

Interner Bericht
DESY F34-77/01
September 1977

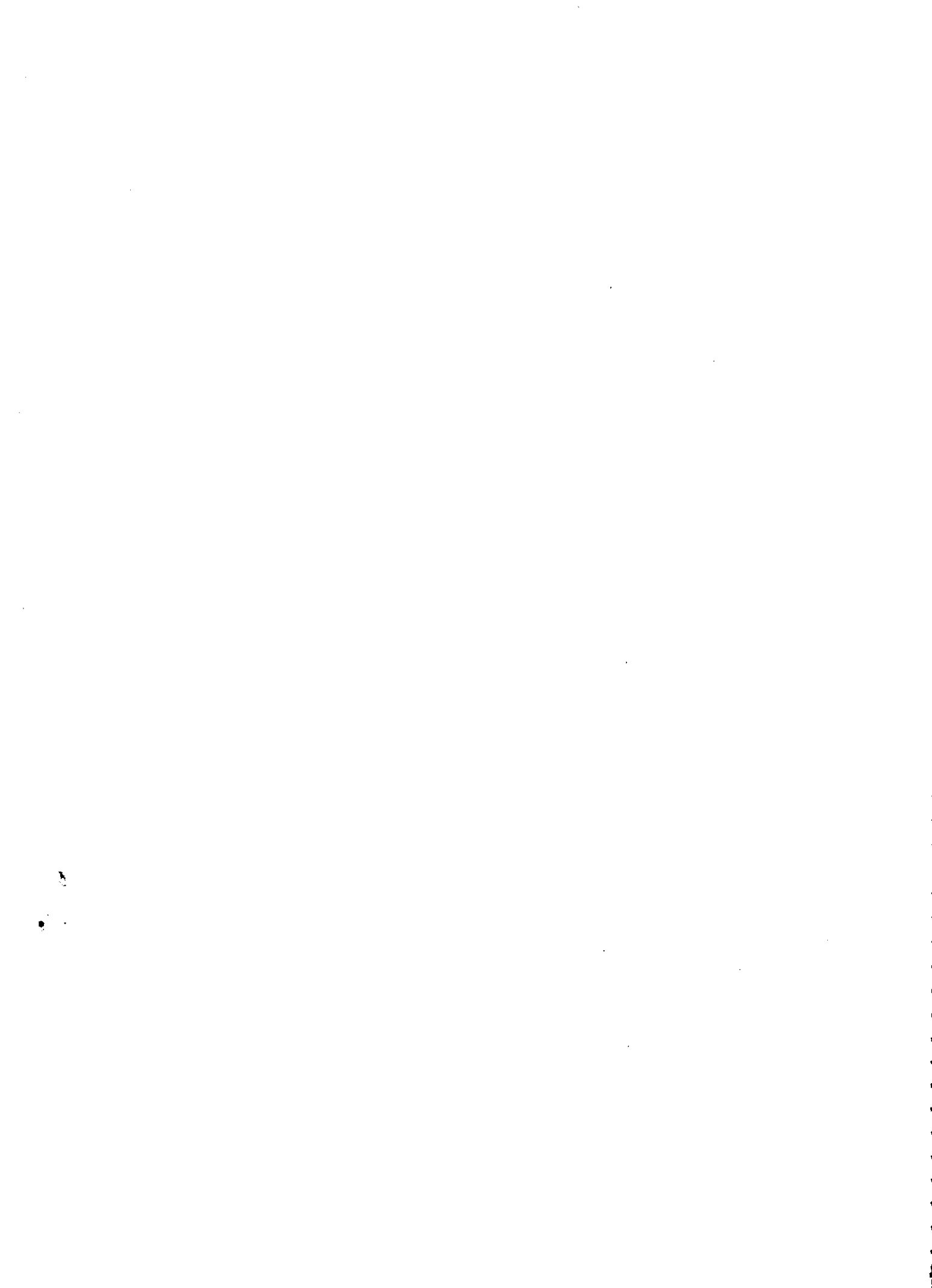
DESY-Bibliothek
21. OKT. 1977

D E S P O T

Eine Apparatur zur Erzeugung polarisierter Targets für
Hochenergieexperimente

von

D. Hubert, J. Knütel, A. Schultz v. Dratzig, H. Genzel
Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg
und
I. Physikalisches Institut der RWTH Aachen



D E S P O T

Eine Apparatur zur Erzeugung polarisierter Targets für
Hochenergieexperimente

von

D.Hubert, J.Knütel, A.Schultz v.Dratzig, H.Genzel

Deutsches Elektronen-Synchrotron , Hamburg

und

I.Physikalisches Institut der RWTH Aachen

Zusammenfassung

DESPOT (DESY POLARISIERTES TARGET) ist eine Apparatur zur Erzeugung dynamisch polarisierter Protonen (Deuteronen)-Targets. Mit den zur Verfügung stehenden Magneten (2,5 und 5 Tesla) erreicht man bei der Betriebstemperatur von 0.5 K bei 2,5 T eine Polarisation von ca. 70% (20%), bei 5T beträgt der Polarisationsgrad ca. 90% (40%). Die Temperatur von 0.5 K wird mit einem 200 mW He⁴-He³ Kryostaten erzeugt.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

I. Physikalische Grundlagen

1. Polarisierung im thermischen Gleichgewicht
2. Induktion von Übergängen
3. Dynamische Polarisierung
 - 3.1 Zweispinsystem im thermischen Gleichgewicht
 - 3.2 Polarisierung durch Mikrowellen
 - 3.2.1 Solid-State Effekt
 - 3.2.2 Donkey-Effekt
4. Polarisationsmessung
 - 4.1 HF - Suszeptibilität
 - 4.2 Signalform
5. Erzeugung tiefer Temperaturen
6. Blockbild einer Apparatur zur Erzeugung dynamisch polarisierter Targets

II. Experimenteller Aufbau der Targetapparatur

1. Targetmaterial
 - 1.1 Wahl der Targetsubstanz
 - 1.2 Strahlungsschäden
 - 1.3 Butanoltarget
2. Magnetfeld
 - 2.1 Polarisationsmagnet
 - 2.2 Stromversorgung
 - 2.3 Supraleitender Magnet
3. Mikrowellensystem
 - 3.1 Oszillator
 - 3.2 Stromversorgung

- 3.3 Interlock
- 3.4 Energieübertragung
- 3.5 Kavität
4. Kernresonanzapparatur
 - 4.1 Bestimmung von P
 - 4.2 HF - System
 - 4.3 NF - System
 - 4.4 Digitales System
 - 4.5 Korrekturen
5. Kältetechnik
 - 5.1 Kryostat
 - 5.2 Pumpen
 - 5.3 Temperaturbestimmung
6. H₂ Target

III. Übersicht der wichtigsten Daten von DESPOT

Anhang

Experimenteller Aufbau der Experimente

Einleitung

Die Messungen von Wirkungsquerschnitten in den Wechselwirkungen hochenergetischer Teilchen zeigen allgemeine Trends im Ablauf dieser Prozesse auf und gestatten zumeist eine ausreichende Anpassung der verschiedensten theoretischen Modelle an die experimentellen Ergebnisse. Einen genaueren Einblick in die Dynamik der Wechselwirkungen ermöglicht aber erst die Untersuchung der Spinabhängigkeiten der Reaktionsquerschnitte. Mit ihrer Hilfe läßt sich im günstigsten Fall eine vollständige Amplitudenanalyse vornehmen, sofern Messungen zu einer genügenden Anzahl von voneinander unabhängigen physikalischen Observablen vorliegen. Die Untersuchung von Spineinflüssen kann sich auf die Messung der Erwartungswerte für die Polarisation der Streupartner im Endzustand beschränken, was im allgemeinen die Durchführung von schwierigen Doppelstreuexperimenten oder aber die Ausmessung von Zerfallswinkelverteilungen instabiler Teilchen beinhaltet. Es können aber auch die spinabhängigen Wirkungsquerschnitte durch die Streuung von im Anfangszustand polarisierten Projektil- oder Targetteilchen bestimmt werden. Voraussetzung für den sinnvollen Einsatz bei solchen Targets ist ein Polarisationsgrad von wenigstens einigen 10%. Mit klassischen Methoden, d.h. Ausrichtung der Spins von Wasserstoff- oder Deuteronatomen in hohen Magnetfeldern bei tiefen Temperaturen (brute force method) ergibt die Anwendung der Boltzmannstatistik auf die durch Zeemaneffekt separierten Energieniveaus bei 2,5 T und 0,5 K die folgenden Polarisationen: Elektron -99,7%, Proton 0,51%, Deuteron 0,1045%. Eine Steigerung der Nukleonpolarisation um einen Faktor ≥ 100 durch eine günstigere Kombination von Magnetfeld und Temperatur ist nicht realisierbar. Die obere Schranke für das Magnetfeld liegt bei ca. 10,0 T wegen der Krümmung der Teilchenbahn nachzuweisender Teilchen. Die untere Schranke für die Temperatur liegt bei ca. $0,3^\circ$ wegen der Energiezufuhr von einigen 10 mW in dem Targetintervall durch den einfallenden Teilchenstrahl. Aus diesem Grunde konnten für Hochenergieexperimente geeignete Targets erst nach Entdeckung der "dynamischen Polarisation" entwickelt werden.

Bei dieser Polarisationsmethode werden heute organische Substanzen mit einer Beimischung freier Radikale als Targetsubstanz verwendet. Durch Ausnutzung der Wechselwirkung zwischen den Radikalen und Nukleonen und gleichzeitiger Einstrahlung von Mikrowellen mit einer Resonanzfrequenz des Targetspinsystems kann die hohe Elektronenpolarisation zu einem großen Teil auf die Nukleonen übertragen werden. Man erreicht bei den Betriebsdaten des Targets -2,5 Tesla 0,5 K - eine Protonenpolarisation von ca. 70%, die Polarisation des Deuterons beträgt ca. 20%.

Der erreichte Polarisationsgrad läßt sich bei dieser Methode wegen der vielen Parameter des Polarisationsmechanismus nicht berechnen. Er wird durch Kernresonanz gemessen.

Ein dynamisch polarisiertes Target für Protonen oder Deuteronen wurde bei DESY unter dem Namen DESPOT (DESY Polarisiertes Target) gebaut. Die Apparatur gliedert sich nach technologischen Gesichtspunkten in die folgenden Komponenten:

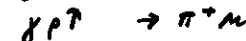
- Targetmaterial
- Magnetfeld
- Kältetechnik (Kryostat)
- Mikrowellensystem
- Polarisationsmessung

Der vorliegende Bericht ist als Manual für den Benutzer von DESPOT gedacht. Im ersten Teil wird das Prinzip der dynamischen Polarisation, der Erzeugung tiefer Temperaturen und der Polarisationsmessung erläutert. Der zweite Teil beschreibt den experimentellen Aufbau. Er enthält alle Daten, die für den Benutzer oder Planer eines Experiments von Interesse sind. Teil drei ist eine Übersicht über die wichtigsten Daten von DESPOT.

Bis heute wurde DESPOT bei dem Experiment (1)



sowie den Photoproduktionsexperimenten (2,3,4)



eingesetzt. $\gamma n \uparrow \rightarrow \pi^- p$

I. Physikalische Grundlagen

1. Polarisation im thermischen Gleichgewicht

Betrachtet man ein Spinsystem mit Spin I in einem diamagnetischen Festkörper unter der Einwirkung eines starken Magnetfeldes H in z -Richtung eines rechtwinkligen Koordinatensystems, so sind die Energiezustände der Spins durch die Zeemanwechselwirkung mit dem Hamiltonoperator

$$\mathcal{H}_{Iz} = \gamma H = -g\beta I H$$

bestimmt. Eigenwerte des Hamiltonoperators sind die Energiezustände

$$(1.1) \quad E(m) = -g\beta H m$$

die sich durch den Erwartungswert $m = \langle I_z \rangle$ der Projektion des Spinvektors auf die Feldrichtung unterscheiden. Die Quantenzahl m hat die $2I+1$ Werte $m = -I, -I+1, \dots, +I$.

