstehen - teilweise erst nach Monaten - unermutete Ritzen. Daher ist die Hauptapparatur durch eine Kombination aus Bausteinen und Platten geschützt. Der Unterbau wird durch Quader geschützt, da die Strahlung schräg auf die Ritzen fällt, der Vorbau nur durch Platten. Die Platten wandern trotz ihrer Eisenrahmen beiseite, so daß sich erkennbare Ritzen bilden, jedoch nur an den Kanten. Eine periodische Überprüfung des Panzers ist unerlässlich.

2. Probenherstellung

Die vorläufige Aufgabe des Experiments ist die Vermessung der Legierungen von Cu mit Ge, Ga, Zn (α -Phasen) und Ni (durchgehender Mischkristallbereich) für gleiche (e/a)-Werte. Die folgende Tabelle gibt zu ausgewählten (e/a)-Werten die entsprechende Konzentration des Legierungspartners (at %) an :

e/a	Ga	Ge	Zn	e/a	Ni (eingewogen)
1,08	4,0	2,66	8,0	0,92	8
1,15	7,5	5,0	15,0	0,85	15
1,22	11,0	7,33	22,0	0,78	22
1,27	13,5	9,0	27,0		

Zur Erprobung der Apparatur und zum Erlernen apparativer Effekte (Störstrahlungs-Einflüsse, Verschmutzungsempfindlichkeit der e^+ -Spender, Eigenarten der Na-J-Elektronik, etc.) werden zuerst Messungen am reinen Cu vorgenommen, deren Beschreibung in dieser Arbeit erfolgt.

Sämtliche Proben sind einkristalline Scheiben von 7 mm $\emptyset$, 0,2 - 0,28 mm Dicke und Grundflächennormale in $[011]$ -Richtung. Die Proben müssen hinreichend axial-symmetrisch sein. Schwankungen des Durchmessers bzw. der Probendicke können bis zu einem gewissen Umfang vom "Vorlauf" (das ist eine Volumeneich-Messung als Funktion der Probenrichtung ϕ) hinreichend genau erfaßt und aus dem Meßergebnis eliminiert werden.

Da die Positronenzerstrahlung von Gitterfehlern abhängig ist (trapping-annihilation), müssen die Proben sorgsam getempert werden bzw. stark gittergestörte Bereiche abgetragen werden.

Die Herstellung der Probenscheiben erfolgt mittels Funkenerosion in folgenden Schritten :

1. Schneiden der im Mittelfrequenzofen geschmolzenen und im Einkristallofen mit Keim gezogenen Einkristalle in Ellipsenscheiben (Flächennormale $[011]$),
2. Ausstanzen der Probenscheiben mittels Funkenerosion,
3. Elektropolieren der Grundflächen auf die gewünschte Enddicke (s. o.),
4. Tempern .

Diese Verfahren sind im einzelnen bei Martin ⁺) beschrieben mit Angabe der erzielten Ergebnisse.

3. Probeneinbau

Die Durchführung des Probeneinbaus sowie der Aufbau und die Bedienung der hierfür speziell entwickelten, teilweise etwas komplexen Hilfsgeräte sind ausführlich bei Steinmetz ⁺⁺) angegeben. Die beschriebenen Einbau-Methoden können als hinreichend zuverlässig angesehen werden.

4. Anfangsjustierung der Geräte zur Probenausrichtung

Justierung des Proben- Zentrierzylinders

Die folgenden Überlegungen dienen der Abschätzung der Genauigkeit, mit der die Proben eingebaut werden müssen.

- a) Höhengschwankungen der Probe $\Delta z(\varphi)$ während der Drehung bedingen Meßfehler, die sowohl durch Änderung des Symmetriewinkels $\theta = 0$ um $\Delta \theta$ als auch der Halbwertsbreite der Kurve des Auflösungsvermögens entstehen können. Letzterem entspricht die Änderung

⁺) siehe Diplomarbeit Martin, M. , Göttingen 1976

⁺⁺) siehe Diplomarbeit Steinmetz, K. Hz., Göttingen 1977

des Öffnungswinkels, der von einem gedachten Probenpunkt mit der Kanal-Austrittsöffnung gebildet wird, bei Änderung der Lage des Punktes senkrecht zur Kanalrichtung. Die $R_v(\theta)$ -Änderung ist etwa ^{†)} $\frac{\Delta z}{2 \cdot l}$, Δz = Lageänderung, l = halbe Kanallänge = 400 mm. Für $\Delta z = 10 \mu\text{m}$ ist die Änderung der Halbwertsbreite ca. $1,25 \cdot 10^{-5}$, die Flächenänderung der Kurve des Auflösungsvermögens höchstens doppelt so hoch, also damit vernachlässigbar.

Die Änderung des Symmetriewinkels θ beträgt $\Delta\theta \approx 2 \cdot \frac{10 \mu\text{m}}{l} = 0,05 \text{ mrad}$. Die absolute Größe von θ muß nicht exact Null sein, jedoch bedeutet die Änderung $\Delta\theta$ während der Drehung ein Verlagern der Drehebene des aus der FF herausgeschnittenen Balkens (s. Abb. II/3b) entsprechend der Richtung der Schwankung nach oben oder unten. Das kann insofern einen Meßfehler liefern, als die Abweichungen der realen FF von der FK dermaßen angelegt sein können, daß bei einer Schwankung der Drehebene die gerade eingeblendete Ausbuchtung nicht mehr voll gesehen wird. Bei einem Apparatur-Auflösungsvermögen von ca. 1 mrad bedeutet dies im ungünstigsten Fall eine Änderung der Zählratenunterschiede in den Positionen φ um bis zu 5,0 %. Da die Zählratenunterschiede - verursacht durch die Ausbuchtungen - ca. 10 % betragen (s. Abb. III/14), ergibt sich möglicherweise ein apparativ bedingter, systematischer Meßfehler von bis zu 0,5 % zusätzlich zum statistischen Fehler (s. Kap. III/8). Messungen von Steinmetz ^{‡)} mit einer eigens für die Höhenkontrolle entwickelten elektro-optischen Methode zeigen, daß die Höhenschwankungen der Proben während der Drehung weit unter $10 \mu\text{m}$ liegen !

b) Stärkere systematische Fehler können beim Taumeln der Proben entstehen. Liegt die Probe einseitig um $10 \mu\text{m}$ schief, so gilt für die Hälfte der $10 \mu\text{m}$ dicken Oberflächenschicht, daß ein

^{‡)} Diplomarbeit Steinmetz, K.-Hz., Göttingen 1977

^{†)} Siehe "Apparativer Anhang", Formelanhang

γ -Quant der dort geborenen γ -Doublets ungehindert durch die Probe in den Kanal gelangen kann im Gegensatz zur exakt waagerecht aufgehängten Probe.

Die wesentliche, zur e^+ -Zerstrahlung beitragende Schicht liegt unterhalb der Cu-Streifen und ist wegen der e^+ -Eindringtiefe ca. $100 \mu\text{m}$ dick. Damit ist von der Verkipfung mindestens 5 % des für die Zerstrahlung wesentlichen Probenvolumens betroffen. Der Massenschwächungskoeffizient für Cu ist $\bar{\mu} \approx 0,08 \text{ cm}^2/\text{g}$, so daß bei einer mittleren Lauflänge der Gammas von $0,35 \text{ cm}$ (=Probenradius) in Cu eine mittlere Absorptions-Schwächung von ca. 22 % eintritt. In diesem Fall fällt die Schwächung fort, so daß bei einer von der Probenrichtung φ abhängigen Schiefelage der Probe ein systematischer Fehler von mindestens 1 % entstehen kann. Hinzu kommt ein Fehler durch Verschieben des Symmetriewinkels von halber Stärke wie unter a) genannt.

Die Stärke des Taumelns kann durch die unter a) genannte elektro-optische Meßmethode zwar andeutungsweise festgestellt aber nicht gemessen werden ⁺⁾ . Die Vorlauf-Messung ist ebenfalls nur bedingt in der Lage, die Stärke des Taumelns zu ermitteln, da die Seitenunterscheidung fehlt (zur Vermeidung dieser Fehler s.u.).

c) Dreht sich die Probe exzentrisch um die Drehachse, wobei diese parallel zur Probenachse bleibt (waagerechte Lage), so werden unterschiedliche Probensehnen und damit unterschiedliche Probenvolumina als Funktion von φ gemessen. Die hierdurch entstandene Modulation der Zerstrahlungsrate kann durch den Vorlauf hinreichend genau gemessen und im Ergebnis einbezogen werden.

Die unter a) und b) angeführten Fehler können nur mittels eines speziell entwickelten Proben-Einbau-Mechanismus vermieden werden, der als wesentliches Bauteil einen Zentrierzylinder mit präzise

⁺⁾ Diplomarbeit Steinmetz, K.-Hz., Göttingen 1977

gefertigten Außenflächen enthält. Dieser wird mittels eines prismatischen Halters, der feinste Verschiebungen in zwei radialen Koordinatenrichtungen gestattet, derart in der Apparatur zentriert, bis Zylinder- und Drehachse parallel stehen. Auf die Stirnfläche des Zylinders aufgelegte Proben können dann als senkrecht zur Apparatur-Drehachse angeordnet angesehen werden.

Als weitere Besonderheit enthält der Zylinder an einer Stirnseite eine halbkugelige Aussparung zur axialen Zentrierung der Probe. Der etwas komplexe Mechanismus ist bei Steinmetz ⁺⁾ näher beschrieben.

Die solchermaßen zentrierten Proben werden an sog. "Brücken" in die "dreiecksförmigen" Lamellen des Probenhalters (s. Abb. III/3) eingelötet. Die Lamellen werden - elektronisch über hoch winkelauflösende Wendel-Potentiometer kontrolliert - durch Gewindestangen (s. Abb. III/3) von Hand in der Höhe verstellt. Dabei sind Höhenverstellungen von $\pm 2,5 \mu\text{m}$ und - nach Übung - weniger erzielbar.

Die hinreichend genaue Justierung des Zentrierzylinders ist für alle weiteren Probenhalter gültig und stellt daher eine der wichtigsten apparativen Maßnahmen dar.

Während der Drehung wird der Zylinder-Außenmantel in zwei Ebenen durch je einen induktiven Wegaufnehmer (Weg-Empfindlichkeit ca. $1 \mu\text{m}$) abgetastet, die senkrecht zur Drehachse der Apparatur stehen. Die Aufnehmer sind radial übereinander angeordnet ⁺⁾ , so daß ihre Ausschläge zu gleichen Drehpositionen φ gehören. Durch Verdrehen der Verstellerschrauben des prismatischen Zylinder-Halters (s. o.) kann der Zylinder so mit eingestellt werden, bis beide Aufnehmer hinreichend geringe Ausschlagsänderungen bei Drehung zeigen und Zylinder- und Drehachse genau genug zusammenfallen. Wegen des begrenzten Drehbereichs des Drehteils mußte der Drehwinkel zum Justieren auf maximal 90° festgesetzt

⁺⁾ siehe Diplomarbeit Steinmetz, K.-Hz., Göttingen 1977

werden. Die Theorie (s. Apparativer Teil, Kap. VIII / 2) zeigt für 90° -Drehung, daß die gemessene maximale Schwankung $\Delta x = 3,4 \cdot \Delta r$ ist, Δr = Exzentrizität des Zentrier-Zylinders. Es konnte $\Delta r = 35 \mu\text{m}$ erzielt werden, so daß die Radienschwankung $\Delta r/r = 0,47 \cdot 10^{-4}$ wird, r = Zylinderradius ($3500 \mu\text{m}$) und damit die Verkipfung hinreichend klein wird (s. daselbst).

Winkeleinstellung der Proben

Sämtliche Proben sind in $[1\bar{1}1]$ -Richtung mit einer eingeritzten Riefe markiert, so daß mittels eines Mikroskops ihre Winkelausrichtung möglich ist ⁺⁾ . Die Einbau-Richtung der Riefe gegenüber Referenzkanten des Probenhalters bzw. gegenüber den Kanälen wurde mittels eines elektrischen Berührungsverfahrens unter Verwendung eines Spanndrahtes ermittelt. Die erreichte Winkelgenauigkeit ist besser als $\pm 0,3^\circ$, hinzu kommt der Fehler der Laue-Aufnahme von etwa $\pm 1^\circ$. Die entsprechenden Prozeduren sind bei Steinmetz angegeben.

5. Bestrahlung und Einbau des Positronen-Spenders; optische Höhenkontrolle

Der e^+ -Spender wird in einer mit entionisiertem Wasser gefüllten Harwell-Kapsel im Reaktor aktiviert. Die Aufgabe des Wassers besteht im Abtransport der in den Spender-Materialien durch Neutronen erzeugten Wärme über die Kapselwand an das Reaktorkühlwasser (55°C). Durch umfassende Simulationsversuche im Labor, die mit den Berechnungen übereinstimmten, konnte gezeigt werden, daß die Materialtemperatur knapp unter der Verkochungstemperatur (Reaktorkühlwasser-Außendruck!) liegt und damit ein Austritt des Wassers aus dem Schraubverschluß der Kapsel vermieden wird. Die Reaktortests bestätigten die Simulationsversuche. Letztere sind bei Steinmetz

⁺⁾ Diplomarbeit Martin, M., Göttingen 1976

bzw. im Apparativen Teil (s. Kap. V/ 3 , incl. Rechnungen) wiedergegeben.

Der Ausbau des bestrahlten Spenders aus der Harwell-Kapsel, sein Transport im Blei-Behälter und sein Einbau mittels Manipulatoren in die Zentralapparatur sind ausführlich bei Steinmetz aufgeführt.

Die bei der Bestrahlung erzielten Aktivitäten sind in Kap. III/ 9 aufgelistet.

Die optische Höhenkontrolle des Spenders - wichtig, damit das e^+ spendende Cu nicht auf den Proben aufliegt und in die Kanäle strahlt - wurde mit Hilfe der in Kap. III/ 4 erwähnten und bei Steinmetz analysierten elektro-optischen Methode durchgeführt.

Diese Methode gestattet jederzeit Nachkontrollen auch während der Messungen innerhalb weniger Minuten, wobei lediglich die Rate eines Bündels in einer Position φ in Mitleidenschaft gezogen wird.

Eine Verbesserung der Methode, die eine Absorption der aus den Kanälen tretenden Strahlung verhindert, ist möglich, so daß denkbare, vom Spender aus dem Reaktor verschleppte aktive Verschmutzungen, die auf die Proben fallen können, erkannt werden.

6. Justierung der Elektronik (Meßparameter für Haupt- und Vorlauf)

Im Folgenden werden die elektronischen Funktionen und die Meßparameter der Gesamtelektronik beschrieben.

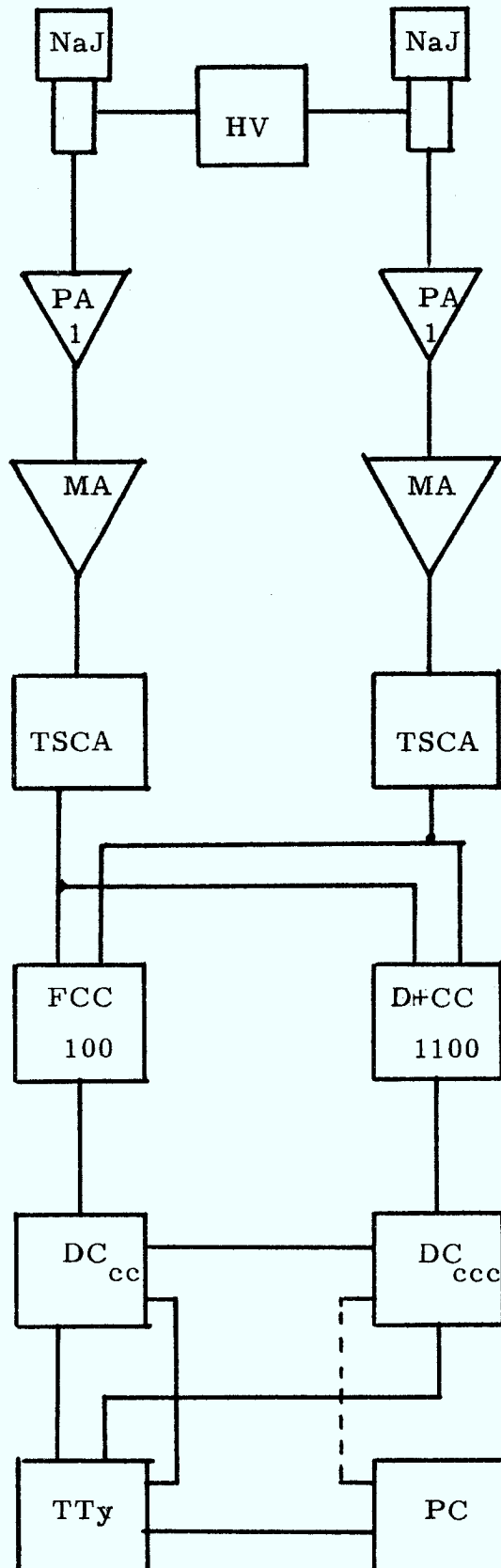
a) Hauptlauf: Einstellung der Meßelektronik für Koinzidenzmessung

Für jede der vier Mehrfachgeometrien ist eine vollständige Koinzidenz-Meßelektronik eingesetzt A-E, B-J, C-L, D-M (Abb.III/ 4).

Jeder der beiden Kanäle dieser Elektronik besteht aus den folgenden

Stufen	mit der	Funktion:
NaJ-Detektor (Integral-Line) mit Photomultiplier - Tube		Erzeugung exponentieller Spannungsimpulse hoher Impedanz, Spannungsamplitude $\sim \gamma$ -Energie (statistisch)
Vorverstärker (Pre-Ampl.)		Spannungsfolger, Impedanzwandler für 50 Ohm BNC-Kabel (Kabeltreiber)
Hauptverstärker (Main-Ampl.)		Impulstrennstufe (zeitl.), Linearverstärker, Impulsformer
Einkanalanalysator mit Zeitnormierung (Timing-Single-Channel-Analyser)		Fensterdiskriminierung, zeitl. Ereignis-Normierung, fest einstellbare Verzögerung, Umformung in TTL-Normimpulse
Koinzidenzstufe		Koinzidenz mit anderem Kanal, einstellbare Koinzidenzzeit für TTL $10 \leq 2\tau \leq 120$ nsec , Koinzidenz abschaltbar
Zähler		7-stelliger Dekadenzähler für TTL
Drucker mit Steuereinheit (Printout-Control)		Teletype Drucker, Lochstreifenstanzer, einzeln oder automatisch repetierende Arbeitsweise (durch externe Steuerung veranlaßt)

Abb. III/4 Schema der Meßelektronik
eines Kanalbündels (Vernichtungsstrahlung
bzw. Störstrahlung) für Hauptlauf
oder Vorlauf



NaJ-Detektoren, 3", mit Multipliern

High-Voltage-Supply, ca. 1100 V

Pre-Amplifier, $\alpha = 1$

Main Amplifier, $1 \leq \alpha \leq 640$

Timing-Single-Channel-Alyser (Einkanaler)

Fast-Coincidence, $2 \tau = 110 \text{ nsec}$
bzw.
Delay ($5 \mu\text{sec}$) + Coincidence, $2 \tau = 1100 \text{ nsec}$

Decade-Counter für Koinzidenzen der
Vernichtungsstrahlung (cc) bzw. für
Störstrahlung (ccc)

Teletype bzw.
Printout-Control

Die Einstellung der Stufen geschieht nach den folgenden Gesichtspunkten, für die experimentell ein Kompromiß ermittelt ist;

- i) Größtmögliche Ausbeute der 0,511 MeV - Vernichtungsstrahlung unter Wahl der größtmöglichen Koinzidenzzeit und Einstellung der geringsten Zeitstreuung der Impulse als Funktion der Impulshöhe.
- ii) Geringstmögliche Anzahl zufälliger Koinzidenzen durch Störstrahlung, erreicht durch Fensterdiskriminierung der relativ intensiven niederenergetischen Streustrahlung und Wahl der kleinsten noch möglichen Koinzidenzzeit.

zu i): Die zeitliche Zuordnung der Impulse ist bei sehr großen und bei kleinen Amplituden nicht hinreichend unabhängig von der Impulshöhe, um sehr kleine Koinzidenzzeiten τ wählen zu können. Dies wurde durch oszillographische als auch durch Time-to-Pulse-Height-Messungen (TPH) festgestellt. Erklärt wird dieser Effekt durch die Verformung der Lichtimpulse der NaJ - Kristalle im Photomultiplier und nachfolgendem Netzwerk als auch durch die Unlinearitäten der Timing-Netzwerke der Einkanaler.

zu ii): Die Rate der zufälligen Koinzidenzen ist

$$ccc = N_1 N_2 \cdot 2 \tau \quad (*)$$

$N_{1,2}$ = Einzelzählraten der Detektoren einer Koinzidenz, die noch auf die Einkanaler-Outputs wirken können.

Die zufälligen Koinzidenzen sind von φ abhängig; $ccc = ccc(\varphi)$, da die N_v die Streustörstrahlung des Trägermaterials des e^+ -Spenders enthalten, die nicht isotrop ist. Bei der Drehung verändert sich die Abschirmwirkung der vertikalen Teile des mechanischen Drehteils infolge Schatteneinwirkung. Die Schwankung $\Delta ccc(\varphi)$ als auch der statistische Fehler von ccc (s. Kap. Statistik) bedingen eine möglichst kleine Koinzidenzzeit τ als auch kleine Zählraten N_v .

Mit einem Vielkanaler wurde das in Abb. III/ 5 (ungefähr maßstäblich) gezeigte Störstrahlungsspektrum (incl. 0,511 MeV-Strahlung) aufgenommen. Danach ist es erforderlich, die untere Schwelle der Einkanaler dermaßen zu legen, daß viel niederenergetische Störstrahlung aber nur wenig

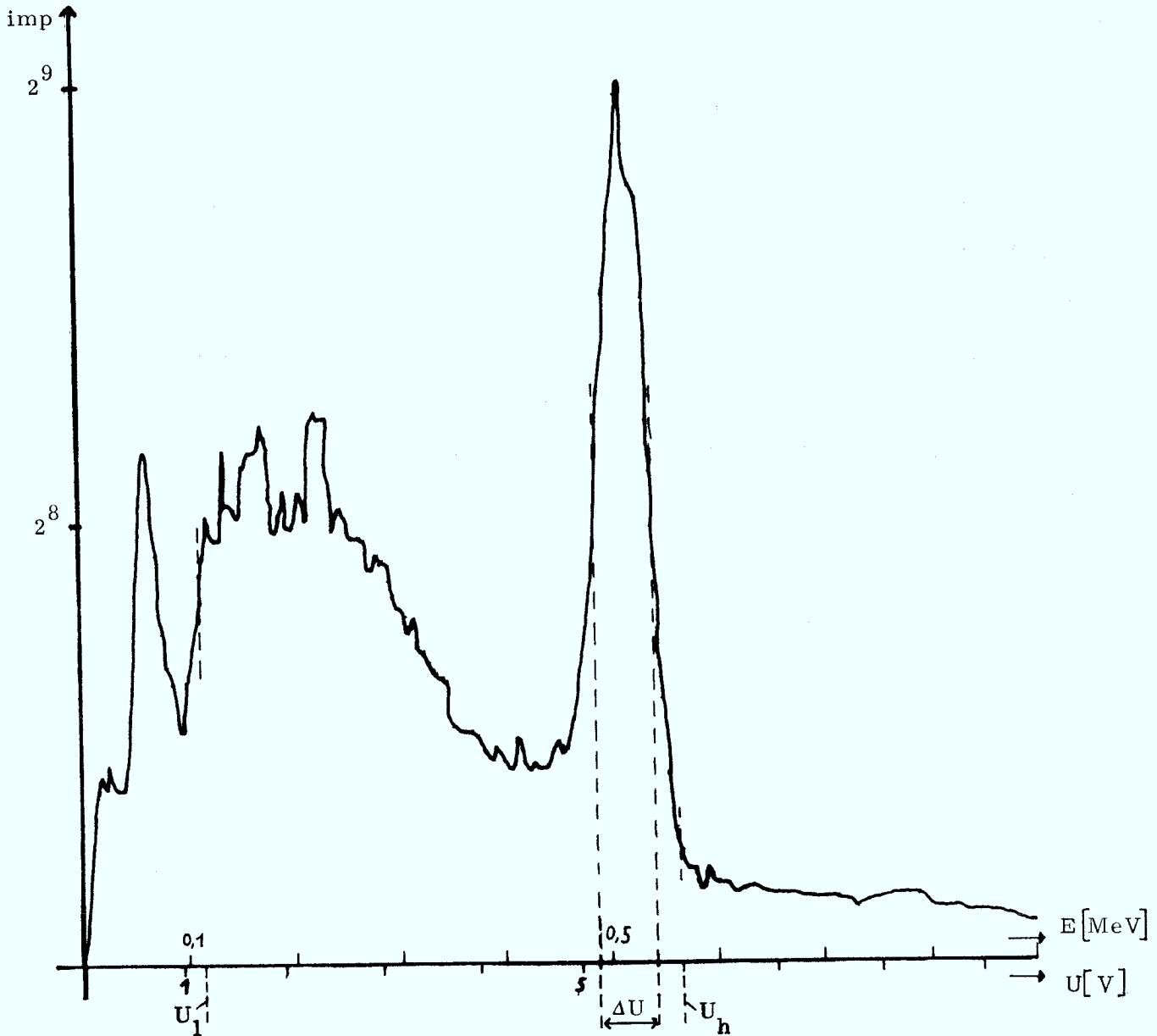


Abb. III/5: Kanal D, 4h 5' nach Bestrahlungsende (3. Messung, Bestrahlungsdauer 24 h, Anfangsaktivität ca. 7,4 Ci Cu 64)

E = Lage des Peaks einer γ -Strahlung in MeV

U = Spannung der Impulse am Output des Main Amplifiers

Umrechnungsfaktor $E = \frac{0,511}{5,5} \cdot U = 0,0929 \cdot U$

ΔU = TSCA-Fenster für Vorlauf:

= (5,8 - 5,2)V = 0,6V für Kanäle A, B, C und D (eingezeichnet),

= (6,0 - 5,2)V = 0,8V für Kanäle E, J, L und M (hier läuft das Störspektrum etwas flacher als auf der anderen Seite).