Fig(I.1.1) zeigt die Termschemata der in Zusammenhang mit DESPOT interessierenden Teilchen Elektron, Proton und Deuteron. Die Energiezustände (1.2) des Deuterons werden wegen $I > 1/2$ durch Quadrupolwechselwirkung mit dem elektrischen Feld des Festkörpers verschoben. Bezeichnet eQ das Quadrupolmoment des Deuterons und e_q den Wert des elektrischen Feldgradienten in Richtung der Hauptachse des Feldgradiententensors, so erhält man für $g\beta H \gg |e^2 q Q|$ bei Axialsymmetrie des Feldgradienten durch Störungsrechnung 1. Ordnung den Zusatzterm

$$(1.2) \quad E(m)_Q = D(3m^2 - I(I+1))(3\cos^2\theta_z - 1)$$

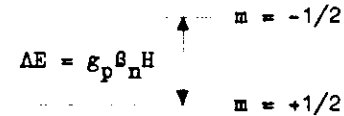
mit
$$D = \frac{e^2 q Q}{8I(2I+1)}, \quad 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$$

θ_z ist der Winkel zwischen H und der Achse des Feldgradienten. Die Verschiebung der Energieniveaus in Fig(I.1.1) ist überhöht dargestellt. Bei 2,5 T ergibt sich für deuteriertes Butanol (Deuterontarget) z.B. ein Verhältnis von $D/\Delta E \approx 10^{-3}$.

Termschemata

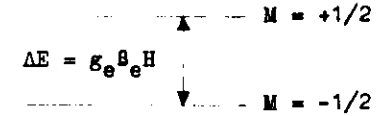
Proton ($I = 1/2, g_p = 5,58$)

$$E(m) = g_p \beta_n H \cdot m$$



Elektron ($I = 1/2, g_e = 2,002$)

$$E(M) = g_e \beta_e H \cdot M$$



Deuteron ($I = 1, g_d = 0,857$)

$$E(m) = -g_d \beta_n H \cdot m + D(3m^2 - 2)(3\cos^2\theta - 1)$$

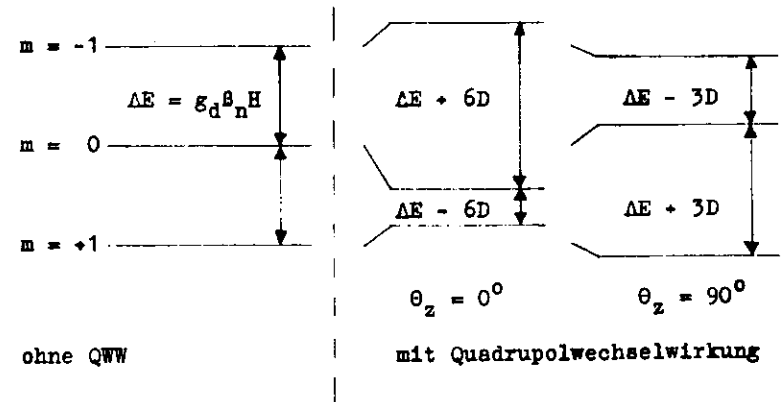


Fig. (I.1.1)

Durch Spin-Gitter-Wechselwirkung stellen sich nach einer durch die Relaxationszeit des Systems bestimmten Zeit Besetzungszahlen der Energiezustände ein, die im Endzustand (thermisches Gleichgewicht) durch die Boltzmannstatistik bestimmt sind:

$$(1.3) \quad N(m)/N = C \exp[-E(m)/kT]$$

N ist die Gesamtzahl der Teilchen mit Spin I.

Durch Addition der I_z -Komponenten aller Spins in den $2I+1$ Energieniveaus erhält man die resultierende I_z -Komponente des Spinsystems

$$(1.3a) \quad \langle I_z \rangle_T = \sum_{m=-I}^{+I} m N(m)$$

Bei vollständiger Ausrichtung der Spins in Feldrichtung ($m = I_{z \max} = I$) erhält man den Maximalwert

$$\langle I_z \rangle_{T, \max} = \pm I \sum N(m)$$

Als Maß für die Ausrichtung des Spinsystems definiert man daher die Polarisation

$$(1.4) \quad P = \sum_m m N(m) / I \sum_m N(m)$$

so daß $-1 \leq P \leq +1$. Mit (1.3) ergibt sich hieraus die allgemeine Formel

$$(1.5) \quad P = \frac{2I+1}{2I} \coth\left(\frac{2I+1}{2I} \frac{\mu H}{kT}\right) - \frac{1}{2I} \coth\left(\frac{1}{2I} \frac{\mu H}{kT}\right)$$

Spezialfälle:

$$I = 1/2 \quad P = \frac{N(+1/2) - N(-1/2)}{N(+1/2) + N(-1/2)} \quad (1.6)$$

$$\text{bzw. } P = \tanh \frac{\mu H}{kT}$$

$$I = 1 \quad P = \frac{N(+1) - N(-1)}{N(+1) + N(0) + N(-1)}$$

$$\text{bzw. } P = \frac{4 \tanh\left(\frac{\mu H}{2kT}\right)}{3 + \tanh^2\left(\frac{\mu H}{2kT}\right)} \quad (1.7)$$

In Fig(I.1.2) ist der Polarisationsgrad für Elektron, Proton und Deuteron im Temperaturbereich 0.1K - 1.6K für die zur Verfügung stehenden Magnete von 2,5 und 5 T dargestellt. Die Betriebstemperatur von DESPOT liegt bei 0.5K. Man erreicht somit die folgenden Polarisierungen des thermischen Gleichgewichts:

	2,5 T	5 T
Proton	0.51%	1.02%
Deuteron	0.1045%	0.2091%
Elektron	99.76%	99.99%

Relaxationszeit T_1

Die Besetzungszahlen des thermischen Gleichgewichts bauen sich durch Wechselwirkungen zwischen Spinsystem und allen anderen Freiheitsgraden des Festkörpers (Gitter) auf. Die Aufbauzeit nach Einschalten des Magneten ist ein Maß für die Stärke der Kopplung dieser Spin-Gitter-Wechselwirkung. Gemessen werden Zeiten zwischen Mikrosekunden und Stunden, abhängig von der Art der Wechselwirkung, dem Reinheitsgrad des Festkörpers, der Temperatur etc. In der Theorie der Relaxationsprozesse (5,6) wird der Energieaustausch zwischen Spinsystem und Festkörper durch zeitabhängige Hamiltonoperatoren beschrieben. Die sich hieraus ergebenden Übergangswahrscheinlichkeiten $W(m \rightarrow m')$ zwischen den Energieniveaus $I_z = m, m'$ des Spinsystems bestimmen die Einstellzeit bis zur Erreichung des thermischen Gleichgewichts. Die Einstellzeit kann mit Hilfe der Übergangswahrscheinlichkeiten berechnet werden: Betrachtet man N Spins mit $I = 1/2$, so existieren die Übergangswahrscheinlichkeiten

$$W_+ = W(+1/2 \rightarrow -1/2)$$

$$W_- = W(-1/2 \rightarrow +1/2)$$

Sie sind ungleich, da im Endzustand ungleiche Besetzungszahlen $N_+ = N(+1/2)$ und $N_- = N(-1/2)$ mit $N_+ + N_- = N$ erreicht werden. Das Verhältnis W_+/W_- ergibt sich aus der Gleichgewichtsbedingung

$$N_+ W_+ = N_- W_-$$

Mit (1.3) erhält man hieraus

$$\frac{W_+}{W_-} = \frac{N_-}{N_+} = e^{-\Delta E/kT} \quad (1.8)$$

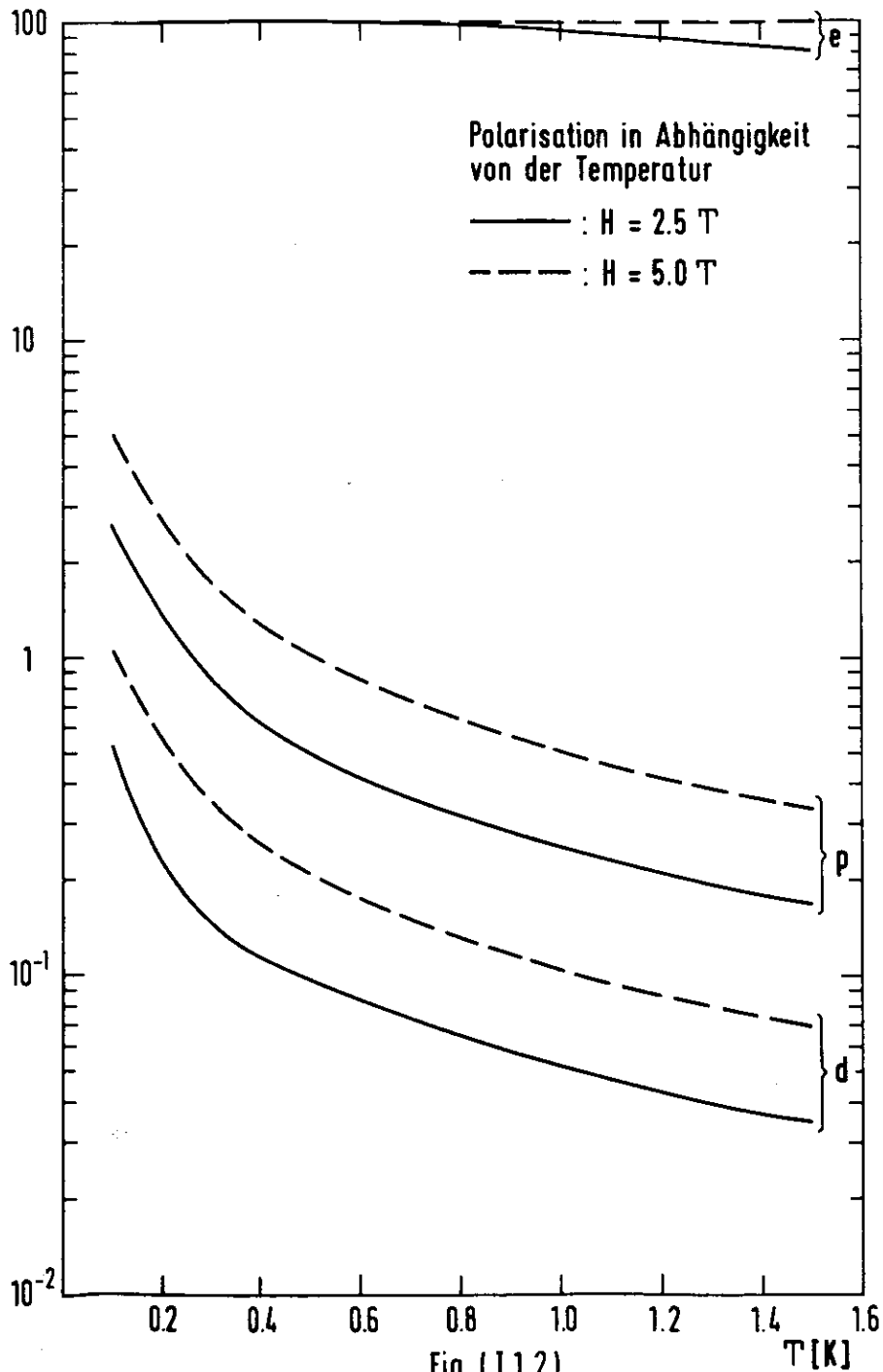


Fig. (I.1.2)

Im allgemeinen Fall gilt

$$\frac{W(m \rightarrow m')}{W(m' \rightarrow m)} = \exp \left[\frac{E(m) - E(m')}{kT} \right]$$

da die Relaxationsübergangswahrscheinlichkeiten zu einer Boltzmann-Verteilung der Besetzungszahlen führen.

Die zeitliche Änderung der Besetzungszahldifferenz $n = N_+ - N_-$

Während des Aufbaus der Polarisation folgt aus der Bilanz der Übergänge

$$\frac{dN_+}{dt} = N_- W_- - N_+ W_+$$

$$\frac{dN_-}{dt} = N_+ W_+ - N_- W_-$$

Hieraus erhält man mit $N_+ = 1/2 (N + n)$, $N_- = 1/2 (N - n)$

die Beziehung

$$\frac{dn}{dt} = N(W_- - W_+) - n(W_- + W_+)$$

Im Gleichgewichtszustand ist $dn/dt = 0$, dh

$$n(t \rightarrow \infty) = n_0 = N \frac{W_- - W_+}{W_- + W_+}$$

Die Zusammenfassung der beiden letzten Gleichungen ergibt

$$(1.9) \quad \frac{dn}{dt} = (n_0 - n) (W_- + W_+)$$

$$\text{bzw.} \quad n = n_0 (1 - e^{-(W_+ + W_-)t})$$

Der Aufbau des thermischen Gleichgewichts erfolgt also in exponentieller Zeitabhängigkeit, die Aufbauzeit ist durch die Summe der Übergangswahrscheinlichkeit bestimmt. Als Relaxationszeit definiert man daher die Zeitkonstante

$$(1.10) \quad T = \frac{1}{W_+ + W_-}$$

Sie wird im allgemeinen als longitudinale Relaxationszeit T_1 bezeichnet (7).