U_1, U_h = untere, obere Schwelle des TSCA-Fensters für Hauptlauf,
 $U_1 = 1,2V, U_h = 6,0V$.

Vernichtungsstrahlung abgeschnitten wird. Die eingestellten Werte für die Koinzidenzmessung sind in Abb. III/6 eingetragen. Alle Hauptverstärker sind derart justiert, daß ca. 5,5 V dem Peak einer 0,511 MeV - Linie entsprechen. Für die Koinzidenzzeit wurde ca. 120 nsec eingestellt (s. auch Kap. Koinzidenzelektronik).

Diese Einstellung wird eingehalten für Messungen unter verschiedenen Winkeln : Messung A ($\theta = 0$ mrad), B ($\theta = 0,5$ mrad), C ($\theta = 0,75$ mrad). Die Selektion der entsprechenden Kanäle erfolgt durch passende Bleifenster ("Bleikämme"), die an den Kanalplattenenden angestellt werden (s. Kap. V/2 im Apparativen Teil).

Für die Auswertung ist die Zahl der zufälligen Koinzidenzen $ccc(\varphi)$ von $cc(\varphi)$ abziehen und daher aus $(*)$ zu ermitteln. Die Messung der N_v erfordert je Detektor einen 5-stelligen Zähler, d.h. 8 Stück. Um den Aufwand zu verkleinern, wurde eine Elektronik entwickelt, die die zufälligen Koinzidenzen direkt zählt. Hierzu werden die mit den Ereignissen zeitlich übereinstimmenden Output-Impulse der TSCA benutzt, indem von jedem Detektorpaar ein Kanal zeitlich um $3 \mu\text{sec}$ durch digitale Methode verzögert wird, der andere jedoch nicht. Somit stehen von jedem Detektorpaar zwei zeitlich gegeneinander verschobene statistische Gesamtheiten von Impulsen zur Verfügung, die die gleichen Intensitäten wie die Ausgangsgesamtheiten besitzen, aber keine koinzidenten Positronenimpulse enthalten.

Durch eine Überlappkoinzidenz (Abb. III/7) erhält man $ccc(\varphi)$. Die erwartete niedrige Zahl $ccc(\varphi)$ wird zur Verbesserung ihres statistischen Fehlers (dieser geht in die Fehlerrechnung des Endergebnisses ein, siehe Kap. Statistik) um das 10-fache erhöht, indem die Überlappkoinzidenz mit einer Auflösungszeit von $2\tau' = 10 \cdot 2\tau = 1100$ nsec arbeitet. Die sich ergebende Zählrate $ccc'(\varphi)$ hat damit einen um den Faktor $1/\sqrt{10}$ geringeren statistischen Fehler.

Die Anlage ist in Abb. III/7 skizziert (s. auch Apparativer Teil, VII/3). Der Output-Impuls eines TSCA startet einen Monoflop von ca. $3 \mu\text{sec}$ Dauer. Dessen Output triggert einen weiteren Monoflop von $\tau' = 550$ nsec

Abb. III / 6

Hauptlauf

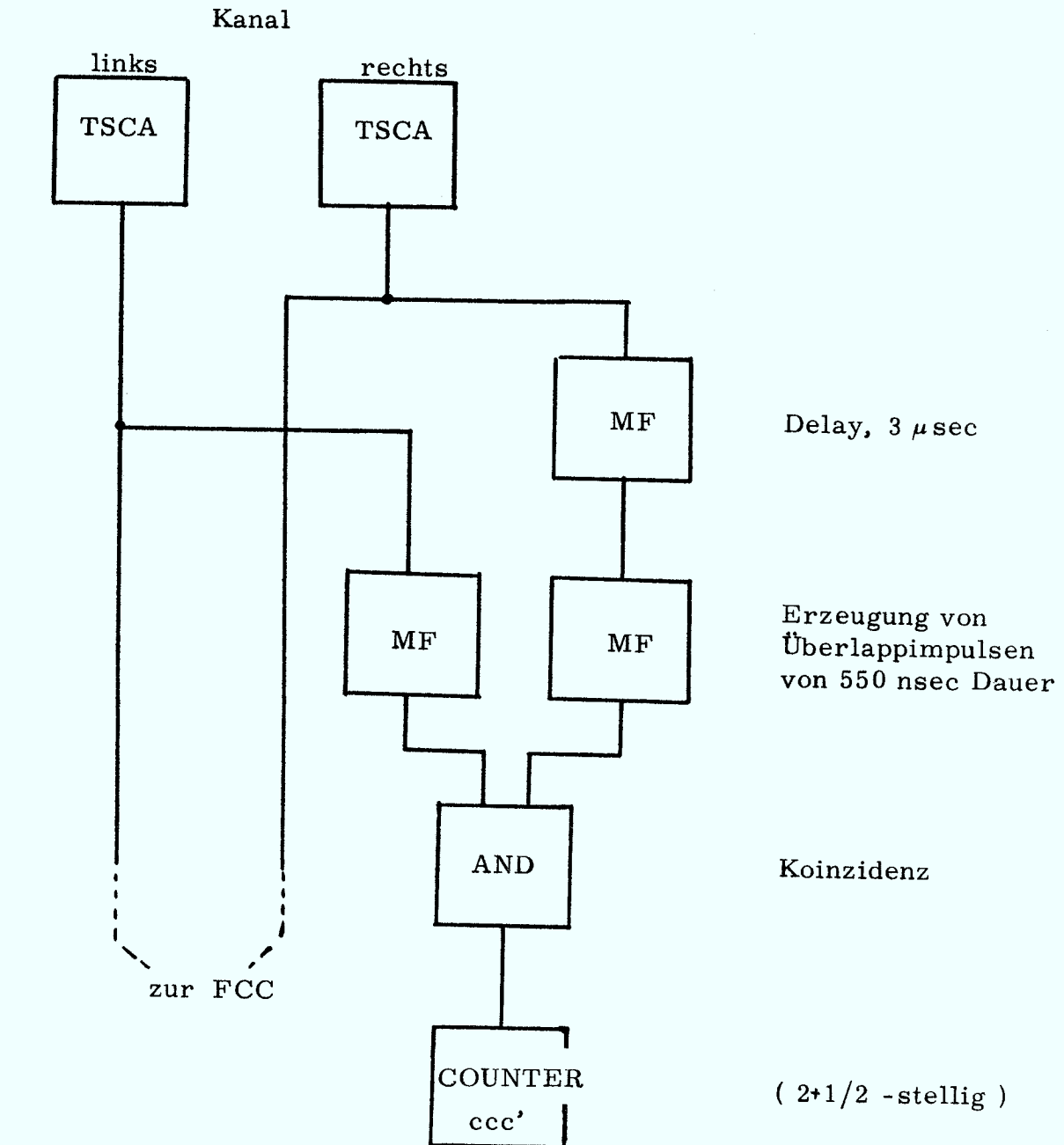
(Koinzidenzmessung)
Einstellung der Potis
und Koinzidenzschalter
(Restliche Bedienungselemente
s. S. 81)
Main Amplifier (MA):
FG = Fine Gain
CG = Coarse Gain

Einkanaler (TSCA):
 Δt = Verzögerung [sec]
E = untere Schwelle [V]
 ΔE = Fensterbreite [V]

Koinzidenz (FCC):
 2τ = Auflösungszeit [nsec]
In/Out = Koinzidenzlogik

J	MA 16 CG	TSCA 110 ΔE	FCC 110 2τ	TSCA 110 ΔE	MA 16 CG	MA 70 FG	A
	80 FG	500 E	0 Δt	500 E	0 Δt	500 E	110 ΔE
			In Out				
M	MA 16 CG	TSCA 110 ΔE	FCC 110 2τ	TSCA 110 ΔE	MA 16 CG	MA 40 FG	D
	60 FG	500 E	0 Δt	500 E	0 Δt	500 E	110 ΔE
			In Out				
L	MA 16 FG	TSCA 110 ΔE	FCC 110 2τ	TSCA 110 ΔE	MA 16 FG	MA 44 FG	L
C	MA 16 CG	TSCA 110 ΔE	FCC 110 2τ	TSCA 110 ΔE	MA 16 CG	MA 30 FG	C

Abb. III / 7 : Schaltung der verzögerten Koinzidenz zur Messung der zufälligen Koinzidenzen (Überlapp-Koinzidenzen)



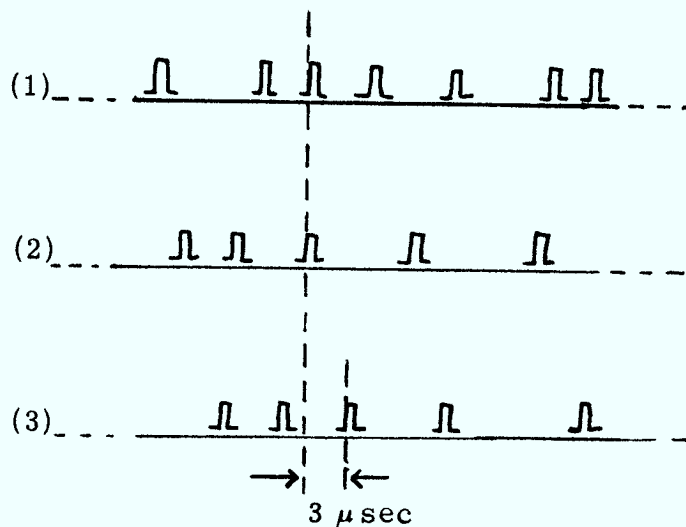
TSCA- Output:

links :

enthalten e^+ -Koinzidenz

rechts :

rechts um 3 μ sec verz. :



(1) und (3) enthalten keine e^+ -Koinzidenz mehr.

Dauer, während der andere TSCA-Output direkt einen Monoflop von $\tau' = 550$ nsec Dauer triggert. Deren Outputs werden einem AND-Gatter als Koinzidenz zugeführt, dessen Output-Impulse von einem lediglich $2+1/2$ -stelligen Zähler (geringer Aufwand!) für jedes Detektorpaar (also insgesamt 4 Stück) registriert werden.

b) Vorlaufmessung

In der Rate der - durch die Kanalgeometrie ausgeblendeten - Koinzidenzen geht das Probenvolumen, in dem die Positronen zerstrahlen, als Faktor ein. Durch die Herstellung bedingt sind die Probenscheiben nicht genau zylinderförmig, so daß eine Schwankung des von den Kanälen "gesehenen" Probenvolumens als Funktion des Drehwinkels entsteht.

Ebenso ist die Einzelzählrate dem Probenvolumen proportional. Sie rührt von γ -Paaren mit sämtlichen nach der FK und Core-K möglichen Verknickungswinkel $\theta_{y,z}$ her, von denen mindestens ein Partner in eine der beiden Kanalhälften strahlt (es ist hier gleichgültig, welcher Kanal des Bündels "bedient" wird) und registriert wird. Daher ist die Einzelzählrate um den Faktor $1/711$ höher als die Koinzidenzrate (s. Kap. II/ 6). Sie wird durch Ausschalten der Koinzidenzfunktion gemessen (Abb. III/8). Man erhält dabei die Einzelrate $I_{st}(\varphi)$ der wahlweise linken Hälfte der Kanalbündel A, B, C und D oder der rechten Hälfte E, J, L und M. Durch Messung über den gesamten Drehbereich wird $I_{st}(\varphi)$ erhalten.

Durch den Wegfall der (aussortierenden) Wirkung der Koinzidenzstufe geht die γ -Störstrahlung in die Einzelzählrate ein. Daher werden für den Vorlauf die Fenster der Einkanaler so gesetzt, daß lediglich der Peak der $0,511$ MeV-Linie ausgeblendet wird (Abb. III/ 5), weil dort der größte Störstrahlungsabstand herrscht. Dies ist bedingt durch den Blei-Panzer, der für die in Abb. III/ 5 dargestellte Form des Störspektrums sorgt. Im Energiebereich des Peaks ist die Abschirmwirkung der Metalle relativ gering. Daher ist die durch Schattenwirkung

Abb. III / 8

Vorlauf

(Einzelmessung)

Einstellung der Potis
und Koinzidenzschalter

(Restl. Bedienungselemente
s. S.81)

Main Amplifier (MA):

FG = Fine Gain

CG = Coarse Gain

Einkanal (TSCA):

Δt = Verzögerung [sec]

E = untere Schwelle [V]

ΔE = Fensterbreite [V]

Koinzidenz (FCC):

2τ = Auflösungszeit [nsec]

In/Out = Koinzidenzlogik

(Gestrichelt eingezeichnete
Stellung alternativ)

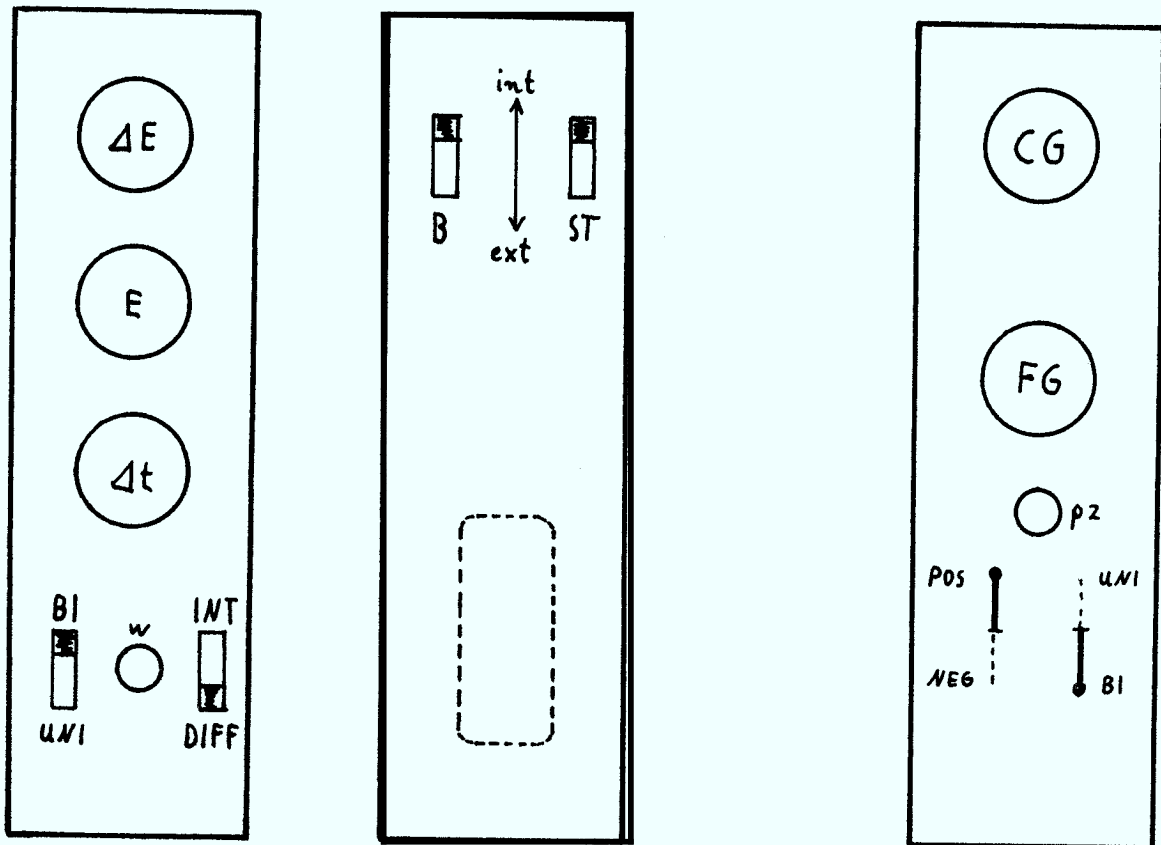
MA 16 CG	TSCA 0,8 ΔE 5,2 E 0 Δt	FCC 110 2τ In Out	TSCA 0,6 ΔE 5,2 E 0,13 Δt	MA 16 CG 7,0 FG	B	MA 16 CG 7,0 FG	TSCA 0,6 ΔE 5,2 E 0,13 Δt	FCC 110 2τ In Out	MA 16 CG 5,8 FG	A
MA 16 CG 6,7 FG	TSCA 0,8 ΔE 5,2 E 0 Δt	FCC 110 2τ In Out	TSCA 0,6 ΔE 5,2 E 0,45 Δt	MA 16 CG 4,0 FG	D	MA 16 CG 4,4 FG	TSCA 0,6 ΔE 5,2 E 0,46 Δt	FCC 110 2τ In Out	MA 16 CG 7,0 FG	C
MA 16 CG	TSCA 0,8 ΔE 5,2 E 0 Δt	FCC 110 2τ In Out	TSCA 0,6 ΔE 5,2 E 0 Δt	MA 16 CG 11,0 FG	J	MA 16 CG 11,0 FG	TSCA 0,6 ΔE 5,2 E 0 Δt	FCC 110 2τ In Out	MA 16 CG 11,0 FG	M

verursachte Schwankung der Störstrahlung als Funktion von φ vernachlässigbar, so daß die Winkelabhängigkeit der Intensität lediglich durch die Probe verursacht wird.

Der Störstrahlungsuntergrund muß hinreichend zeitlich konstant bleiben oder mit der gleichen Halbwertszeit wie $\text{Cu } 64$ abfallen, da andernfalls die Trennung des Störstrahlungseffektes vom Volumeneffekt unmöglich ist. Dies wird erreicht, wenn die Vorlauf-Messung nach genügendem Abklingen der hinter dem Panzer noch spürbaren kurzlebigen Strahler (hauptsächlich $\text{Mn } 56$, $T_{1/2} = 2,6 \text{ h}$) durchgeführt wird.

Die Einstellung der restlichen Bedienungselemente für Vor- und Hauptlauf zeigt Abb. III/ 8 a.

Abb. III / 8 a : TSCA und Main Amplifier



Vorderseite

TSCA

Rückseite

Vorderseite
Main Amplifier

BI / UNI = Input bipolar/unipolar

w = Walk adjust

INT / DIFF = Diskriminator/
Einkanaler-Mode

B = Baseline

St = Strobe
intern o. extern

POS / NEG = Inputpolarität

pz = Pole- zero- cell.

UNI / BI = Output- Mode

Einstellung der restlichen Bedienungselemente für Haupt- und Vorlauf
(Buchsen nicht eingezeichnet).

7. Zuordnung der Meßpositionen zu den Detektoren

Von oben gesehen wird die Probe entgegen dem Uhrzeigersinn (ccw) schrittweise um 5° gedreht, wobei in der Anfangsposition die Anzeige des Motorzählers (Mozä) auf 000 gesetzt wird. In 000 sieht das Detektorpaar D - M die Kristallrichtung $[0\bar{1}1]$ (s. stereographische Projektion mit $[011]$ -Pol, Abb.III/ 9). Die restlichen Detektoren sehen in 000 Schatten- bzw. Lötbereiche der Probe, die physikalisch wertlos sind (Abb.III/ 9).

Wird die Probe in 5° -Winkelschritten ($5^{\circ} \hat{=} 30$ Impulsen auf dem Mozä) ccw gedreht, so gelangen sukzessiv die anderen Detektoren in Positionen physikalisch gute Bereiche. Bis zur Position in 600 wird "sauber" gemessen, d.h. 21 Positionen werden abgefahren, wobei die Positionen 000 bis 510 je viermal, die Position in 540 (bis heute) dreimal von Detektoren gesehen wird. Die Anzeige $540 = [\bar{1}00]$ und ist als letzte Position physikalisch interessant, so daß die Messung der Positionen in 570 und 600 ohne Belang sind. Das Positionsschema zeigt Abb. III/ 9.

Die physikalisch wichtige Position bei 540 kann durch eine kleine konstruktive Änderung im Drehmechanismus ebenfalls viermal gemessen werden (2. Ausbaustufe).

Die Genauigkeit der Winkel-Relation "Kristallrichtung - Anzeige Mozä" ist besser als $1/3^{\circ}$ und wird experimentell aus den drei Relationen

Kristallrichtung - Nut des Probenzentrierzylinders,

Nut des Probenzentrierzylinders - Probenhalterkante K,

Probenhalterkante K - Mittl. Kanalplattennut von D - M

bestimmt, wobei für die Verwirklichung jeder Relation eine eigene experimentelle Methode erforderlich ist ⁺⁾ .

+) Diese Methoden sind beschrieben in der Diplomarbeit von K. -Hz. Steinmetz, Göttingen 1977, Kap. "Probenjustierung"

8. Statistik der Messung

Die Höhe des statistischen Meßfehlers jeder Position φ ist bestimmt durch die Anzahl der Positronen-Koinzidenzen, die registriert worden sind, als auch durch die Anzahl der gleichzeitig registrierten zufälligen Koinzidenzen (die von der Gesamtzahl nach der Messung subtrahiert werden müssen). Zunehmende Meßdauer erhöht zwangsläufig beide Größen, so daß der Fehler kleiner wird. Um eine vernünftige Meßdauer vorab anzugeben, soll folgend ein Zusammenhang zwischen statistischem Meßfehler F und der Gesamtmeßdauer t_g hergeleitet werden.

Die Registrierung der Einzelzählrate während der Messungen ergab, daß - veranlaßt durch die Ausführung des Bleipanzers - die Impulsrate der Störstrahlung I_{st} recht genau mit der Halbwertszeit des Cu 64 - 12,8 h - abfällt, nachdem der wesentlichste Anteil der durch Mn 56 verursachten Störstrahlung abgeklungen war (deswegen wird die Messung erst etwa 3,5 - 4 Stunden nach Reaktor-Bestrahlungsende begonnen). Die Störstrahlung ist an allen Detektoren etwa gleich stark, so daß

$$I_{st}(t) = \alpha \cdot I(t) = \alpha \cdot I_0 \exp\left(-\ln 2 \cdot \frac{t}{12,8 \text{ h}}\right)$$

für alle Detektoren gilt mit $I(t)$ = Intensität der e^+ -Koinzidenzen,

$I_0 = I(t=0)$. α ergibt sich aus den Ergebnissen zu etwa 1 000 .

Die Rate der zufälligen Koinzidenzen ergibt sich nach (40) aus

$$I_{ccc}(t) = 2 \tau \cdot I_{st}^2,$$

wobei $2 \tau = 110 \text{ nsec}$ = Auflösungszeit der Koinzidenzelektronik ist

(streng genommen muß anstelle I_{st} stehen: $I_{ges} = I_{st} + I = I_{st} \left(1 + \frac{1}{\alpha}\right)$.

Sind $cc(\varphi)$ bzw. $ccc(\varphi)$ als Zeitintegrale über die Gesamtmeßdauer t_g die Anzahl der e^+ -Koinzidenzen bzw. die der zufälligen Koinzidenzen für eine Kristallposition φ , so ist ⁺)

$$F(\varphi) := \frac{\Delta cc + \Delta ccc}{cc}(\varphi) \quad \text{der statistische Meßfehler für eine}$$

⁺) -----
Anstelle der üblichen quadratischen ist die lineare Addition der Fehler für den im Labor Tätigen handlicher.

Messung in Position φ , wobei $\Delta cc = \sqrt{cc}$ bzw. $\Delta ccc = \sqrt{ccc}$ gilt.

Jede Position φ wird 5' lang vermessen, wobei das von vier sich jeweils nacheinander einschaltenden Detektorpaaren erfolgt und damit eine Meßdauer von 20' je Position φ je Zyklus folgt. Jeder Zyklus (s. Abb. III/10 a) überstreicht 21 Positionen ($0^0, 5^0 \dots 105^0$, je 5' Meßdauer) in 105' Laufzeit (incl. Ausdruckzeit). Zur Vereinfachung der Rechnung kann $I(t)$ durch eine zeitlich durchgehende exp. - Funktion von gleicher Zeitkonstante $-\ln 2 / 12,8 h$, aber noch zu bestimmender Amplitude I'_0 ersetzt werden, für die die Flächengleichheit gilt:

$$cc(\varphi) = \int_0^{20'} I(t) dt = I_0 \cdot \int_0^{20'} \exp(-\ln 2 \frac{t}{12,8h}) dt = I'_0 \cdot \int_0^{105'} \exp(-\ln 2 \frac{t}{12,8h}) dt$$

$$\text{Damit folgt } I'_0 = I_0 \cdot \frac{1 - \exp(-\ln 2 \cdot \frac{20'}{12,8h})}{1 - \exp(-\ln 2 \cdot \frac{105'}{12,8h})} = I_0 \cdot 0,197$$

Aufgrund der Eigenschaften der exp. - Funktion bleibt I'_0 / I_0 in allen Zyklen konstant.