Statische Suszeptibilität

Nach (1.3a) erhält man im thermischen Gleichgewicht eine resultierende I_z -Komponente

$$\langle I_z \rangle_T = \sum_{m=-I}^{+I} m N(m)$$

im Targetmaterial. Hiermit ist wegen $\mu_z = g\beta I_z$ eine Magnetisierung

$$M_z = g\beta \sum m N(m)$$

verbunden. Mit Hilfe von (1.3) und $\sum N(m) = N$ folgt

$$M_z = g\beta N \frac{\sum m e^{-g\beta m/kT}}{\sum e^{-g\beta m/kT}} \quad (1.11)$$

Wird die e -Funktion durch $e^x \approx 1 + x$ approximiert, was bei nicht zu hohen Magnetfeldern bei Temperaturen um 1K sicher zulässig ist (bei 2,5 T und 0,5 K ist $x < 10^{-2}$ für das Proton), so ergibt (1.11) die Beziehung des Curie-Gesetzes:

$$M_z = \chi_0 H \quad (1.12)$$

mit

$$\chi_0 = \frac{g^2 \beta^2 N I(I+1)}{3kT}$$

χ_0 bezeichnet, bezogen auf die Volumeneinheit, die statische Suszeptibilität des Targetmaterials.

Ein Vergleich der Ausdrücke für P (Gl. 1.4) und M_z (Gl. 1.11 bzw. 1.12) ergibt den Zusammenhang

$$P = \chi_0 \frac{H}{g\beta I}$$

Im Prinzip könnte die Polarisation also statisch gemessen werden.

Eine Abschätzung z.B. für das verwendete Butanoltarget ergibt einen Wert von $\chi_0 \approx 5 \cdot 10^{-8}$, der innerhalb der Fehlergrenze magnetostatischer Meßmethoden liegt. Hinzu kommt, daß bei Anwesenheit von nicht abgesättigten Elektronen die Kernsuszeptibilität wegen $\mu_e/\mu_p \approx 660$ von der Elektronenssuszeptibilität verdeckt wird. Kernpolarisationen werden daher mit Methoden der HF-Technik gemessen.

2. Induktion von Übergängen

Mit einem rotierenden magnetischen Wechselfeld

$$H_1(t) = H_{10} (\cos \omega t \pm i \sin \omega t) \quad (2.1)$$

konstanter Amplitude H_{10} können Spinübergänge (Spinflips) zwischen den durch ein starkes Magnetfeld H_0 separierten Energieniveaus induziert werden. Aus der Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten W mit dem Störoperator

$$\mathcal{H}_1(t) = g\beta I \cdot H_1(t)$$

folgt (8):

1) $H_1(t)$ muß senkrecht zu H_0 stehen für $W \neq 0$

$$2) \omega = \Delta E / \hbar = [E(m) - E(m \pm 1)] / \hbar$$

3) Auswahlregel $\Delta m = \pm 1$

$$4) W = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \chi_{m \pm 1} | \mathcal{H}_1(t) | \chi_m \rangle|^2 f(\omega) = \frac{1}{2} \pi g^2 \beta^2 \hbar^{-2} H_{10}^2 f(\omega) \quad (2.2)$$

5) $W(\Delta m = +1) = W(\Delta m = -1)$

In der Praxis wird das Feld (2.1) durch ein linear polarisiertes Wechselfeld

$$H_1(t) = 2H_{10} \cos \omega t \quad (2.3)$$

erzeugt, da dieses als Superposition zweier in entgegengesetzter Richtung rotierender Felder aufgefaßt werden kann:

$$2H_{10} \cos \omega t \hat{=} H_{10} (\cos \omega t + i \sin \omega t) + H_{10} (\cos \omega t - i \sin \omega t) \quad (2.4)$$

Nur eine dieser Komponenten trägt, abhängig von Vorzeichen des magnetischen Moments $\mu = g\beta I$, zur Übergangswahrscheinlichkeit bei.

Die Induktion von Übergängen durch das Wechselfeld mit der Frequenz $\omega = \Delta E / \hbar$ wird als Resonanzeffekt bezeichnet. Die Verteilungsfunktion $f(\omega)$ mit der Normierung

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(\omega) d\omega = 1 \quad (2.5)$$

beschreibt die Linienbreite der Resonanz. Inhomogenitäten des statischen Feldes H_0 sowie Schwankungen des effektiven Magnetfeldes am Ort des Spins durch Spin-Spin Wechselwirkungen führen zu Übergängen in einem Bereich $\omega \approx \omega_{\text{Resonanz}} \pm \Delta \omega$.

Durch $H_1(t)$ werden die Besetzungszahlen der beteiligten Energieniveaus verändert. Sei $n = N(m) - N(m \pm 1)$ die Besetzungszahldifferenz der betrachteten Energieniveaus. Die zeitliche Änderung der Besetzungszahlen durch das Wechselfeld ist dann

$$dN(m)/dt = W(N(m) - N(m \pm 1)) \quad (2.6)$$

$$\text{und} \quad dN(m \pm 1) = W(N(m \pm 1) - N(m))$$

da $W(m) = W(m \pm 1)$ im Gegensatz zur Spin-Gitter-Wechselwirkung. Daraus folgt:

$$dn/dt = -2Wn \quad (2.7)$$

$$\text{bzw.} \quad n(t) = n(t_0) e^{-2Wt}$$

Kontinuierliche Einstrahlung eines mag. Wechselfeldes mit der Resonanzfrequenz des Spinsystems führt also zur Gleichbesetzung der Energieniveaus.

Diesem Abbau der Besetzungszahldifferenz wirken die Relaxationsprozesse (1.9)

$$dn/dt = (n_0 - n) / T_1$$

entgegen. Der Gleichgewichtszustand ist durch die Überlagerung beider Mechanismen gegeben:

$$n_{\text{off}} = n_0 / (1 + 2MT_1) \quad (2.8)$$

Zwei Sonderfälle sind wichtig:

1) $2MT_1 \ll 1$

M bzw. $H_1(t)$ wird so klein gewählt, daß $\frac{H_1^2}{H_0^2} \beta^2 k^2 H_0^2 f(\omega) \ll 1$
Die Besetzungszahlen werden durch das Wechselfeld vernachlässigbar beeinflusst. Diese Bedingung muß bei der Polarisationsmessung erfüllt sein.

2) $2MT_1 \gg 1$

$H_1(t)$ wird so groß gewählt, daß die Besetzungszahldifferenz gegen Null geht. Man bezeichnet die Gleichbesetzung der beteiligten Energieniveaus als "Saturierung des Übergangs". Sie spielt eine wichtige Rolle beim Mechanismus der dynamischen Polarisation.

Aus der Resonanzbedingung $\Delta E = h\nu$ erhält man mit den Werten der Fig. (I.1.1) die Resonanzfrequenzen der Tabelle I.1.1

Resonanzfrequenzen

	2.5 T	5.0 T
Proton	106.33 Mhz	212.67 Mhz
Deuteron	16.33 Mhz	32.66 Mhz
Elektron	70.05 Ghz	140.10 Ghz

Tabelle I.1.1

3. Dynamische Polarisation

Die erfolgreichste Methode, bei gegebenem H und T wesentlich höhere Nukleonpolarisation als die des thermischen Gleichgewichts zu erreichen, ist die dynamische Polarisation durch Elektron-Nukleon Kopplung.

Als Targetmaterial wird ein geeignetes Elektron-Nukleon Spinsystem (Zweispinsystem) verwendet, in dem freie Elektronen eines Radikals wegen des großen magnetischen Moments hoch polarisiert sind. Durch die Elektron-Nukleon Kopplung zwischen den Spinsystemen können "verbotene Übergänge", das heißt simultane Elektron-Nukleon-Spinflips durch Mikrowellen induziert werden. Die Saturierung dieser Übergänge führt zu einer Umbesetzung der Nukleonbesetzungszahlen des thermischen Gleichgewichts. Die Besetzungszahlen des dynamischen Gleichgewichts hängen im wesentlichen von der Linienbreite der Elektronenresonanzfrequenz sowie von Elektronenrelaxationszeit T_{1e} und Nukleonrelaxationszeit T_{1n} ab. Diese Zeiten bestimmen den Temperaturbereich, in dem dynamische Polarisation möglich ist. Im Idealfall erhält man für die Nukleonen die Besetzungszahlen der Elektronen, d.h. P_n (dynamisch) gleich P_e (thermisch).

Grundlage der dynamischen Polarisationsmethoden ist die von Overhauser (9) angegebene Idee, Nukleonen in Metallen durch Saturierung des Übergangs der Leitungselektronen zu polarisieren. Sie wurde in den darauffolgenden Jahren erweitert und auf Flüssigkeiten und Festkörper mit Elektron-Nukleon Hyperfein- oder Dipolkopplung angewandt (10,11). Für dynamisch polarisierbare Targets verwendet man organische Substanzen mit einer möglichst großen Zahl nicht im Atomkern gebundener Nukleonen, z.B. 1-Butanol (C_4H_9OH), bzw. 1-Butanol- d_{10} (C_4D_9OD) für Deuteron targets. Eine Beimischung paramagnetischer Zentren, die wegen eines nicht abgesättigten Elektronenpaares den effektiven Spin 1/2 haben, bewirkt schwache Elektron-Nukleon Dipol-Kopplung. Im folgenden wird das Prinzip der dynamischen Polarisation von Protonen mit dieser Kopplung erläutert.

3.1 Spinsystem im thermischen Gleichgewicht

Betrachtet wird ein Spinsystem bestehend aus N Elektronenspins ($S=1/2$) und n Protonspins ($I=1/2$) mit $n \gg N$ im Magnetfeld H in z -Richtung des Koordinatensystems. Es gilt $n \gg N$, da Elektron-Elektron Wechselwirkung vernachlässigt werden soll.

Der Hamiltonoperator des Systems ist durch

$$H = H_{SZ} + H_{IZ} + H_{IS} + H_{II} \quad (3.1)$$

gegeben. Die ersten beiden Terme beschreiben die Zeemanwechselwirkung von Elektron und Proton.

$$H_{SZ} = g_e \beta_e \sum_k H \cdot S_k$$

$$H_{IZ} = g_p \beta_p \sum_j H \cdot I_j$$

Term drei und vier beschreiben Elektron-Proton und Proton-Proton Dipol-Wechselwirkung

$$H_{IS} = g_e \beta_e g_p \beta_p \sum_{i,k} \frac{1}{r_{ik}^3} \left[I_i \cdot S_k - \frac{3(I_i \cdot r_{ik})(S_k \cdot r_{ik})}{r_{ik}^2} \right]$$

$$H_{II} = g_p^2 \beta_p^2 \sum_{i,j} \frac{1}{r_{ij}^3} \left[I_i \cdot I_j - \frac{3(I_i \cdot r_{ij})(I_j \cdot r_{ij})}{r_{ij}^2} \right]$$

r_{ik} , r_{ij} ist der Abstand zwischen den Spins.

H_{II} ist wegen $g_e/g_p \approx 700$ für die Berechnung der Energieeigenwerte des Systems zu vernachlässigen, die Wechselwirkung ist aber wichtig für den Ausbreitungsmechanismus der Protonenpolarisation über das gesamte Targetvolumen. Der Einfluß der Elektron-Proton Dipolwechselwirkung auf die Energiezustände hängt vom Verhältnis H_L/H ab. $H_L = g_e \beta_e / r^3$ ist das lokale Dipolfeld des Elektrons am Ort des Protons. Mit einem realistischen Abstand r von einigen Ångström und einem externen Feld von 2,5T erhält man $H_L/H \sim 10^{-2}$. Die Eigenwerte $|M, m\rangle$ des Spinsystems können also wegen schwacher Kopplung der Spinsysteme durch Störungsrechnung 1. Ordnung mit H_{IS} als Störoperator bestimmt werden.

Die Rechnung ergibt (12):

$$|M, m\rangle = p |M, m\rangle^0 \pm \varepsilon |M, m \pm 1\rangle \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} \text{mit} \quad M &= \langle S_z \rangle \\ m &= \langle I_z \rangle \end{aligned}$$

$|M, m\rangle^0$ sind die ungestörten Eigenfunktionen der Zeemanwechselwirkung $H_{IZ} + H_{SZ}$ mit den Eigenwerten

$$E(M, m) = g_e \beta_e H M - g_p \beta_p H m \quad (3.3)$$

Der Mischungsfaktor ε ist durch

$$\varepsilon = H_L/H \approx 10^{-2} \quad (3.4)$$

gegeben, für p gilt die Beziehung $p = (1 - \varepsilon^2)^{1/2}$ (13).