$$\text{Mit } cc(\varphi) = 0,197 \cdot I_0 \cdot \int_0^g \exp(-\ln 2 \cdot \frac{t}{12,8h}) dt,$$

ergibt sich der statistische Meßfehler nach einer Meßdauer t_g als

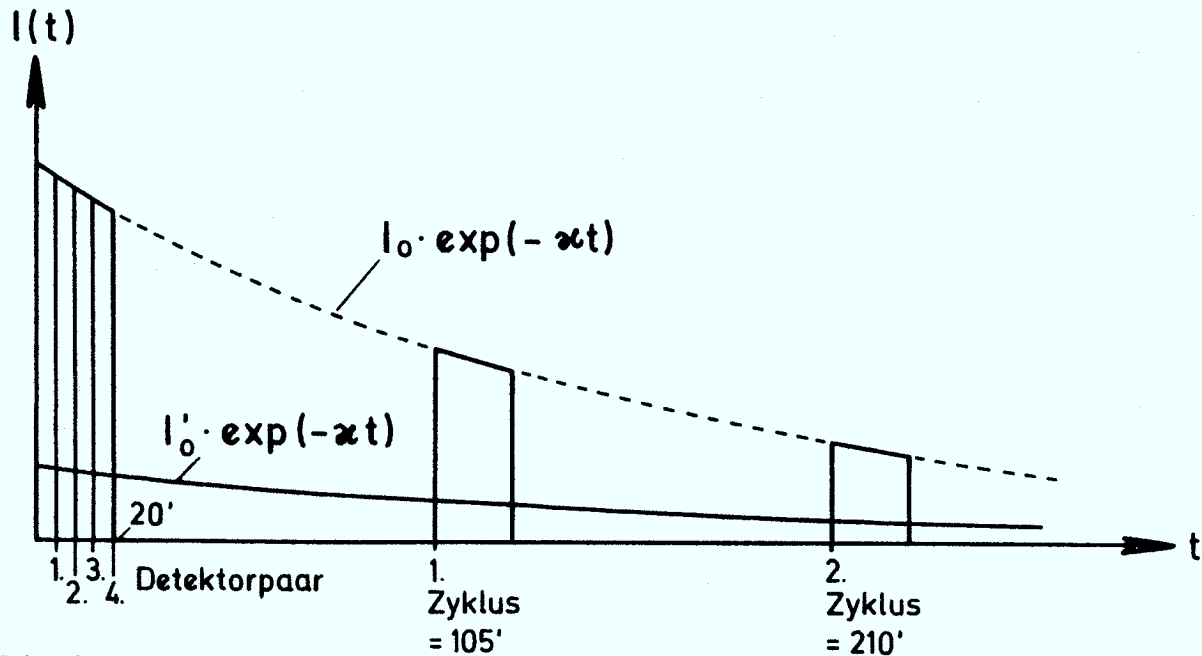
$$F(t_g) = \frac{(\ln 2 / 0,197 \cdot 12,8h \cdot I_0)^{1/2} + \alpha \cdot \left[\ln 2 \cdot \frac{\tau}{12,8h} \cdot (1 + \exp \left[-\ln 2 \cdot \frac{t_g}{12,8h} \right]) \right]^{1/2}}{\left[1 - \exp \left(-\ln 2 \cdot \frac{t_g}{12,8h} \right) \right]^{1/2}}$$

Für $t_g \rightarrow \infty$ strebt $F \rightarrow 2,76 \%$, wobei $\alpha \approx 1\,000$ und $I_0 \approx 0,1$ cps entsprechend den Resultaten der Messungen eingesetzt wurde. In der folgenden Tabelle ist $F(t_g)$ tabelliert, in Abb. III/ 10 b gezeichnet.

Abb.III/10a: Zur Flächengleichheit

$$I_0 \cdot \int_0^{20'} \exp(-\alpha t) dt = I_0' \cdot \int_0^{105'} \exp(-\alpha t) dt$$

(α nicht maßstabsgerecht gezeichnet)



F(tg)

Abb.III/10b: $F(t_g)$ in [%], für alte Aktivierungsposition mit $\phi = 7 \cdot 10^{13}$ gerechnet

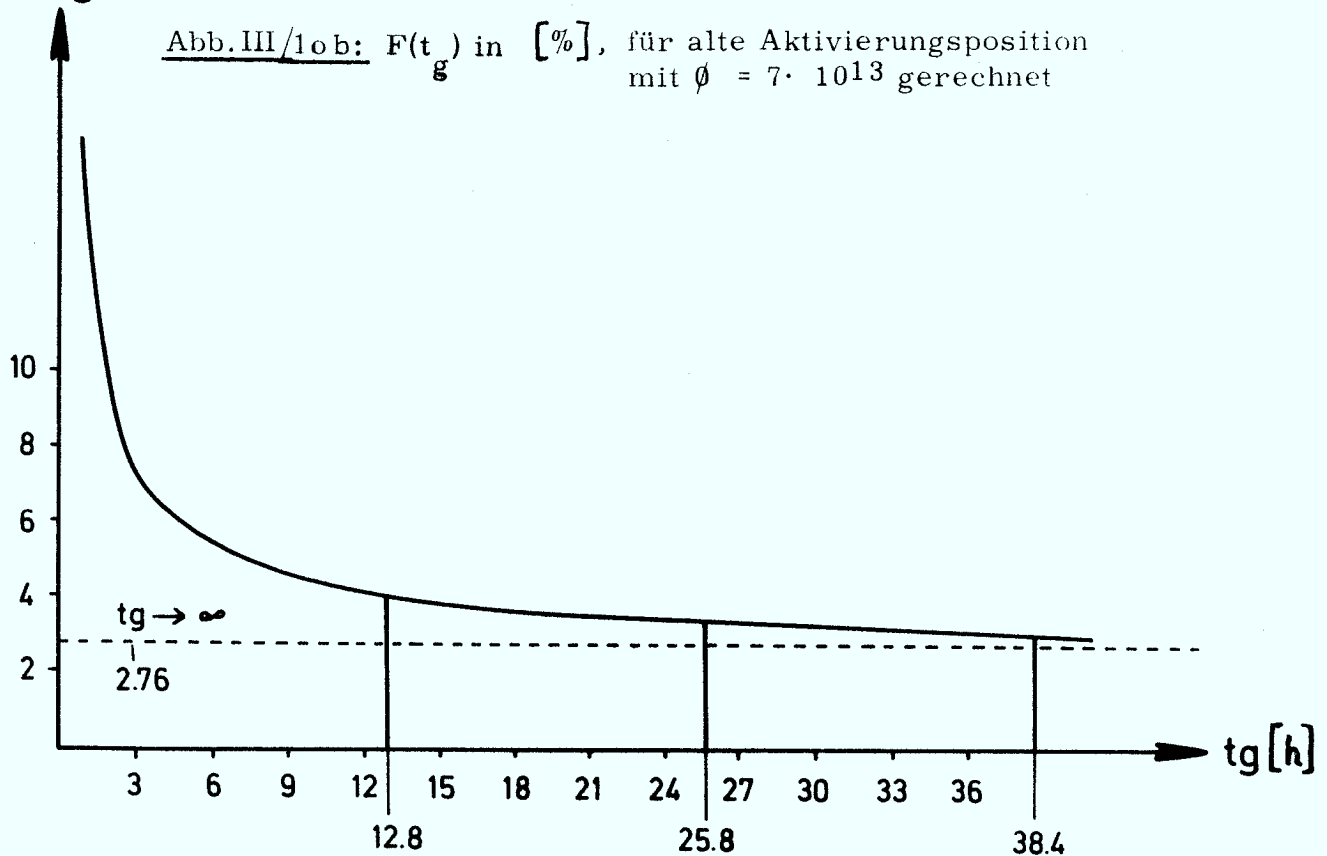


Tabelle: (angegebene Werte in [%])

t_g	5'	1h	3h	6h	9h	12h	12,8h	15h	18h	21h
$\frac{\Delta cc}{cc}$	41,16	27,12	7,12	5,25	4,44	4,00	3,90	3,71	3,49	3,35
$\frac{\Delta ccc}{cc}$	1,91	0,55	0,32	0,23	0,19	0,16	0,16	0,15	0,14	0,13
$F(t_g)$	43,07	27,67	7,44	5,48	4,63	4,16	4,06	3,86	3,63	3,48

t_g	24h	25,6h	27h	30h	33h	36h	38,4h
$\frac{\Delta cc}{cc}$	3,24	3,19	3,15	3,08	3,03	2,99	2,95
$\frac{\Delta ccc}{cc}$	0,13	0,13	0,12	0,11	0,11	0,11	0,10
$F(t_g)$	3,37	3,31	3,26	3,19	3,14	3,10	3,05

Die Tabelle zeigt den geringfügigen Beitrag der zufälligen Koinzidenzen zum Meßfehler für $t_g \gg 1 d$, so daß für die meisten Zwecke

$$F(t_g) \approx \frac{1}{\sqrt{cc}}$$

gelten kann. Diese Tatsache ist bedeutend im Hinblick auf die Brauchbarkeit mehrmals im Reaktor aktivierter e^+ -Spender. Hiermit ist auch die - Kernphysikern reichlich hoch erscheinende - Auflösungszeit von $2\tau = 110 \text{ nsec}$ gerechtfertigt. Ein "Pick-Off-System" ist unnötig. Bei einmaliger Aktivierung ist bei einer Meßdauer von ca. 36 h ein Meßfehler von ca. 3% erreichbar entsprechend einer Impulszahl $cc(\varphi) \approx 1111$.

Für die Zukunft ist es vorstellbar, in einer ca. 1,4mal intensiveren Neutronen-Bestrahlungsposition im Core-Zentrum des Reaktors zu aktivieren. Ferner sollte es möglich sein, - wie ursprünglich vorgesehen - die Probenscheiben durch eine e^+ -Spender-Neukonstruktion von oben und unten mit Positronen zu bestrahlen. Eine dabei auftretende Störstrahlung mit anderen Halbwertszeiten als Cu 64 kann aus konstruktiven Gründen sogar geringer sein als jetzt; die zusätzliche Störstrahlung aus Cu ist proportional zur Vernichtungsstrahlung und wird damit problemlos.

Die folgende Tabelle gibt einen Überblick der aufgezeigten Möglichkeiten und der damit erzielbaren Meßfehler.

Angabe der Meßfehler für zukünftige Messungen in [%], $t_g = 36 \text{ h}$

Zahl der Aktivierungen	Bestrahlung von			
	oben		oben + unten	
	bisherige Pos.	neue Pos.	bisherige Pos.	neue Pos.
1 x	3,0	2,54	2,12	1,8
2 x	2,12	1,8	1,5	1,27
3 x	1,73	1,47	1,22	1,04

Diese Zahlen deuten an, wie nah das ideale Ziel einer Meßgenauigkeit von ca. 1% liegt; sie zeigen allerdings auch, daß eine hohe apparative Zuverlässigkeit und zügige Funktion dazu erforderlich sind.

Wird lediglich die Vermessung des Halses angestrebt, so genügt die Vermessung von etwa 8 Positionen (Winkelabstand $2,5^\circ$), so daß für je 4 Positionen die halbe Meßdauer zur Verfügung steht. In der bisherigen Aktivierungsposition ist mit dem e^+ -Spender des vorhandenen Typs ("oben") rechnerisch ein Meßfehler von ca. 2% für alle Halspositionen erzielbar.

9. Meßergebnisse:

Die Bestrahlung des e^+ -Spenders samt Hülse erfolgte im Reaktor "Merlin" (ZFR 1) der Kernforschungsanlage Jülich (KFA) in der Core-Position A 4, die einen Neutronenfluß von $\phi_n = 8 \cdot 10^{13} \text{ n/sec} \cdot \text{cm}^2$ entwickelt.

In der folgenden Tabelle sind die aus einer Aktivierungstabelle (18) errechneten Eigenschaften der entstandenen Strahlung aufgeführt:

Bestrahlungsdauer 24 h (Bestrahlungsbeginn am 3.5.1977, $10^{\frac{10}{10}}$ h)

Isotop	Gewicht	entstandenes Nuklid	$T_{1/2}$	Aktivität	Strahlungsart; Energie der -Strahlung in MeV	
Cu 63	163 mg	Cu 64	12,8h	7,2 Ci	e^+ ;	1,34
		Cu 66	5,1'	1,87 Ci	0,83;	1,04
Fe 56	50 g	Fe 59	45 d	58,5 mCi	1,1;	1,3
		Mn 56	2,58h	0,97 Ci	0,85;	1,8
Ni 59	1,125 g	Ni 65	2,6 h	400 mCi	1,09;	1,45
		Co 58	71 d	23,1 mCi	e^+ ; 0,8;	1,7

Eine Nachmessung dieser Aktivitäten war z. Zt. nicht möglich, da es an ausgedehnten, strahlungssicheren Räumlichkeiten fehlte, die für die hohen Aktivitäten erforderlich sind, um die empfindlichen Vielkanal-Spektral-Analysatoren nicht zu übersättigen. Die Aktivierungstabellen gelten jedoch als recht zuverlässig. Weiterhin zeigen Dosisleistungsmessungen ^{+) im wesentlichen mit den Rechnungen übereinstimmende Resultate.}

Die Tabelle deutet die Zweckmäßigkeit an, die relativ stark aktive und hoch energetische Strahlung von Mn 56 und Ni 65 einige Zeit abklingen zu lassen, um nicht bei unbrauchbar hohen Störstrahlungsspektren zu messen. Daher begann die Messung etwa $4,53 \text{ h} \approx 1,75 \cdot T_{1/2}^{\text{Mn}}$ nach Bestrahlungsende im Reaktor.

^{+) s. Anhang, Kap. 4 a}

Die Meßdaten werden gleichzeitig auf Lochstreifen und Papier gedruckt (Teletype-Standard). Die Messung wurde in drei Abschnitte unterteilt:

1. Teil, Hauptlauf: Ausdruck von Mozä, e^+ -Koinzidenzen;
Winkelschritt 5° , Verweildauer $5'$, 2 Zyklen
(Meßzeit $14^{42} - 16^{27}$),
2. Teil, Vorlauf: Ausdruck von Mozä, Einzelimpulsrate (Peak); $5^\circ, 5'$
2 Zyklen (je Detektor-Vierling 1 Zyklus, Meßzeit
 $18^{55} - 20^{40}$ bzw. $21^{15} - 23^{00}$)
3. Teil, Hauptlauf: wie 1. Teil, 23 Zyklen, (Meßbeginn 23^{13})

Die Zahl der zufälligen Koinzidenzen (10-fach, s. Kap. Elektronik) wurde über die ersten 7 Zyklen abgelesen und handschriftlich notiert.