Die Mischung der ungestörten Eigenfunktionen $|M, m\rangle^0$ beeinflusst die Eigenwerte (3.2) vernachlässigbar. Das Termschema des gekoppelten Spinsystems ist daher in guter Näherung durch die Energiewerte (3.3) mit den entsprechenden Eigenfunktionen (3.2) gegeben (Fig. I3.1). Die Notation $|\pm, \pm\rangle$ entspricht $|\pm M, \pm m\rangle$.

$$\Delta = g_e \beta_e H \quad \text{und} \quad g_p \beta_p H = \delta.$$

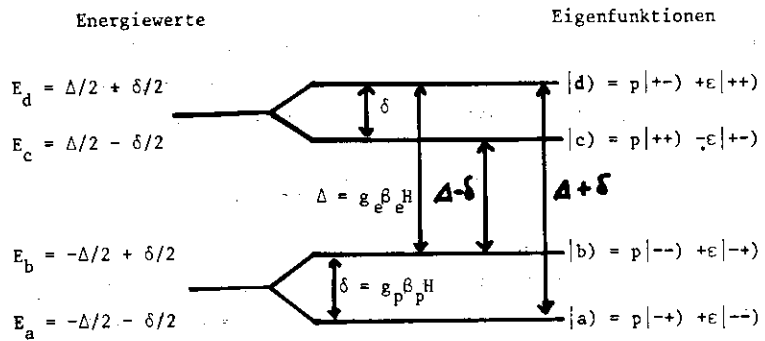
Fundamentale Bedeutung hat die Mischung der ungestörten Eigenfunktionen für das Prinzip der dynamischen Polarisation. Durch die Elektron-Proton Dipolwechselwirkung ergibt die Rechnung (14) von Null verschiedene Übergangswahrscheinlichkeiten für die "Verbotenen Übergänge"

$$\begin{aligned} S_z, I_z \rightarrow S_z \pm 1, I_z \pm 1 & \text{ (flipflops)} & \Delta M = \Delta m \\ S_z, I_z \rightarrow S_z \mp 1, I_z \pm 1 & \text{ (flipflips)} & \Delta M = -\Delta m \end{aligned} \quad (3.5)$$

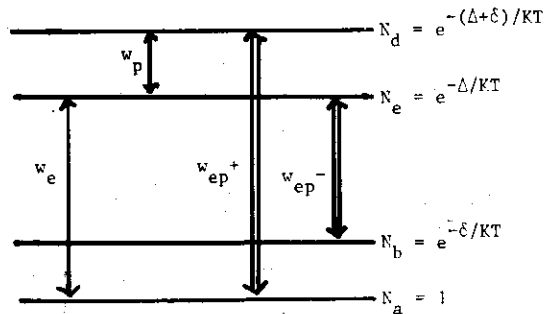
neben den "erlaubten Übergängen"

$$\begin{aligned} S_z, I_z \rightarrow S_z, I_z \pm 1 & \\ S_z, I_z \rightarrow S_z \pm 1, I_z & \end{aligned} \quad \begin{aligned} \Delta M = 0, \Delta m = \pm 1 \\ \Delta M = \pm 1, \Delta m = 0 \end{aligned} \quad (3.6)$$

Das thermische Gleichgewicht des Spinsystems stellt sich durch Relaxationsprozesse ein. Die möglichen Wechselwirkungen bei tiefen Temperaturen und hohen Magnetfeldern für das betrachtete Zweispinsystem mit Elektron-Proton Kopplung sind:

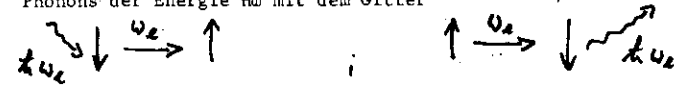


Fig(I.3.1) Termschema des Elektron-Proton Systems



Fig(I.3.2) Relaxationsübergänge und relative Besetzungszahlen

1) Umkehrung der Elektronenspinrichtung durch Emission bzw. Absorption eines Phonons der Energie $\hbar\omega$ mit dem Gitter



Durch die Pfeilrichtungen werden die Zustände $S_z = \pm 1/2$ symbolisiert. Bei tiefen Temperaturen dominiert der "direkte Prozeß" (15), der den Energieaustausch des Kristall-(Gitter-)Feldes und der Spin-Bahn-Kopplung des ungepaarten Elektrons der paramagnetischen Zentren beschreibt. Er bestimmt die Relaxationszeit T_{1e} der Elektronen. Die Übergangswahrscheinlichkeit w_e hat die Größenordnung

$$w_e = T_{1e}^{-1} \sim 10^3 \text{ sec}^{-1} \quad (3.7)$$

d.h. T_{1e} liegt im Bereich von Millisekunden. Die Temperaturabhängigkeit und Magnetfeldabhängigkeit für den "direkten Prozeß" ist durch

$$T_{1e}^{-1} \sim H^5 \cdot \coth\left(\frac{\hbar\omega_e}{2KT}\right) \quad (3.8)$$

gegeben.

Der entsprechende Prozeß für Protonen ist wegen $l = 0$ nicht möglich, d.h.

$$w_p = 0.$$

2) Umkehrung der Orientierung zweier benachbarter Elektron- oder Protonspins durch Dipol-Dipol-Wechselwirkung

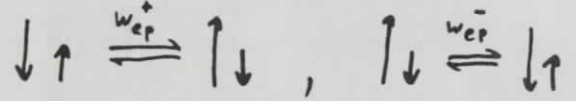


(kurze Pfeile repräsentieren die Spinrichtungen $I_z = \pm 1/2$ der Protonen). Sie werden als "cross relaxation"-Übergänge bezeichnet (16). Wegen Drehimpuls- und Energieerhaltung ergeben sich hohe Übergangswahrscheinlichkeiten der Größenordnung $w_{cr} = 10^4 \text{ sec}^{-1}$. Ist die räumliche Verteilung der Spin-zustände innerhalb eines Spinsystems inhomogen, so führen die "cross relaxation" Übergänge innerhalb kurzer Zeit zu einer Gleichverteilung. Dieser Ausbreitungsmechanismus wird als "Spin-Diffusion" bezeichnet.

Außer diesen wegen Drehimpulserhaltung "erlaubten Übergängen" sind die weiteren

"verbotenen Übergänge" wichtig, die erst durch die Dipol-Dipol Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton von null verschiedene Übergangswahrscheinlichkeiten ergeben:

3) Gekoppelte Elektronspin-Protonspin Übergänge nach (3.5)



Sie bestimmen in einem Zweispinsystem, wie es hier betrachtet wird, die Relaxationszeit der Protonen. Die Theorie (17) ergibt

$$w_{ep}^+ = w_{ep}^- = T_{1p}^{-1} \approx \epsilon^2 w_e \quad (3.10)$$

T_{1e} und T_{1p} sind also über die Konstante $\epsilon^2 = 10^{-4}$ (Gl.3.4) gekoppelt

4) Verbotene "cross-relaxation" Übergänge (17), bei denen zwei Elektronenspins ihre Orientierung umkehren, verbunden mit dem Umlappen eines Protonenspins



Die entsprechende Protonrelaxationszeit liegt in der Größenordnung von w_{ep} . Der genaue Wert hängt von der Dichte der Elektronen, d.h. von der Stärke der Elektron-Dipol-Dipol-Wechselwirkung ab.

Durch die Relaxationsmechanismen 1) bis 4) wird das thermische Gleichgewicht des Zweispinsystems aufgebaut. Aus den angegebenen Daten ergibt sich die für das Prinzip der dynamischen Polarisation wichtige Beziehung

$$T_{1p} = (w_{ep}^{\pm})^{-1} \gg T_{1e} = w_e^{-1} \quad (3.11)$$

Im Endzustand sind die Besetzungszahlen durch Boltzmannstatistik bestimmt. Normiert man sowohl für Elektronen als auch für Protonen auf 1 im tiefsten Zustand, so erhält man die Besetzungszahlen der Fig. 1.3.2. Zusätzlich eingezeichnet sind diejenigen Relaxationsübergänge, die zu einer Änderung der Besetzungszahlen führen. Die Polarisation von Elektronen und Protonen entspricht den Werten der nicht gekoppelten Systeme:

$$P_p = \frac{(N_a + N_c) - (N_b + N_d)}{\Sigma \dots} = \tanh \frac{g_p \beta_p \cdot H}{2kT}$$

$$P_e = \frac{(N_c + N_d) - (N_a + N_b)}{\Sigma \dots} = \tanh \frac{g_e \beta_e \cdot H}{2kT} \quad (3.12)$$

3.2 Polarisation durch Mikrowellen

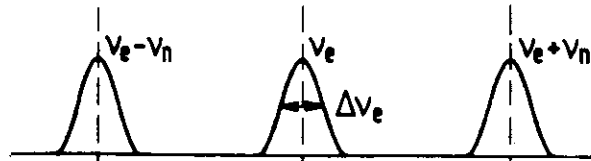
Die Veränderung der Besetzungszahlen des thermischen Gleichgewichts in Richtung höherer Polarisation durch Induktion von Übergängen innerhalb des Zweispinsystems mit Hilfe eines magnetischen Wechselfeldes $H(\omega)$ wird als dynamische Polarisation bezeichnet. Da ω im Bereich der Larmorfrequenz des Elektrons liegt, d.h. 70 GHz bei 2.5 T, wird für dieses Feld im folgenden die Bezeichnung "Mikrowellen" oder "HF" benutzt. Eine entscheidende Größe für den Mechanismus der dynamischen Polarisation und dessen Deutung in theoretischen Modellen ist die Breite der Verteilungsfunktion $f(\omega)$ des Elektronenresonanzeffektes. Bezeichnet man mit $\omega_e = \Delta \pm \omega_p$, $\omega_e \pm \omega_p = (\Delta \pm \sigma) \cdot \lambda^{-1}$ und $\omega_p = \sigma \lambda^{-1}$ (s. Termschema Fig. 1.3.1) die Resonanzfrequenzen des Spinsystems, die durch Mikrowellen induziert werden können, so sind zwei Fälle zu unterscheiden (Fig. 1.3.3):

- 1) Die Halbwertsbreite $\Delta \omega_e$ der Elektronenresonanz (ESR) ist sehr schmal gegen ω_p .
- 2) $\Delta \omega_e \approx \omega_p$

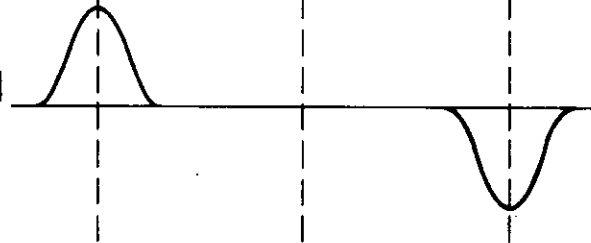
Für den ersten Fall erfolgt die dynamische Polarisation durch Saturierung der Übergänge $\omega = \omega_e \pm \omega_p$. Der erzielbare Polarisationsgrad dieses "solid-state Effektes" (18) läßt sich durch einfache Ratengleichungen der induzierten Übergänge, verknüpft mit den beteiligten Relaxationsübergängen, ableiten. Im zweiten Fall erhält man maximale dynamische Polarisation durch Einstrahlen von Mikrowellen, deren Frequenz innerhalb der Verteilungsfunktion nahe der Resonanzfrequenz liegt. Unter speziellen Annahmen über die physikalische Ursache der Verbreiterung und über den Verlauf von $f(\omega)$ können auch in diesem Fall Voraussagen über den erreichbaren Polarisationsgrad gemacht werden. Beispiele sind der "differential cross effect" (19) und der "cross effect" (20). Eine wesentlich allgemeiner gültige Darstellung erhält man im Rahmen der Spintemperaturtheorie (21,22), die auch den Solid-State-Effekt einschließt.

$$\Delta v_e \ll v_n$$

HFS der ESR
[Übergangswahrscheinlichkeit]

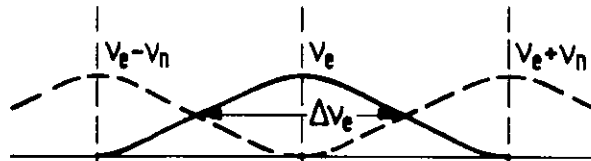


NMR
[Polarisationsgrad]



$$\Delta v_e \gtrsim v_n$$

HFS der ESR
[Übergangswahrscheinlichkeit]



NMR
[Polarisationsgrad]

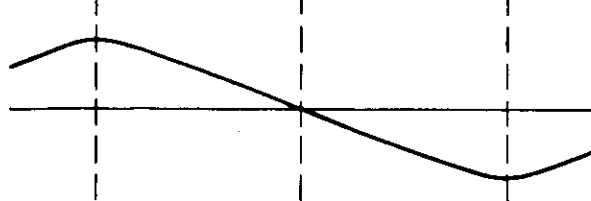


Fig. 1.33.

3.2.1 Solid-State Effekt

Werden in dem betrachteten Elektron-Proton-Zweispinsystem, dessen Elektronen praktisch vollständig polarisiert ($>99\%$) und dessen Protonen praktisch unpolarisiert ($<1\%$) sind, durch Mikrowellen die "verbotenen Übergänge"

$$\begin{aligned} \omega^+ &= \omega_e + \omega_p \\ \omega^- &= \omega_e - \omega_p \end{aligned} \quad (3.13)$$

oder

mit der Übergangswahrscheinlichkeit $W^+ = W^-$ induziert, so stellt sich je nach eingestellter Frequenz ein Gleichgewichtszustand ein, der nach den vorhergehenden Ausführungen durch

$$\begin{aligned} W^+, W_e &\gg W_{ep}^+ \\ W^-, W_e &\gg W_{ep}^- \end{aligned} \quad (3.14)$$

bzw.

gegeben ist (Fig. I.3.4). Die Temperatur T wird als konstant innerhalb des Targetvolumens angenommen. Der erreichbare Polarisationsgrad der Protonen kann auf folgende Weise bestimmt werden - wobei zur besseren Übersicht $w_{ep} \ll w_e$ vernachlässigt wird -:

N_1, N_2 seien die Besetzungszahlen der Elektronen, n_1, n_2 die der Protonen. Die Übergangswahrscheinlichkeit w_e muß, da sie zur Boltzmannbesetzung der Energieniveaus führt, nach Gl. (1.8)

$$\frac{w_e (S_z = +\frac{1}{2} \rightarrow S_z = -\frac{1}{2})}{w_e (S_z = -\frac{1}{2} \rightarrow S_z = +\frac{1}{2})} = e^{+\Delta/kT}$$

für die beiden Übergangsrichtungen gewichtet werden, d.h.

$$\begin{aligned} W_e^{+-} &= W_{e0} e^{+\Delta/2kT} \\ W_e^{-+} &= W_{e0} e^{-\Delta/2kT} \end{aligned} \quad (3.15)$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit W hat nach Gl. (2.2) für beide Richtungen denselben Wert. Die Anzahl der induzierten Übergänge zwischen den Energieniveaus der Fig. 3.4 ist proportional der Anzahl von Elektronen und Protonen im betreffenden Niveau multipliziert mit der zugehörigen Übergangswahrscheinlichkeit.

Dann gelten, z.B. bei der Frequenz ω^- , die Ratengleichungen

$$\left. \begin{aligned} \frac{dM_1}{dt} &= -\frac{dM_2}{dt} = M_2 N_1 W - M_1 N_2 W \\ \frac{dN_1}{dt} &= -\frac{dN_2}{dt} = M_1 N_2 W - M_2 N_1 W \end{aligned} \right\} \text{Mikrowellen} \quad (3.16)$$

$$\left. \begin{aligned} &+ M_1 N_2 W_{e0} e^{-\Delta/2} + M_1 N_1 W_{e0} e^{-\Delta/2} \\ &- M_2 N_1 W_{e0} e^{+\Delta/2} - M_2 N_2 W_{e0} e^{+\Delta/2} \end{aligned} \right\} \text{Relaxation} \quad (3.16)$$

Hieraus folgt

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{+\Delta/2kT} \quad (3.17)$$

und

$$\frac{M_2}{M_1} = e^{+\Delta/2kT} \quad (3.18)$$

(3.17) besagt, daß auch unter Einwirkung der Mikrowellen die Elektronen den Polarisationswert des thermischen Gleichgewichts behalten. Aus (3.18) folgt, daß man unter Vernachlässigung der Protonenrelaxation w_{ep} für die Protonen den Polarisationswert der Elektronen erhält:

$$P_p = \frac{M_2 - M_1}{M_2 + M_1} = \tanh \frac{\Delta}{2kT} = +P_e \quad (3.19)$$

Analog ergibt sich bei der Frequenz $\omega^+ = \omega_e + \omega_p$ eine negative Polarisation

$$P_p = -\tanh \frac{\Delta}{2kT} = -P_e \quad (3.20)$$

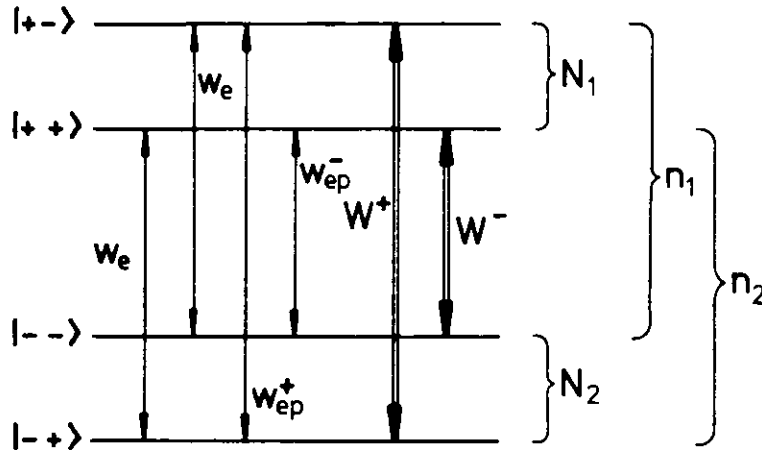


Fig. I. 3.4.

Unter Berücksichtigung der Protonenrelaxation w_{ep} , die zu einer Verminderung des erreichbaren Polarisationsgrades führt, bekommt man nach demselben Schema die etwas modifizierten Gleichungen

$$P_p = \pm P_e \frac{W}{W + w_{ep}} \quad (3.21)$$

Um maximale Polarisation zu erhalten, muß die Amplitude des Mikrowellenfeldes also so groß gewählt werden, daß $W \ll H(\omega)^2 \gg w_{ep}$ ist (Saturierung des Übergangs): Eine obere Grenze ist dadurch gegeben, daß die Mikrowellenenergie nicht zu einer Erhöhung der Temperatur des Targets führen darf.

Die Ergebnisse (3.19) bzw. (3.20) sind auch anschaulich gut verständlich: Wegen $P_e \approx 100\%$ befinden sich die Elektronen im Grundzustand $S_z = -1/2$. Mit jedem HF-induzierten Übergang wird ein Elektronspin und Protonspin umgeklappt. Das Proton behält wegen seiner großen Relaxationszeit seine Orientierung, während das Elektron wegen der kurzen Relaxationszeit in den Grundzustand zurückkehrt und ein weiteres Proton umklappen kann. Auf diese Weise wird in der Umgebung des Elektrons eine hohe Protonenpolarisation erzeugt. Da die Stärke der Dipol-Dipol Wechselwirkung mit r^{-3} abnimmt - die Übergangswahrscheinlichkeit mit r^{-6} - können weiter entfernte Protonen durch diesen Mechanismus nicht erfaßt werden. Die Spindiffusion (3.9) bewirkt jedoch eine Ausbreitung der polarisierten Protonen über das Targetvolumen, wobei nicht polarisierte in die Wechselwirkungszone der Elektronen diffundieren und ebenfalls polarisiert werden können. Die maximale Polarisation ist natürlich durch die Energiedifferenz der Energieniveaus gegeben, d.h. $P_{pmax} = P_e$.

Allgemein erhält man für Nukleonen beim idealen Solid-State-Effekt den maximal erreichbaren Polarisationsgrad, indem wie beim Proton (Gl.3.19) im Ausdruck für die Polarisation der Zeemanenergieabstand des Nukleons durch den des Elektrons ersetzt wird. Die dynamische Polarisation von Deuteronen beträgt also bei HF-induzierten Übergängen z.B. (s. Gl.1.7)

$$P_d = \frac{4P_e}{3 + P_e^2} \quad (3.22)$$

3.2.2. Donkey-Effekt

Im Gegensatz zu einem isolierten Elektron- oder Elektron-Proton-Spinsystem führt die Vielzahl benachbarter Systeme in einer Flüssigkeit oder in einem Festkörper zu einer Verbreiterung der ESR-Linie vor allem infolge der Spin-Spin-Wechselwirkung der Elektronen. Die Stärke dieser Wechselwirkung und die Elektronendichte, im vorliegenden Falle die Dichte der paramagnetischen Zentren, kann zu einer ESR-Linienbreite $\nu_n \pm \Delta\nu_e$ führen, die die Larmorfrequenz des Nukleonsystems $\nu_e \pm \nu_n$ erreicht - wie in Fig.1.3.3. im unteren Teil dargestellt - oder sogar noch übertrifft. In diesem Fall führt die Beschreibung des Polarisationsmechanismus' nach dem Solid-State-Effekt zum falschen Ergebnis: In Fig.1.3.5. ist der jeweilige Polarisationsgrad von Butanol (C_4H_9OH) und deuteriertem Butanol (C_4D_9OD) in der Abhängigkeit von der eingestrahlten Mikrowellenfrequenz (bei $B = 2.5 T$) gezeigt. Für beide Substanzen liegen die Polarisationsmaxima bei der gleichen Frequenz, obwohl die Larmorfrequenzen von Proton und Deuteron sich um einen Faktor $\mu_p/\mu_d \approx 6.5$ unterscheiden. Eine in diesem Fall geeignete Beschreibungsweise liegt in der Einführung von Spintemperaturen zur Charakterisierung eines Zeeman-Wechselwirkungs-Reservoirs (T_{Ze}) und eines Spin-Spin-Wechselwirkungs-Reservoirs (T_{ss}) für das Elektron sowie eines Zeeman-Wechselwirkungs-Reservoirs (T_{zn}) für das Nukleon. In thermischen Gleichgewicht sind diese Temperaturen gleich und identisch mit der Kühlmitteltemperatur des Kryostaten T . Die Einstrahlung einer Mikrowellenfrequenz $\nu_e \pm \Delta$ ($\Delta < \text{oder} > \Delta\nu_e$) führt neben dem Spin-Unklapp-Prozess zu einer Wärmezufuhr oder -abfuhr aus dem Spin-Spin-Energie-Reservoir, je nachdem die HF-Energie größer oder kleiner als die jeweilige Zeeman-Energie des Elektrons war, verbunden mit einer entsprechenden Änderung der Spin-Temperatur T_{ss} . Genau aus diesem Energiereservoir kann die Energie für eine zusätzliche Orientierungsänderung des Nukleonspins entnommen werden, so daß nach Erreichen eines stabilen Zustandes die Besetzungsdichten der Nukleonspins durch die Elektronen-Spin-Temperatur T_{ss} bestimmt wird und nicht durch die Kryostattemperatur.