Ein gleichzeitiges automatisches Registrieren der Mozä-Werte, e^+ -Koinzidenzen, Einzelimpulsraten aller Detektoren (Vorlauf), zufälligen Koinzidenzen (10-fach) und der Uhrzeit ist geplant bzw. im Aufbau begriffen.

Auswertung der Vorlaufdaten

Die Zahl der je Winkelposition φ gemessenen Impulse ist dem "gesehenen" Probenvolumen proportional. Die Hauptlaufdaten müssen mit den Volumenschwankungen korrigiert werden, zu deren Ermittlung der Vorlauf dient. Es ist zu berücksichtigen, daß die über jeweils $5'$ je Position gezählten Impulse exponentiell mit der Halbwertszeit von Cu 64 weniger werden. Ferner ist nach dem Schema der Meßpositionen (Abb. III/ 9) die "Bedienungshäufigkeit" a der einzelnen Positionen unterschiedlich, so daß die gemessenen Daten durch a dividiert werden müssen.

Außerdem besitzen alle Detektoren eine etwas unterschiedliche Ansprechwahrscheinlichkeit, die untereinander eine Normierung der je Position φ gezählten Impulse nach sich zieht.

Damit ergeben sich folgende Auswertungsschritte:

1. Multiplikation mit $1/\exp(-\ln 2 \cdot n \cdot 5' / 12,8 \text{ h})$, $n=0, \dots, 41$
(= 2 Zyklen)
2. Normierung der von jedem Detektor zu einer Position φ erhaltenen Zahl untereinander auf den empfindlichsten Detektor und Summation dieser Zahlen für jedes φ .

3. Entsprechend der aus Abb. III/9 zu entnehmenden "Bedienungshäufigkeit" a werden die für jedes φ erhaltenen Summen durch a dividiert.
4. Die erhaltenen Zahlen werden in Pos. $8 \hat{=} 35^0$ (s. Seite 83) auf den Wert 1,00000 normiert (diese Position ist willkürlich gewählt) und in Tabelle III/ 11 aufgelistet. Die Kehrwerte dieser normierten Zahlen sind Volumenänderungsfaktoren $\alpha_{cc}^{-1}(\varphi)$ für den Hauptlauf.

Auswertung der Hauptlaufdaten (für Kanal-Gatter A')

Wie beim Vorlauf muß der exponentielle Abfall berücksichtigt werden, ferner die unterschiedliche Ansprechwahrscheinlichkeit der vier koinzident arbeitenden Detektorpaare und die "Bedienungshäufigkeit" $\bar{a}$ der Position φ . Die Normierung erfolgt jedoch auf Pos. 9, weiterhin wird die Zahl der zufälligen Koinzidenzen subtrahiert, die Ergebnisse mit $\alpha_{cc}^{-1}(\varphi)$ multipliziert und auf Pos. 9 normiert. Es entstehen folgende Rechenschritte:

1. Zeitnormierung: Multiplikation der Meßdaten mit $\exp(-\ln 2 \cdot \frac{n \cdot 5'}{12,8h})$,
 $n = 0, \dots, 41$ (1. Teil mit 2 Zyklen)
 $n = 84, \dots, 566$ (3. Teil mit 23 Zyklen)
 (bei zukünftiger Datenerfassung wird n durchgehend)
2. Subtraktion der (s. u.) ermittelten zufälligen Koinzidenzen,
3. Summierung für jede Position φ , getrennt für jedes Detektorpaar,
4. Normierung der Ansprechwahrscheinlichkeit und der Bedienungshäufigkeit
5. Normierung dieser Daten in Pos. $9 \hat{=} 40^0$ (siehe Seite 83) auf den Wert 1,00000 (Pos. 9 willkürlich gewählt) ergibt $E(\varphi)$, s. Tab. III/ 11
6. Vorlauf-Korrektur: Multiplikation mit $\alpha_{cc}^{-1}(\varphi)$ und erneute Normierung in Pos. 9 auf den Wert 1,00000 ergibt Endergebnis $cc(\varphi)$. (s. Tab. III/ 11 und Abb. III/ 13)

Auswertung der zufälligen Koinzidenzen

Die gemessenen Werte sind durch 10 zu dividieren, da hier die Koinzidenzzeit 10×120 nsec beträgt. Die so erhaltenen Werte sind prinzipiell wie die Hauptlaufdaten auszuwerten; jedoch ist ihr Beitrag nach dem 5. Zyklus bereits so gering, daß eine lineare zeitliche Abnahme an die

Stelle des exponentiellen aus Gründen der Vereinfachung gesetzt wurde. Die hierdurch mit dem Rechner erhaltenen Werte $ccc(\varphi)$ wurden von den Hauptlaufdaten subtrahiert und nicht extra ausgedruckt, so daß eine Auflistung entfällt ⁺⁾ , jedoch bewegt sich $ccc(\varphi)$ in der Nähe von 30 imp. Damit ist der absolute statistische Fehler $\pm \Delta ccc = \pm \sqrt{30} \approx \pm 5,47$, so daß die zufälligen Koinzidenzen einen zusätzlichen Fehler von $\pm 5,47/1100 \approx 0,5\%$ zum Gesamtfehler liefern.

Die geringe Zahl von $ccc(\varphi)$ mag vernachlässigbar sein und stellt einen Erfolg der Abschirmwirkung des Pb-Panzers dar. Allerdings ist die Registrierung von $ccc(\varphi)$ sehr sinnvoll, weil apparative Defekte entstehen können (Ritzen im Panzer durch Blei -"Wandern"), oder äußere Strahlung auf die Detektoren fällt, die die Auswertung von $cc(\varphi)$ verfälscht oder die Schattenwirkung der Drehteile extrapoliert werden soll. Eine solchermaßen beeinflusste Messung ist dann nicht wertlos.

Die Notwendigkeit der Herabsetzung des statistischen Meßfehlers (Tabelle III/12) durch Erhöhung der Koinzidenzzählrate ist erkennbar.

Wie auf Seite 88 ausgeführt, erscheint dies durchaus möglich, wobei längere Aktivierungszeiten jedoch nicht sehr hilfreich sind. -

In den Meßwerten $cc(\varphi)$ ist sowohl die Zerstrahlung mit Kernelektronen als auch der Einfluß der H-M-Components (s. Kap. I/2) enthalten (zum Kern-Beitrag s. u.).

Nachfolgend sind zwei einfache Glättungsmethoden beschrieben, die über den Charakter der unglätteten Meßwerte weiteren Aufschluß geben sollen:

- j) Zu jedem Meßwert werden seine beiden Nachbarn addiert und die erhaltene Summe gedrittelt. Hiermit erfolgt eine Abnahme des statistischen Fehlers um ca. $1/\sqrt{3}$ (Symbol $I + I + I$).
- jj) Zu jedem Meßwert wird die Hälfte der Werte seiner beiden Nachbarn addiert und die Summe halbiert: Meßfehler/ $\sqrt{2}$ (Symbol $\frac{1}{2} + I + \frac{1}{2}$).

In Tabelle III/ 12 sind hierzu die entsprechenden Werte mit ihren Meßfehlern aufgelistet und in Abb. III/ 14 gezeichnet.

⁺⁾ Sämtliche Original-Meßdaten sowie das Rechenprogramm sind im Datenanhang des Apparativen Teils aufgeführt.

Tabelle III/ 11

$cc(\varphi) = \frac{E(\varphi)}{E(9) \cdot \alpha_c(\varphi)}$								
Endergebnis								
Hauptlauf ohne Korrektur: $E(\varphi)$								
Ergebnis Vorlauf: $\alpha(\varphi)$								
Bedienungshäufigkeit Hauptlauf								
Bedienungshäufigkeit Vorlauf								
Meßdaten Hauptlauf								
Meßdaten Vorlauf								
Position φ [°]								
Positionsnummer								
1	0	17320	228	2	25	1,04709	1,00758	0,95810
2	5	33261	499	4	50	1,00621	1,06037	1,04926
3	10	49744	807	6	75	1,00532	1,05457	1,04444
4	15	66128	1025	8	100	1,00404	0,98232	0,97412
5	20	65873	1016	8	100	1,00482	0,98917	0,98016
6	25	65224	1079	8	100	0,99954	1,03597	1,03195
7	30	64385	1068	8	100	0,99115	1,02019	1,02484
8	35	64671	1083	8	100	1,00000	1,03265	1,02817
9	40	64117	1053	8	100	0,99566	1,00000	1,00000
10	45	64320	1021	8	100	1,00361	1,03227	1,02410
11	50	63829	1022	8	100	1,00012	1,00348	0,99901
12	55	62982	948	8	100	0,99155	0,95206	0,95601
13	60	62947	956	8	100	0,99562	0,97169	0,97174
14	65	62282	950	8	100	0,98937	0,93844	0,94442
15	70	61965	915	8	100	0,98907	0,89734	0,90332
16	75	61500	973	8	100	0,98566	0,95913	0,96886
17	80	61645	995	8	100	0,99245	0,98487	0,98807
18	85	61276	945	8	100	0,99122	0,94645	0,95070
19	90	61294	961	8	100	0,99595	1,01504	1,01475
20	95	60438	924	8	100	0,98684	0,95165	0,96016
21	100	60474	888	8	100	0,99164	0,93539	0,93918
22	105	44791	710	6	75	0,98058	0,93817	0,95261
23	110	29875	464	4	50	0,98252	0,87021	0,88185
24	115	15051	201	2	25	0,99146	0,73587	0,73900
25	120	0	0	-	-	-	-	-

Diese Werte sind in Abb. III / 13 eingezeichnet (statistischer Gesamtfehler s. Tab. III / 12).

Vergleichsweise sind die mittels de-Haas-van-Alphen-Effekt von Halse (41) gemessenen Werte in Abb. III/ 13 eingezeichnet.

Zu j) Dieses Verfahren entspricht der Vermessung der Fermi-Fläche durch eine Kanalgeometrie mit einem Auflösungsvermögen, das von drei Bündeln resultiert, die aus der Fermi-Fläche drei um 5° gegeneinander verdrehte Bündel herausschneiden (s. Abb. III/ 14). Da dem Auflösungsvermögen eines einzelnen Bündels ($\text{fwhm} = 1,6 \text{ mrad}$) in der Fermi-Kugel ein Balken mit Außenwinkel von etwa 16° entspricht, kann für drei Bündel ein Gesamtauflösungsvermögen definiert werden, das aus den einzelnen Auflösungsvermögen additiv zusammengesetzt ist und $\text{fwhm} = 1,9 \text{ mrad} = 19,7^{\circ}$ in der Fermi-Kugel besitzt, also nur wenig schlechter als das Auflösungsvermögen des einzelnen Bündels ist. Die damit verbundene Abnahme der Empfindlichkeit ist ersichtlich, jedoch hebt die Glättung die Tendenz der Meßergebnisse zu denen des dHvA-Effektes hervor (s. Abb. III/ 13).

Das Gesamtauflösungsvermögen entsteht nicht dadurch, daß über den ganzen überstrichenen Winkelbereich für θ integriert wird, denn wegen der Existenz der Kanalwände werden nicht alle Winkel θ gemessen, die innerhalb der durch die äußeren Kanäle gegebenen Grenzen möglich sind. Es handelt sich tatsächlich nur um ein Herausschneiden von drei um 5° gegeneinander verdrehten Bündeln aus der Fermi-Fläche für jedes φ , so daß der in Abb. III / 14 in der Fermi-Kugel-Drehebene eingezeichnete "Schmetterling" entsteht. Da in dessen Einschnürung der Meßbereich für die horizontalen θ_h -Werte geringer ist als auf dem Umfang der Fermi-Kugel, ist der Begriff des Gesamtauflösungsvermögens nicht ganz korrekt, weil damit üblicherweise ein über den ganzen Fermi-Kugel-Durchmesser gleichbleibender θ_h -Bereich bezeichnet wird. Es bleibt zukünftigen, statistisch genaueren Meßergebnissen vorbehalten, zu entscheiden, ob diese oder ähnliche Glättungsmethoden, deren physikalischer Sinn im Einzelfall zu prüfen ist, erforderlich bleiben.

Zu jj) Ähnlich j) entspricht dieses Verfahren einem Auflösungsvermögen, das durch drei um 5° verdrehte Bündel entsteht, von denen die äußeren gegenüber dem mittleren die halbe Ansprechwahrscheinlichkeit und (s. Abb. III/14) damit deren Auflösungsvermögen die halbe Höhe haben. Dieses Verfahren hebt die Empfindlichkeit gegenüber j) wieder an, wobei die physikalische Tendenz sogar noch ein wenig hervorgehoben wird.

Tabelle III / 12

Pos. Nr.	cc(φ)	F(t _g)	j)		jj)	
			I+I+I	F _j)	$\frac{I}{2} + I + \frac{I}{2}$	F _{jj})
4	0,97412	4,0	0,99007	2,76	0,97613	3,25
5	0,98016	"	0,99541	2,31	0,99160	2,83
6	1,03195	"	1,01232	"	1,01723	"
7	1,02484	"	1,02832	"	1,02745	"
8	1,02817	"	1,01767	"	1,02029	"
9	1,00000	"	1,01742	"	1,01307	"
10	1,02410	"	1,00770	"	1,01180	"
11	0,99901	"	0,99304	"	0,99453	"
12	0,95601	4,2	0,97558	2,39	0,97069	2,94
13	0,97174	"	0,95739	"	0,96097	"
14	0,94442	"	0,93982	"	0,94097	"
15	0,90332	"	0,93887	"	0,92998	"
16	0,96886	"	0,95342	"	0,95728	"
17	0,98807	"	0,96921	"	0,97392	"
18	0,95070	"	0,98450	"	0,97605	"
19	1,01475	"	0,97520	"	0,98509	"
20	0,96016	"	0,97136	"	0,96856	"
21	0,93918	4,25	0,95065	2,53	0,94778	3,07
22	0,95261	4,70	0,92455	2,75	0,93156	3,38
23	0,88185	5,70	0,86782	3,32	0,86383	4,06
24	0,73900	8,40	0,81043	4,65	0,78662	5,73

$[\bar{1}\bar{1}1]$

$[\bar{1}00]$

Die Konstruktion der Apparatur sieht die Vermessung bis Pos. 21 einschließlich vor, obwohl hier lediglich bis zur Pos. 18 $\hat{=}$ $[\bar{1}00]$ ein physikalisches Interesse besteht. Obige Werte sind in Abb. III/ 14 bis Pos. 21 eingetragen. Die Positionen 1 bis 3 enthalten physikalisch defekte Probenbereiche (Lötbereich). Da diese nicht ausgewertet werden dürfen, ist der statistische Fehler in Pos. 4 bei den geglätteten Werten relativ erhöht gegenüber den ungeglätteten.

Infolge eines Versehens stellte sich nachträglich ein Winkelfehler der Proben heraus. Sie waren sämtlich derart um genau 15° versetzt eingebaut, daß die Kristallrichtung $[0\bar{1}1]$ nicht mehr vermessen werden konnte. In Zukunft ist dieser Fehler leicht zu vermeiden, so daß der aus Symmetriegründen physikalisch interessante Bereich von $[0\bar{1}1]$ über $[\bar{1}\bar{1}1]$ bis $[\bar{1}00]$ komplett vermessen werden kann.

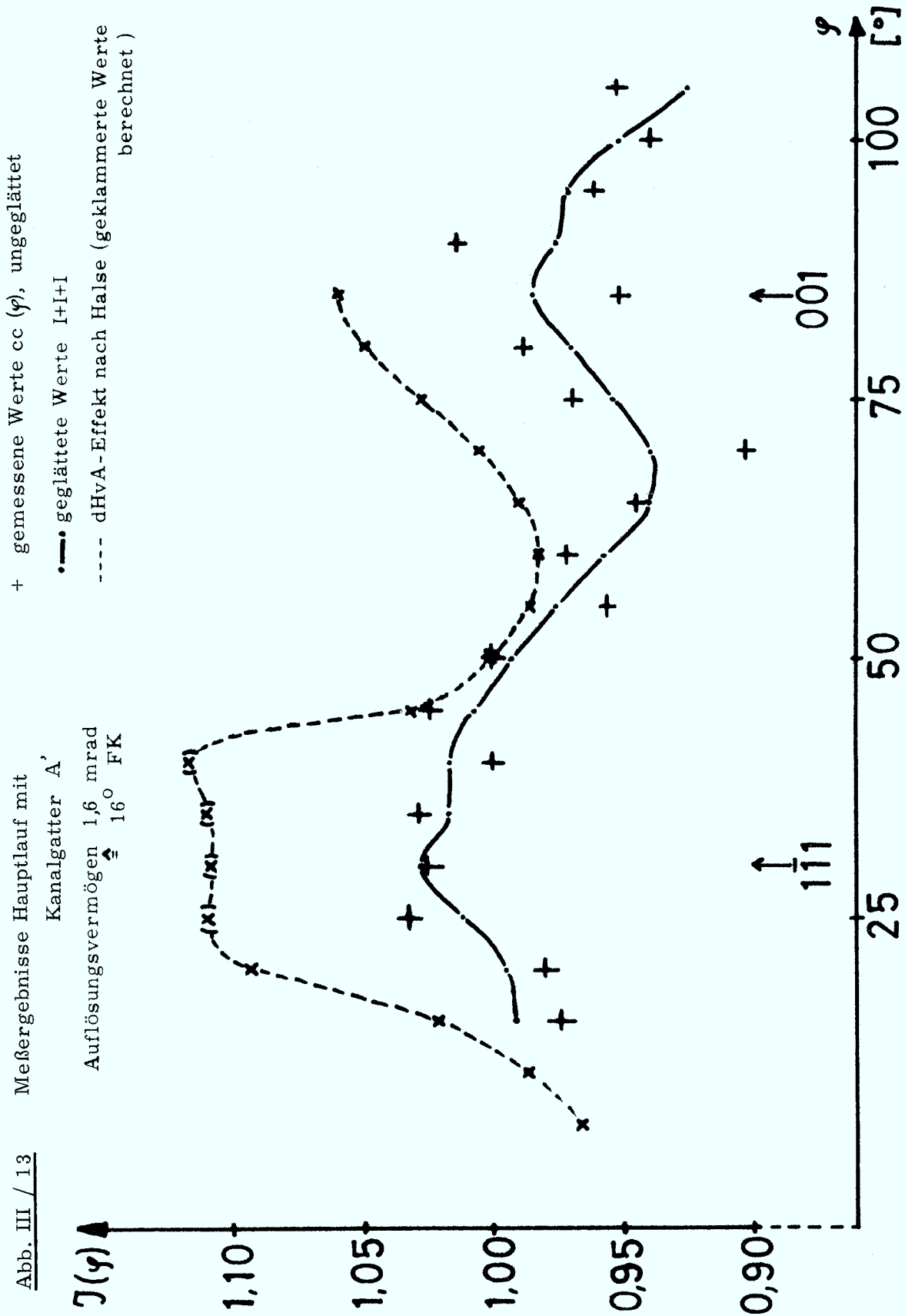
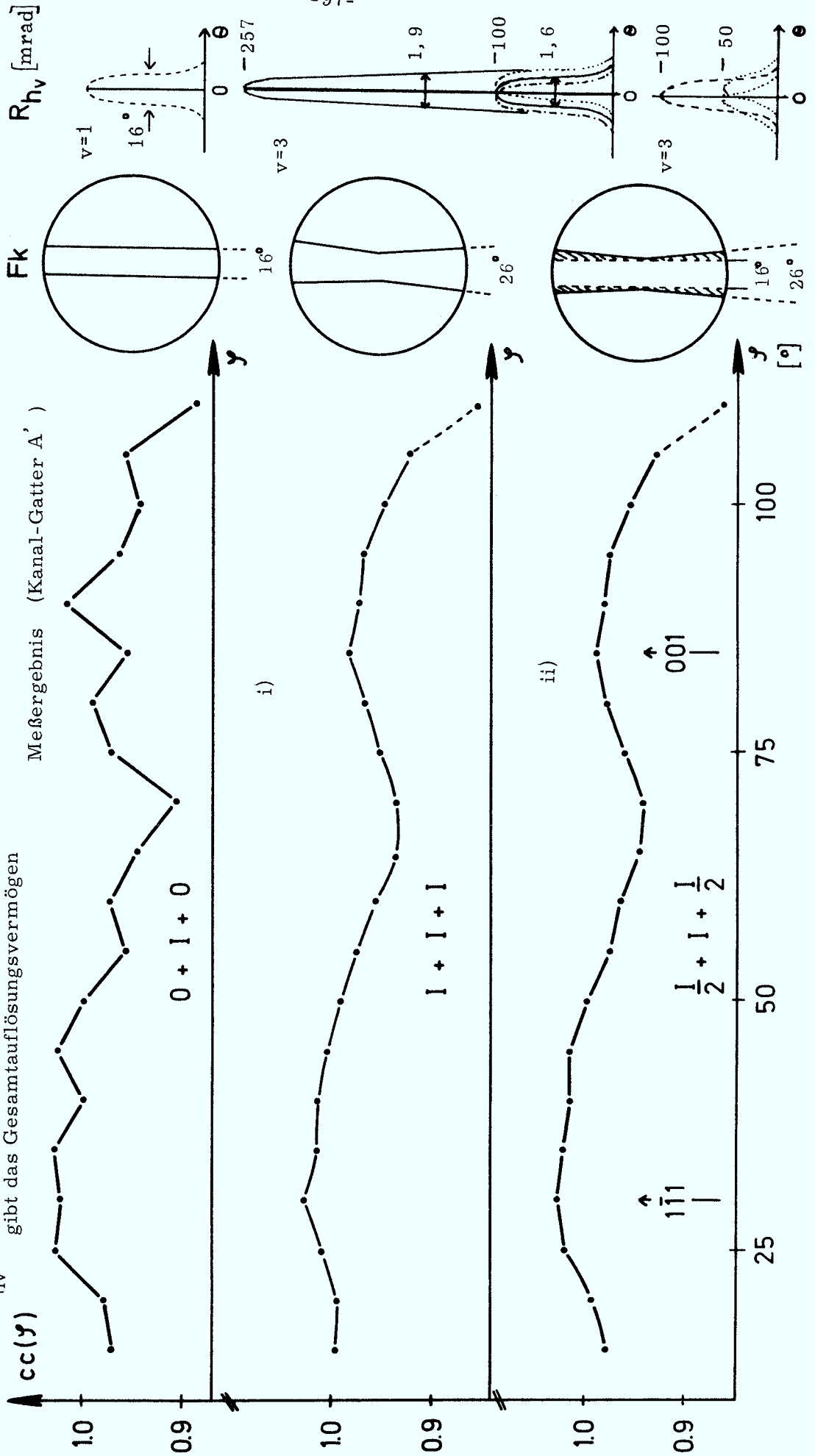


Abb. III/14: Meßergebnis $cc(\varphi)$ mit Glättung nach i) und ii)

FK = Fermi-Kugel

R_{hv} = horizontales Auflösungsvermögen, Einzelbeiträge der Bündel $v=1.2.3$, deren Summe ergibt das Gesamtaufhebungsvermögen



Die Auswertung der physikalisch interessanten Größen wie Hals - ϕ und Fermi-Flächen - ϕ ist von deren Definition abhängig. Für den Hals - ϕ kann die Halbwertsbreite der Ausbuchtung (neck) um $[\bar{1}\bar{1}1]$, für den Fermi-Flächen - ϕ das Minimum (belly) der $I(\phi)$ -Kurve gewählt werden. Es bleibt weiteren Messungen an Cu-Legierungen, die statistisch genauer sein müssen, vorbehalten, eine sinnvolle Definition für die angesprochenen Größen zu finden. Weiterhin muß die KE-Zerstrahlung genauer bekannt sein, die in den obigen Meßergebnissen noch additiv enthalten ist.

Die KE-Zerstrahlung abzuschätzen bzw. direkt zu messen ist wegen der vermuteten KE-Anisotropie ein weiteres Anliegen der Positronenvernichtung, da diese die obigen Meßergebnisse beeinflussen können. Ferner ist nach Abzug der KE-Zerstrahlungsrate $I_{KE}(\phi)$ von obigen Meßergebnissen deren relative Empfindlichkeit vergrößert. Bisher war es nicht möglich, $I_{KE}(\phi)$ durch die technisch bereits mögliche Kanalselektion mit den entsprechenden Kanalgattern B ($\theta = 8,7$ mrad) bzw. C ($\theta = 13,1$ mrad) zu messen, weil der bisherige und einzige brauchbare Positronen-Spender aufgebraucht wurde. Nach Fertigung neuer Spender werden die KE-Messungen durchgeführt. Wegen der erwarteten niedrigen Zählraten (s. Kap. II/6) sind für eine Messung mehrere Aktivierungen im Reaktor erforderlich.

Aus den Vorlauf-Meßdaten soll entsprechend Kap. II/6 der Ausbeutefaktor abgeschätzt werden. Jede Position ϕ wird von 8 Detektoren vermessen (je Detektor-Vierling 2 Zyklen), so daß die Zählrate je Detektor ca. $\frac{62000}{8 \cdot 300}$ cps = 25,83 cps beträgt. Der mittlere Meßzeitpunkt des Vorlaufs liegt 10,79 h nach Reaktor-Bestrahlungsende. Auf dieses zurückgerechnet ist die Einzelzählrate ca. 46,33 cps. Der Anteil des für den Vorlauf ausgeblendeten Peaks (Abb. III/5) vom Gesamtspektrum ist $1/6$ bis $1/5$ (geschätzte Angabe; das in Abb. III/5 gezeigte Spektrum enthält die Überlagerung des Na - J - Spektrums der 0,511 MeV-Linie mit dem Störstrahlungsspektrum. Eine genauere Trennung soll hier nicht beschrieben werden). Damit ist die Einzelzählrate jedes der

18 Kanäle (Kanalgeber A') $\dot{N}_{\text{vorl}} \approx 11,7 \text{ cps}$ (t = Bestrahlungs-ende im Reaktor $^+$).

Andererseits ist mit Kap. II/6 (s. S. 43) für den Vorlauf

$$\dot{N}_{\text{vorl}} = \alpha \cdot \sigma \cdot A/6 \cdot R \cdot p$$

Mit der Gesamtaktivität $A = 7,2 \text{ Ci}$ folgt $\alpha = 4,36 \%$.