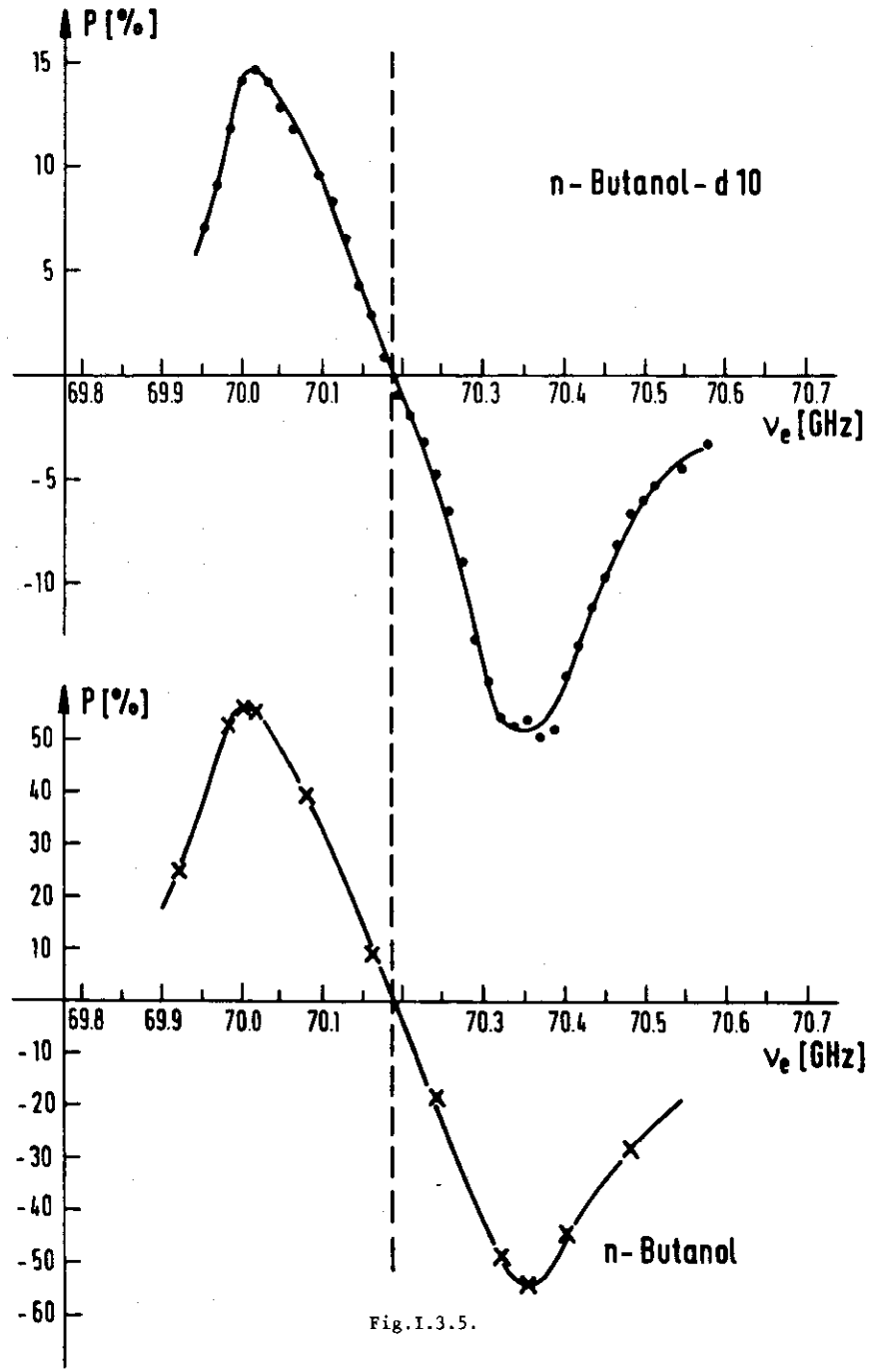


Fig. I.3.5.

Es ist das Wesentliche dieses sog. "Dorkey"-Effektes (dynamic orientation of nucleons by cooling of electron spin-spin-interactions), daß Nucleonen mit unterschiedlichen magnetischen Momenten bei derselben Frequenz optimal polarisiert werden können, unabhängig also von der jeweiligen Larmorfrequenz. Ausführlicher wird auf den Dorkey-Effekt und die Spin-Temperatur-Beziehung eingegangen in (4, 19 und 21).

4. Polarisationsmessung

Der erreichbare Polarisationsgrad bei dynamischer Polarisation

$$P(\text{DYN}) = E \times P(\text{TE}) \quad \text{TE} = \text{thermal equilibrium} \quad (4.1)$$

E = "Enhancement"-Faktor

kann in Modellen nur größenordnungsmäßig berechnet werden (21). Er wird infolgedessen experimentell mit einer Kernresonanzapparatur (NMR) gemessen. Man induziert durch ein schwaches magnetisches Wechsel-
feld mit der Larmorfrequenz des Nukleons Spinflips $\Delta S_z = 0, \Delta I = \pm 1$
zwischen den Energiezuständen E_a/E_b bzw. E_c/E_d (Fig. I.3.1). Das Feld
kann durch eine senkrecht zu H_0 um das Targetmaterial gewickelte
Spule erzeugt werden, die von einem HF-Oszillator gespeist wird.
Bei 2,5 T betragen die Resonanzfrequenzen von Proton und Deuteron

$$\omega_p \sim 106 \text{ MHz}$$

$$\omega_d \sim 16 \text{ MHz}$$

Dann ist die mit den induzierten Spinflips verbundene Energieabsorption
der Polarisation proportional. Am Beispiel des Protons sei der Zusam-
menhang zwischen der Polarisation des Targetmaterials und der Energie-
absorption dargestellt:

Sind $N(M, +1/2)$ und $N(M, -1/2)$ die Besetzungszahlen der Energieniveaus,
so wird dem Wechselfeld $H = 2H_{10} \cos \omega_p t$ nach (2.2) pro Zeiteinheit die
Energie

$$\dot{E}(\omega) = k \omega [N(M, +\frac{1}{2}) - N(M, -\frac{1}{2})] \quad (4.2)$$

entzogen. Mit (2.8)

$$M_{OH} = M_0 / (1 + 2WT)$$

ergibt sich damit

$$\dot{E}(\omega) = k \omega M_0 \frac{W}{1 + 2WT_1} \quad (4.3)$$

Um die zu messende Besetzungszahldifferenz n_0 durch den Meßvorgang
vernachlässigbar zu verändern ($n_{OH} \approx n_0$), muß $H_{10}(t)$ wegen (2.2)

$$W = \frac{E}{2} g_p^2 \beta_n^2 k^{-2} H_0^2(t) f(\omega) \quad (4.4)$$

abhängig von T_{1p} so gewählt werden, daß der Saturierungsfaktor
 $1 + 2WT_{1p}$ zu vernachlässigen ist. Für den Zusammenhang zwischen
Polarisation und Energieabsorption erhält man unter dieser Bedingung
mit (1.5)

$$P = n/N$$

(N Gesamtzahl der Spins) den Ausdruck

$$\dot{E}(\omega) = \frac{E}{2} g_p^2 \beta_n^2 k^{-2} H_0^2 N \omega f(\omega) P \quad (4.5)$$

Integration über die Linienbreite des Resonanzeffekts liefert die
Gesamtenergieabsorption

$$\dot{E} = \frac{E}{2} g_p^2 \beta_n^2 k^{-2} H_0^2 \omega_p N P = C P \quad (4.6)$$

ω wurde als Konstante vor das Integral gezogen, da die Linienbreite
sehr schmal gegen die Resonanzfrequenz ist. Bei 2,5 T beträgt die
Halbwertsbreite $\Delta \omega \sim 10^{-3} \omega_p$. Die Verteilungsfunktion $f(\omega)$ war durch
 $\int_{-\infty}^{\infty} f(\omega) d\omega = 1$ definiert.

Die Polarisation ist also der Energieabsorption proportional.

Wird elektronisch ein Signal

$$S \propto E = KP \quad (4.7)$$

gemessen, so ist $P(\text{DYN})$ bestimmt. Denn die Proportionalitätskonstante K
läßt sich aus der Signalgröße bei bekannter Polarisation $P(\text{TE})$ des
thermischen Gleichgewichts bestimmen:

$$K = S(\text{TE})/P(\text{TE}) \quad (4.8)$$

Mit dieser Eichung wird aus (4.1)

$$P(\text{DYN}) = \frac{S(\text{DYN})}{S(\text{TE})} * P(\text{TE}) \quad (4.9)$$

Der Enhancementfaktor E und damit die Polarisation P(DYN) ist durch das Verhältnis der NMR-Signale bei dynamischer und statischer Polarisation gegeben.

4.1 HF-Suszeptibilität

Um eine meßbare Größe $S = E$ zu gewinnen, ist es zweckmäßig, die quantenmechanisch berechnete Energieabsorption makroskopisch auszudrücken. Da sie unter Einwirkung eines magnetischen Feldes auftritt, gilt nach den Gesetzen der Elektrodynamik die Beziehung

$$\dot{E}(\omega) = \frac{1}{T} \int_0^T M(\omega) \frac{dH(\omega)}{dt} dt \quad (4.10)$$

Hieraus folgt, daß die frequenzabhängige Energieabsorption klassisch durch eine Magnetisierung $M(\omega)$ beschrieben werden kann.

Bei Einstrahlung eines schwachen Feldes $2H_0 \cos \omega t$, wie es bei der Polarisationsmessung zur Vermeidung von Sättigungseffekten angewendet wird, kann die Magnetisierung proportional zum Feld angesetzt werden, d.h.

$$M_x(\omega) = \chi^* 2H_0 \cos(\omega t + \varphi) \quad (4.11)$$

Man erhält damit eine zum statischen Fall $M = \chi_0 H$ (I.1.12) analoge Beziehung. Die Phasenverschiebung muß eingeführt werden, um nach (4.10) eine Energieabsorption ungleich null zu erhalten. Damit ergibt sich

$$M_x(\omega) = \chi^* 2H_0 (\cos \omega t \cos \varphi + \sin \omega t \sin \varphi)$$

oder mit der Definition

$$\begin{aligned} \chi'(\omega) &= \chi^* \cos \varphi \\ \chi''(\omega) &= \chi^* \sin \varphi \\ \eta_x(\omega) &= 2H_0 [\chi'(\omega) \cos \omega t + \chi''(\omega) \sin \omega t] \quad (4.12) \end{aligned}$$

Die Beziehung (4.12) wird im allgemeinen in komplexer Schreibweise dargestellt. Mit

$$\begin{aligned} H_x(\omega) &= \text{Re}(2H_0 e^{j\omega t}) \\ \chi(\omega) &= \chi'(\omega) - j\chi''(\omega) \end{aligned}$$

(4.13)

$$M_x(\omega) = \text{Re}(2H_0 \chi(\omega) e^{j\omega t})$$

folgt

$$M_x(\omega) = 2H_0 [\chi' \cos \omega t + \chi'' \sin \omega t]$$

$\chi(\omega)$ wird als komplexe bzw. HF-Suszeptibilität bezeichnet, da sie die durch das magnetische Wechselfeld induzierte Magnetisierung beschreibt. Die Energieabsorption, ausgedrückt durch $\chi''(\omega)$, erhält man mit Hilfe der Gleichungen (4.10) und (4.14):

$$\dot{E}(\omega) = 2H_0^2 \chi''(\omega) \omega \quad (4.14)$$

Man nennt $\chi''(\omega)$ daher den absorptiven Teil der HF-Suszeptibilität. Seine Frequenzabhängigkeit folgt aus Gleichsetzen von (4.14) mit (4.5):

$$\chi''(\omega) = \frac{\pi}{4} g^2 \rho_n^2 k^{-4} N P f(\omega) \quad (4.15)$$

Wie man sieht, hat $\chi''(\omega) \propto P$ die Frequenzabhängigkeit der Übergangswahrscheinlichkeit W . Die entsprechende Abhängigkeit des "dispersiven Teils" $\chi'(\omega)$ erhält man aus den sogenannten Kramers-Kronig-Relationen. Sie verknüpfen aus allgemeinen theoretischen Überlegungen für lineare Systeme Real- und Imaginärteil einer Wirkung (in diesem Fall die Magnetisierung) mit einer harmonischen Erregung (hier magnetisches Wechselfeld). Eine geeignete Darstellung der Relationen ist:

$$\begin{aligned} \chi'(\nu) &= \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{\nu' \chi''(\nu') d\nu'}{(\nu')^2 - \nu^2} \\ \chi''(\nu) &= -\frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{\chi'(\nu') d\nu'}{(\nu')^2 - \nu^2} \quad (4.16) \end{aligned}$$

Ein Vergleich von $\chi''(\omega)$ mit der statischen Suszeptibilität χ_0 (I.1.12) zeigt den Vorteil hochfrequenter Meßverfahren.

$$\chi_0 = \dots \quad (1.12)$$

$$\chi''(\omega) = \dots \quad (4.15)$$

d.h.
$$\chi''(\omega) = \frac{\pi}{2} \chi_0 \omega f(\omega) \quad (4.17)$$

$f(\omega)$ ist nach (I.25) eine auf 1 normierte Verteilungsfunktion. Man kann daher als grobe Näherung

$$\Delta \cdot f(\omega)_{\max} \sim 1$$

setzen, wobei Δ die Halbwertsbreite der Funktion bezeichnet. Hieraus folgt für $\chi''(\omega)$ an der Resonanzstelle ω_0

$$\chi''(\omega_0) = \frac{\pi}{2} \chi_0 \frac{\omega_0}{\Delta} \quad (4.18)$$

Da Resonanzeffekte sehr schmal sein können, d.h. $\Delta \ll \omega_0$, ist $\chi''(\omega_0)$ im allgemeinen um einige Größenordnungen größer als χ_0 .

$\chi(\omega)$ führt zu einer Induktivitätsänderung der Spule, die das Wechselfeld H_x erzeugt. Mit den Definitionsgleichungen

$$L = \frac{BF}{I} \quad (4.19)$$

$$B = H + 4\pi M$$

(F Fläche der Spule, I Spulenstrom, B Induktion) folgt aus den Gleichungen (4.13)

$$L = \left[2N_0 \cdot e^{j\omega t} + 4\pi \chi(\omega) 2N_0 \cdot e^{j\omega t} \right] F / I_0 e^{j\omega t} \quad (4.20)$$

Wird die Induktivität außerhalb des Resonanzeffekts ($\chi \approx 0$) mit

$$L_0 = \frac{2N_0 F}{I_0}$$

bezeichnet, so kann (4.20) in der Form

$$L = L_0 [1 + 4\pi \chi(\omega)] \quad (4.21)$$

geschrieben werden. Aufgabe der Kernresonanzapparatur muß also sein, über die Induktivitätsänderung der Spule ein $\chi''(\omega)$ proportionales Signal zu messen.