Mangels genauerer Fertigungsmöglichkeiten haben die Cu-Streifen der e^+ -Spender bisher die ungefähren Abmessungen $0,35 \times 1,2 \times 8 \text{ mm}^3$.

Wegen der e^+ -Eindringtiefe von ca. $0,27 \text{ mm}$ und des Probendurchmessers von 7 mm werden auf neuentwickelte Spender Cu-Streifen von $0,25 \times 1,1 \times 7 \text{ mm}^3$ galvanisch aufgetragen. Bei diesem Verfahren ist die Dickeneinstellung genauer berechenbar. Damit werden $A = 4,54 \text{ Ci}$ und $\alpha \approx 7 \%$ unter Erhaltung der vollen ausnutzbaren e^+ -Intensität. Für $0,2 \text{ mm}$ dicke Streifen fallen A um 20% und die ausnutzbare e^+ -Intensität um weniger als 3% , so daß $\alpha \approx 8 \%$ wird. Dieser Fall ist für die Aktivierung mit einem höherem Neutronenfluß bedeutsam wegen der hohen spezifischen Wärme-
produktion des Cu im Reaktor infolge des hohen n-Stoßquerschnittes.

Abb. II/4b zeigt, daß der Beitrag der KE-Zerstrahlung an Cu im Bereich $\theta \approx 0$ erheblich ist. Der durch einen Kanal ausgeblendete θ -Bereich liefert daher eine Zerstrahlungsrate $N(\varphi)$ (s. Kap. II/7), die sowohl einen von Leitungselektronen als auch einen von Kernelektronen herrührenden Anteil an der Zerstrahlungsrate besitzt. Von den Leitungselektronen wird lediglich derjenige Anteil, der Koinzidenzen liefert, von der Koinzidenzelektronik als Zählrate registriert. Das Verhältnis beider Anteile läßt sich für Cu unter Rückgriff auf Abb. II/4b aus dem Verhältnis der Elektroneninhalte der FK (Dichte 1) und der KE-Kugel (Dichte 0,31, s. Abb. II/6) abschätzen, wobei $r_c \approx 3 r_l$ berücksichtigt wird:

$$\frac{e^- \text{- Inhalt FK}}{e^- \text{- Inhalt CK}} = \frac{\frac{4}{3} \cdot r_l^3 \cdot 1}{\frac{4}{3} \cdot r_c^3 \cdot 0,31} = 0,12 \approx \frac{1}{8,3}$$

+) Hier wurde der Störstrahlungsuntergrund mit ca. 10% des errechneten Wertes für $\dot{N}_{\text{vorl}}$ bereits berücksichtigt.

Rechnerisch sollte die Zerstrahlungsrate $\dot{N}(\varphi)$ eines Bündels mit 18 Kanälen etwa 4h nach Bestrahlungsende im Reaktor 70 imp/5' betragen ; gemessen werden jedoch nur ca 37 imp/5' (also ca. 53% davon) . Nach Kap. II/2 soll das Verhältnis der Strahlungsintensitäten der Leitungselektronen zu der der Kern-Elektronen ca. 1 : 1 sein, wenn eine konstante Dichte der KE - Kugel von 0,31 angenommen wird. Die Abschätzung deutet darauf hin, daß die KE - Kugel in Zentrumsnähe dichter sein muß als im Durchschnitt.

Dieses Beispiel mag andeuten, wie bei der Vermessung der Zerstrahlung für festes φ und festes θ_h mit verschiedenen Auflösungsvermögen (hier $0,85 \times 5,0 \text{ mrad}^2$ und $0,88 \times 1,6 \text{ mrad}^2$) Erkenntnisse über die KE - Zerstrahlung gewonnen werden können (s. Kap. II/2).

IV Zusammenfassung

Für die Vermessung von Fermiflächen binärer Legierungen wurde ein Positronen-Zerstrahlungs-Experiment aufgebaut, das nach dem Prinzip der Winkelkorrelation bei gedrehter Probe und festem Verknickungswinkel θ ("Methode der gekreuzten Schlitze") arbeitet. Dabei wird eine Kanalgeometrie mit vertikalem Auflösungsvermögen $R_v = 0,88$ mrad und horizontalem Auflösungsvermögen $R_h = 1,6$ mrad eingesetzt.

Es werden gleichzeitig vier verschiedene Kristallrichtungen φ (durch je ein Koinzidenz-Detektorsystem) vermessen, wobei jede Richtung φ von max. 18 einzelnen Kanal-Geometrie-Systemen beobachtet wird (Mehrfachanordnung). Das Experiment ist in der Lage, einen Winkelbereich $\Delta\varphi$ von 100° zu vermessen, so daß aus Symmetriegründen für viele Kristallarten ein Querschnitt durch die Fermifläche erhalten werden kann. Eine spezielle Vermessung des Halsbereiches der Fermiflächen ist mit erhöhter Genauigkeit möglich.

Für den Verknickungswinkel θ können drei Werte fest vorgewählt werden:

$$\theta_1 = 0^\circ, \quad \theta_2 = 0,5^\circ, \quad \theta_3 = 0,75^\circ.$$

Das Experiment ist auf beliebige Legierungssysteme anwendbar, da externe Positronenspender benutzt werden. Als Spenderisotop dient $\text{Cu}64$. Die Messungen können zunächst nur bei Raumtemperatur durchgeführt werden, da die Einrichtung zum Abkühlen noch der Fertigstellung bedarf.

Die Brauchbarkeit des experimentellen Aufbaus wird durch Vermessung von Cu-Einkristallen (Probenscheiben) demonstriert. Es wird gezeigt, daß die (vorläufig) erreichte Meßgenauigkeit von nur ca. 3% durch realisierbare Maßnahmen auf 1% verbessert werden kann und damit für die Vermessung von Fermiflächen hinreichend ist.

Ein Vergleich des Experiments mit einem nach dem Prinzip der Schlitzgeometrie durchgeführten wird diskutiert, wobei sich ein spürbarer Empfindlichkeitsvorsprung des hier gewählten Geometriesystems herausstellt. Damit sollte die Messung von Veränderungen des Halsdurchmessers von Fermiflächen möglich sein.

L I T E R A T U R V E R Z E I C H N I S

- 1) Hume-Rothery, W. und Raynor, G. V. : "The Structure of Metals and Alloys", 4. Auflage, The Inst. of Metals, London (1962)
- 2) Cahn, R.W. (Herausg.) : "Physical Metallurgy", Kap. 4 , North-Holland Publ. Comp., Amsterdam (1965)
- 3) Jones, H. : Proc. of the Phys. Soc., 49 , 250 (1937)
- 4) Haasen, P. : "Physikalische Metallkunde", Springer-Verlag (1974)
- 5) Barrett, C.S. ; Massalski, T.B. : "Structure of Metals", 3. Auflage, Mac Graw Hill, N.Y. (1966)
- 6) siehe 1) , Teil V , 3. , S. 198
- 7) Cohen, M.H. und Heine, V. : Advanc. Phys. , 7 , 395 (1958)
- 8) Harrison, W.A. und Webb, M.B. (Herausg.) : "The Fermi-Surface", Kap. VII , S. 279 , John Wiley & Sons , N.Y. (1960)
- 9) siehe 5) , S. 347
- 10) Ziman, J.M. : Advan. Phys. , 10 , 1 (1961)
- 11) Hertz, G. : "Lehrbuch der Kernphysik" , 1 , 189 - 190
2. Auflage, Werner-Dausien-Verlag , Hanau/Main (1966)
- 12) Nelms : "Energy Loss and Range of Electrons and Positrons"
National Bureau of Standards Circular 577 (1956), suppl. (1958)
- 13) Kittel , CH. : "Einführung in die Festkörperphysik" , 3. Auflage, Oldenbourg-Verlag (1968) , S. 341 ff
- 14) siehe 13) , S. 268
- 15) Stewart, A.T. und Roelling, L. O. : "Positron Annihilation", Academic Press, N.Y. (1967)
- 16) Dekhtyar, I.Y. : Phys. Reports , 9C , 243 (1974)
- 17) West , R.N. : Advanced Physics, 22 , 263 (1973)

- 18) Baumgärtner, F.: "Tabelle zur Neutronenaktivierung",
Thiemig-Verlag (1967)
- 19) Hertz, G.: "Lehrbuch der Kernphysik", 1, 194,
2. Auflage, Werner-Dausien-Verlag, Hanau/Main (1966)
- 20) Marmier, P.: "Kernphysik 1", 3. Auflage, Seite 60 ff,
ETH-Zürich (1965)
- 21) Lee-Whiting, G.E.: Phys. Rev. 97, 6, 1557 (1955)
- 22) Benedetti, S. de und Richinger, H.: J. Phys. 85, 377 (1952)
- 23) Bell, R.E. und Graham, R.L.: Phys. Rev. 90, 644 (1953)
- 24) Wallace, P.R.: Solid State Physics 10, 1 (1960)
- 25) Lederer, Hollander, Perlmann: "Table of Isotopes",
6. Auflage, John Wiley & Sons, N.Y.
- 26) Schopper, H.F.: "Weak Interactions and Nuclear Beta Decay"
43, Amsterdam (1966)
- 27) Dirac, P.A.M.: Proc. Cambridge Phil. Soc. 26, 361 (1930)
- 28) Benedetti, S. de und Cowan, C.E., Konneker, W.R., Primakoff, H.:
Phys. Rev. 77, 205 (1950)
- 29) Daniel, E. und Friedel, J.: J. Phys. Chem. Solids, 4, 11-117 (1958)
- 30) Chang Lee: Soviet Phys. JETP 6, 281 (1958)
- 31) Cushmer, S., Erskine, J.C. und Berko, S.: Phys. Rev. 1, 2852 (1970)
- 32) Sueoka, O.: J. Phys. Soc. Japan 23, 1246 (1967)
- 33) Lang, G. und Benedetti, S. de, Smoluchowski, R.: Phys. Rev.
99, 5 96 (L), (1955)
- 34) Stewart, A.T.: Canad. J. of Phys. 35, 168 (1957)
Fujiwara, K., Sueoka, O. und Imura, T.: J. Phys. Soc. Japan
24, 467 (1968)

Suzuki, T., Hasagawa, M. Hirayabashi, M.: Appl. Phys.

5, 269 (1974)

Murray, B.W., McGerver, J.D.: Phys. Rev. Letters 24, 1 (1970)

Berko, S., Mader, J.: Appl. Phys. 5, 287 (1975)

Hasegawa, M., Suzuki, T., Hirayabashi, M.: J. Phys. Soc. Japan,
43, 89 (1977)

35) Fujiwara, K., Sueoka, O.: J. Phys. Soc. Japan 21, 1947 (1966)

36) Sueoka, O.: J-Phys. Soc. Japan 26, 864 (1969)

37) siehe z.B.

Berko, S., Mader, J.: Appl. Phys. 5, 287 (1975)

Suzuki, T., Hasegawa, M., Hirayabashi, M.: Appl. Phys. 5, 269
(1975)

siehe auch 15)

38) Burdick, G.A.: Phys. Rev. Letters, 7, 5 (1961)

39) Nembach, E.: persönliche Mitteilung, Institut für Metallfor-
schung, Münster/W.

40) siehe 19), Seite 150

41) Halse, M.R.: Phil. Trans. Roy. A 265, 507 (1969)

Die in dieser Arbeit beschriebene experimentelle Apparatur wurde im Institut für Festkörperforschung der Kernforschungsanlage in Jülich entwickelt und aufgebaut.

Herrn Professor Dr. P. Haasen (Institut für Metallphysik, Göttingen) danke ich für die Ermöglichung und Förderung dieser Arbeit.

Den Vertretern der Kernforschungsanlage, insbesondere Herrn Professor Dr. W. Schilling und Herrn Dipl. Phys. B. Hasenclever (beide Institut für Festkörperforschung) sei hier für die großzügige Bereitstellung der Einrichtungen des Instituts gedankt.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. E. Nembach, Institut für Metallforschung, Münster, für die Anregung zur Entwicklung der Bündelgeometrie und für seine hilfsbereite Unterstützung und Beratung in vielen fruchtbaren Diskussionen.

Meinem Mitarbeiter, Herrn Dipl. -Phys. K. -H. Steinmetz danke ich besonders für seine wertvolle, unermüdliche Hilfe und umfassende Einsatzbereitschaft.

Für die sorgfältige Präparation eines großen Teils der Proben-scheiben danke ich Herrn Dipl. -Phys. M. Martin (Göttingen).

Für seine umfassende Hilfsbereitschaft bei allen organisatorischen und technischen Problemen im Labor bin ich Herrn W. Meyer zu Dank verpflichtet.

Mein spezieller Dank gilt den Mitarbeitern der Werkstatt des Instituts für Festkörperforschung, insbesondere Herrn Ing. grad. F. Joswig für die Hilfe bei der Konstruktion und Herrn F. Staß für die Anfertigung der Hauptapparatur, ferner allen anderen Mitarbeitern, insbesondere Herrn V. Oppell, die mir behilflich waren.