4.2 Signalform

In der zeitabhängigen Störungsrechnung erster Ordnung ist die Frequenzabhängigkeit der Energieabsorption und damit die Form des Resonanzsignals durch die Verteilungsfunktion $f(\omega)$ (I.2.2) gegeben. Sie wurde eingeführt als Verteilung der Resonanzfrequenzen der einzelnen Spins um die Mittelfrequenz ω_0 , hervorgerufen durch Inhomogenitäten des Magnetfeldes und Wechselwirkungen der Spins mit dem Gitter. "Gitter" soll als Kurzbezeichnung für die Umgebung der betrachteten Spins verstanden werden. Sie umfaßt benachbarte Kernmomente sowie elektronische Momente paramagnetischer Zentren des Targets. Durch thermische Bewegung des Gitters entstehen fluktuierende magnetische und elektrische Felder am Ort des Spins, die zu Umklappprozessen führen. Um eine Aussage über die Form des Signals machen zu können, müssen die Übergangswahrscheinlichkeiten der möglichen Wechselwirkungen quantenmechanisch berechnet werden.

Ein von Bloch (23) angegebener Ansatz, ohne genaue Kenntnis der einzelnen Wechselwirkungen zu expliziten Aussagen über die Signalform zu kommen, führt zu den Blochschen Gleichungen. Sie gehen von experimentell gefundenen Tatsachen sowie einigen plausiblen Annahmen aus und haben sich zumindest für Gase und Flüssigkeiten glänzend bewährt:

- 1) Im thermischen Gleichgewicht wird in Richtung des angelegten Feldes H_{oz} die Magnetisierung $M_z = \chi_0 H_{oz}$ (I.1.12) gemessen. Der Aufbau dieser

Magnetisierung (bzw. Polarisation) erfolgt, wie in Abschnitt 1. Gl. 1.9 abgeleitet, exponentiell und kann durch die longitudinale Relaxationszeit T_1 beschrieben werden. Es gilt also

$$\dot{M}_z = -\frac{1}{T_1} (M_0 - M_z) \quad (4.21)$$

2) Im thermischen Gleichgewicht werden keine Magnetisierungen M_x und M_y senkrecht zur Magnetfeldrichtung gemessen. Bringt man also ein anfänglich in x- oder y-Richtung polarisiertes Target plötzlich in ein Feld H_{0z} , so gibt es Prozesse, die zum Abbau der transversalen Magnetisierungskomponenten führen. Die Annahme ist, daß diese Komponenten exponentiell mit der transversalen Relaxationskonstante T_2 verschwinden. D.h.

$$\dot{M}_x = -\frac{M_x}{T_2}, \quad \dot{M}_y = -\frac{M_y}{T_2} \quad (4.22)$$

Es ist plausibel, zwei verschiedene Zeitkonstanten einzuführen, denn mit T_1 werden Veränderungen der Besetzungszahlen in Feldrichtung beschrieben, d.h. Prozesse, die nach $E = \langle \mu \cdot H \rangle$ mit einer Änderung der Energiedichte des Targetsystems verbunden sind. T_2

beschreibt Prozesse senkrecht zur Feldrichtung ($\Delta E = 0$), die, wenn man an die Präzessionsbewegung der einzelnen Spins um die Feldrichtung denkt, zu einer statistischen Gleichverteilung der einzelnen M_x bzw. M_y -Komponenten der Spins führen. Bei Gleichverteilung können daher keine makroskopischen Komponenten M_x , M_y gemessen werden.

3) Die Bewegungsgleichung freier Spins mit Spin I und magnetischen Moment $\mu = \gamma I$ ist für beliebige Magnetfelder durch

$$\hbar \frac{dI}{dt} = I \times H(t)$$

bzw.
$$\frac{dH}{dt} = \gamma H \times H(t) \quad (4.23)$$

gegeben. Aus dieser Gleichung ergibt sich für konstantes Magnet-

feld H_0 bekanntlich eine Präzessionsbewegung der Spins um die Richtung von H_0 mit der Larmourfrequenz $\omega_0 = \gamma H_0 = g\beta\hbar^{-1} H_0$

4) Es wird die Annahme gemacht, daß sich die Relaxationsprozesse (4.21) und (4.22) und die Bewegungsgleichung (4.23) überlagern.

Punkt 1) bis 4) führen zur phänomenologischen Blochgleichung

$$\dot{H} = -\gamma H(t) \times H - \frac{1}{T_2} (M_x e_x + M_y e_y) + \frac{1}{T_1} (M_0 e_z - M_z e_z) \quad (4.25)$$

für $H(t) = H_{0z} + h(t)$ in einem Koordinatensystem, dessen Einheitsvektoren mit e_x, e_y, e_z bezeichnet werden.

Um Aussagen über die Signalform zu erhalten, muß diese Gleichung für den Fall der Kernresonanzanordnung gelöst werden, d.h. für

$$H(t) = H_{0z} e_z + 2H_1 \cos \omega t e_x \quad (4.25)$$

Hierfür ist es zweckmäßig, das Wechselfeld wie in Abschnitt 1.2 in zwei rotierende Komponenten konstanter Amplitude zu zerlegen. Transformiert man die Blochsche Gleichung in ein mit der Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega}$ um die x-Achse rotierendes Koordinatensystem (e'_x, e'_y, e_z) mit

$$\vec{\omega}' / \omega = \vec{\omega}_0 / \omega \omega'$$

dessen x'-Achse in die Richtung von H_{10} weist, so erhält man für den Fall des langsamen Durchgangs durch die Resonanzfrequenz die Lösungen (24)

$$\begin{aligned} M_x' &= \frac{2\omega\gamma H_{10} T_2^2}{1 + (2\omega T_2)^2 + \gamma^2 H_{10}^2 T_1 T_2} M_0 \\ M_y' &= \frac{\gamma H_{10} T_2}{1 + (2\omega T_2)^2 + \gamma^2 H_{10}^2 T_1 T_2} M_0 \\ M_z' &= \frac{1 + (2\omega T_2)^2}{1 + (2\omega T_2)^2 + \gamma^2 H_{10}^2 T_1 T_2} M_0 \end{aligned} \quad (4.26)$$

wobei $\omega_0 = \gamma H_0$ und $\Delta\omega = \omega - \omega_0$.

Für die x-Komponente der Magnetisierung im Laborsystem ergibt sich damit

$$M_x = M_x' \cos \omega t - M_y' \sin \omega t$$

Der Vergleich mit (4.12)

$$M_x = 2H_0 [\chi'(\omega) \cos \omega t + \chi''(\omega) \sin \omega t]$$

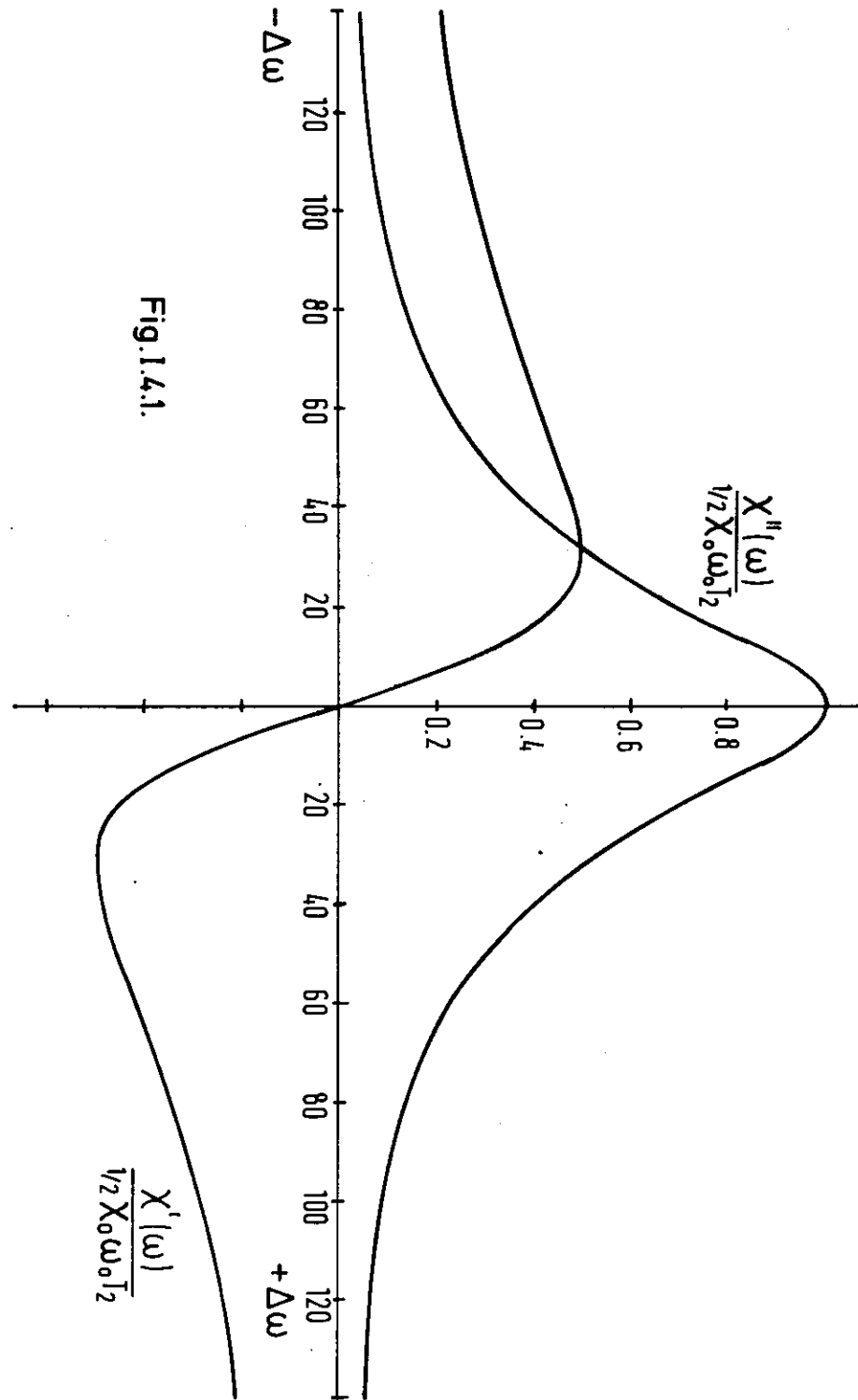
führt zu einer expliziten Darstellung der HF-Suszeptibilität in Abhängigkeit von der Frequenz:

$$\chi'(\omega) = \frac{M_x'}{2H_0} = \frac{1}{2} \chi_0 \omega_0 \frac{\Delta\omega T_2^2}{1 + (\Delta\omega T_2)^2 + \gamma^2 H_0^2 T_1 T_2}$$

$$\chi''(\omega) = \frac{M_y'}{2H_0} = \frac{1}{2} \chi_0 \omega_0 \frac{T_2}{1 + (\Delta\omega T_2)^2 + \gamma^2 H_0^2 T_1 T_2}$$

(Fig. I.4.1). In diesen Gleichungen wurde M_0 durch $\chi_0 H_0 = \chi_0 \omega_0 / \gamma$ ersetzt.

Das Absorptionssignal hat, bedingt durch den exponentiellen Ansatz für die Relaxationsprozesse, die Form einer Lorentzkurve. In Festkörpern werden Signale gemessen, die abweichend von diesen einfachen Annahmen, besser durch eine Gaussverteilung bzw. Überlagerung mehrerer Verteilungen wiedergegeben werden können.



Deuteronsignal

Deuterontargets haben wegen der Quadrupolwechselwirkung eine wesentlich kompliziertere Signalform. Nach (I.1.2) gilt

$$E(m) = -g_d(\beta_n H m + D(3m^2 - 1)(3\cos^2\theta - 1))$$

Hieraus ergeben sich mit der Auswahlregel $\Delta m = 1$ die zwei vom Winkel θ abhängigen Energiedifferenzen

$$\delta E(\theta) = \Delta E \pm 3D(3\cos^2\theta - 1) \quad (4.28)$$

mit

$$\Delta E = \hbar \omega_0 = g_d \beta_n H$$

für die Übergänge $m = -1 \rightarrow m=0$ und $m = 0 \rightarrow m = +1$.

Aus dieser Formel bzw. aus dem Termschema Fig. (I.1.1) ist ersichtlich, daß Übergänge im Energiebereich $\delta E = \Delta E \pm 6D$ möglich sind, so daß die Resonanzfrequenzen des Spinsystems im Frequenzintervall

$$\omega(\theta) = \omega_0 \pm 6D/\hbar \quad (4.29)$$

liegen. Getrennt nach Übergängen erhält man für den möglichen Variationsbereich $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$ des Winkels θ die Frequenzintervalle

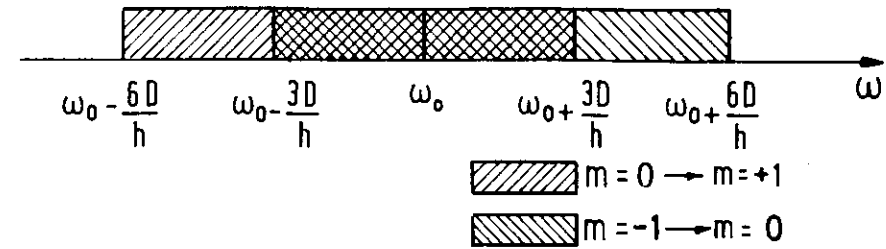


Fig. (I. 4.2) Resonanzbereich des Deuterons

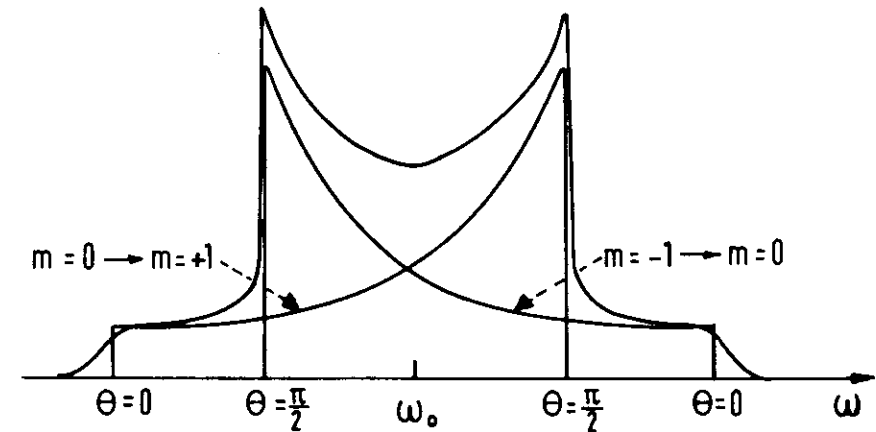


Fig (I.4.3) Resonanzsignal des Deuterontargets

$$\omega_0 - 3D/k \leq \omega(\theta) \leq \omega_0 + 6D/k \quad (m = -1 \rightarrow m = 0) \quad (4.30)$$

$$\omega_0 + 3D/k \geq \omega(\theta) \geq \omega_0 - 6D/k \quad (m = 0 \rightarrow m = +1)$$

(Fig. I.4.2), wobei θ von $\pi/2$ auf der linken Seite nach rechts auf null abnimmt.

Die Signalform eines Übergangs erhält man durch die folgende Überlegung:

1) Im verwendeten festen Targetmaterial d-Butanol stimmt die Feldgradientenachse mit der Bindungsrichtung C-D im Butanolmolekül überein. Die Bindungsrichtungen des amorphen Festkörpers sind räumlich gleichverteilt.

2) Die Intensität bzw. Höhe des Resonanzsignals $I[\omega(\theta)]$ an der Stelle ω ist proportional zur Anzahl $N(\theta)$ der Spins mit einem Winkel θ zwischen Magnetfeld und Feldgradientenachse.

Da bei Gleichverteilung von N_0 Spins für die Anzahl im Winkelbereich $\theta, \theta + d\theta$ die Beziehung

$$dN(\theta) = N_0 \sin \theta d\theta \quad (4.31)$$

gilt, folgt aus 2) und (I.4.30), daß an den Stellen $\omega_0 \pm 3D/k$ Maxima und an den Grenzen des Resonanzbereichs bei $\omega_0 \pm 6D/k$ Minima in der Signalform der Übergänge auftreten müssen.

Den Signalverlauf zwischen Maximum und Minimum eines Übergangs in Abhängigkeit von ω erhält man, indem $N(\theta)$ als Funktion von ω ermittelt wird. Betrachtet man den Übergang $m = -1 \rightarrow m = 0$, so ist nach (4.28)

$$\omega = \omega_0 + \frac{3D}{k} (3 \cos^2 \theta - 1)$$

woraus

$$\left| \frac{d\omega}{d\theta} \right| = \frac{18D}{k} \cos \theta \sin \theta$$

und

$$\cos \theta = \sqrt{\frac{2}{3} + \frac{k}{9D} (\omega - \omega_0)}$$

folgt. Mit

$$dN = N_0 \sin \theta d\theta$$

erhält man hieraus

$$\frac{dN}{d\omega} = \frac{N_0 k}{18D} \frac{1}{\sqrt{\frac{2}{3} + \frac{k}{9D} (\omega - \omega_0)}}$$

Ein übersichtlicher Ausdruck ergibt sich durch die Transformation

$$\Delta\omega = \omega - \omega_0 + \frac{3D}{k}$$

bei der die Frequenzählung an der unteren Grenze des Resonanzbereichs beginnt. Es ist dann

$$I(\omega) \propto \frac{dN}{d\omega} = \frac{N_0 \sqrt{k}}{6D} \frac{1}{\sqrt{\Delta\omega}} \quad (4.32)$$

d.h. die Anzahl der Spins und damit die Intensität des Resonanzsignals pro Frequenzintervall $d\omega$ fällt über den Resonanzbereich $\omega_0 - \frac{3D}{k} \leq \omega \leq \omega_0 + 6D/k$ mit $\sqrt{\Delta\omega}^{-1}$. Analoge Überlegungen gelten für den zweiten

Übergang, so daß man als Resonanzsignal eines Deuterontargets einen Verlauf nach Fig. (I.4.3) erwartet.

Relative Signalgröße

Nach I.4.16 wird die Polarisation durch ein Resonanzsignal gemessen. Da bei vernachlässigter Sättigung nach den Blochschen Gleichungen (I.4.27) die Beziehung

$$\chi''(\omega)_{\text{max}} = \chi_0 \omega_0 T_2$$

gilt, folgt mit

$$\chi_0 = \frac{g^2 \beta^2 I(I+1)}{3kT} \frac{N}{V} \quad (\text{s. I.4})$$

und

$$\omega_0 = \frac{\Delta E}{\hbar} = g\beta H_0 \quad (\text{s. I.4})$$

der Ausdruck

$$S \propto \frac{g^2 \beta^2 I(I+1)}{3kT} \frac{N}{V} H_0 T_2 \quad (4.33)$$

Sind Magnetfeld H_0 und Temperatur T vorgegeben, so erhält man als rohe Abschätzung für das Verhältnis $S(\text{Proton})/S(\text{Deuteron})$ - gleiche Teilchendichte und transversale Relaxationszeit T_2 vorausgesetzt -

$$\frac{S(\text{Proton})}{S(\text{Deuteron})} = \frac{(5.58)^3}{(0.857)^3} \cdot \frac{3/4}{2} = 103 \quad (4.34)$$

Das Resonanzsignal des Deuterons beträgt also nur ca. 1% vom Protonensignal. Es ist daher ein erheblicher Aufwand erforderlich, um das thermische Signal dieser Targetsubstanz zu messen.

I.5 Erzeugung tiefer Temperaturen

Für Teilchen mit Spin bestimmt das Verhältnis von magnetischer Energie ($\mu \cdot H$) zur thermischen (kT) den erreichbaren Polarisationsgrad $P = \tanh\left(\frac{\mu H}{kT}\right)$ (für Protonen z.B.). Dem Einsatz hoher Magnetfelder stehen beim Nachweis geladener Teilchen experimentelle Gründe entgegen. Auch technischen Möglichkeiten zur Erzeugung geeigneter homogener Magnetfelder ist bei 5-10 T eine Grenze gesetzt; erinnert sei ferner daran, daß die ESR in einem Feld von 5 T schon bei 140 GHz und damit in einem schwierig zugänglichen Frequenzgebiet liegt. Fast alle Experimentiergruppen haben es deshalb vorgezogen, zu immer niedrigeren Temperaturen vorzudringen. Der Arbeitspunkt der meisten in Hochenergieexp. verwendeten polarisierten Targets liegt z.Zt. zwischen 0.1 und 1.0 K. Zur Erreichung und Aufrechterhaltung dieser Temperaturen im kontinuierlichen Betrieb sind He^3 - oder He^4 -Verdampfer (evaporation)-Kryostaten und He^3 - He^4 -Verdünnungs(dilution)-Kryostaten im Gebrauch. Letztere entziehen dem umgebenden Targetmaterial die benötigte Lösungswärme bei kontinuierlicher Zuführung von He^3 in ein He^4 -Bad. Dieses Verfahren eignet sich besonders gut zur Erreichung eines Temperaturbereiches unterhalb 0,3 K, seine Kühlleistung ist jedoch durch die Begrenzung des He^3 -Zuflusses auf 1 mol/sec auf eine Größenordnung von 10 mW begrenzt (z.B. 25). Insofern ist dieser Kryostat-Typ gut einsetzbar in Sekundär-Teilchen-Strahlen. Im primären Photonenstrahl bei DESY ist allein schon die vom γ -Strahl deponierte Leistung von dieser Größenordnung.

Die bei DESY entwickelten Kryostaten sind für Leistungen von mind. 150 mW konzipiert und damit einsetzbar in Primärteilchenstrahlen mit Photonenintensitäten $< 10^{11}$ eff. Quanten/sec oder Elektronenströmen $< 10^{10}$ e⁻/sec. Der geeignete Kryostattyp ist in diesem Falle der Verdampfer-Kryostat in der Weiterentwicklung von (26). Hier erfolgt die Abkühlung des Targetmaterials durch kontinuierliche Verdampfung eines Kältemittels. Bei Verwendung von He^3 als Hilfsmittel liegt die günstige Betriebstemperatur bei 0.5 K, benutzt man He^4 , so liegt die Betriebstemperatur bei 1.0 K. Beide Verdampfer-Kryostaten sollen im Bericht beschrieben werden, da es trotz der ungünstigen Temperatur von 1 K bei He^4 und des damit um den Faktor 2 schlechteren Polarisationsgrades Experimente gibt, die bei häufigerem Polarisationswechsel den

He^4 -Kryostaten wegen der bei hoher Temperatur niedrigeren Relaxationszeiten geeigneter erscheinen lassen.

Arbeitsweise des Verdampfer-Kryostaten.

Bei einer Temperatur von z.B. 1 K stellt sich über einem He^3 -Flüssigkeitsbad entsprechend der Clausius-Clapeyronschen-Gleichung ein Partialdruck von $p \approx 10$ Torr ein, wie sich der Fig. I.5.1 entnehmen läßt. Bei adiabatischem Absinken des Druckes auf 0.1 Torr durch kontinuierliches Abpumpen des Gases wird ständig Flüssigkeit verdampfen und damit dem Bad Verdampfungswärme entzogen. Hat sich das Flüssigkeitsvolumen auf eine Temperatur von ca. 0.5 K abgekühlt, so entspricht der He^3 -Partialdruck dem durch die Pumpenanordnung erreichbaren Enddruck, es hat sich damit ein thermisches Gleichgewicht eingestellt. Dieses Gleichgewicht kann auch bei der oben angegebenen Wärmeeinstrahlung von $Q \approx 150$ mW aufrecht erhalten werden, sofern das Saugvermögen S der Pumpanlage ausreicht. Für deren Dimensionierung ist die verfügbare Verdampfungsenthalpie L der Ausgangspunkt. In Fig. I.5.2

entspricht einer Temperatur von 0.5 K ein Wert für $L = 30$ [J/Mol], so daß zur Aufrechterhaltung der Temperatur ein Flüssigkeitszufluß \dot{V} von mindestens $\dot{V} = \dot{Q}/L = 5$ [m Mol/sec] vorhanden sein muß. Das benötigte Saugvermögen S bestimmt sich für Normalbedingungen ($p = 1 \text{ bar}$, $T = 293 \text{ K}$) zu $S = 3000$ m³/h, ein Wert, der im vorliegenden Druckbereich nur durch Roots- oder Wälzkolbenpumpen erreicht werden kann. Die Dampfdruckkurve Fig. I.5.1 zeigt auch, daß eine weitere Temperaturerniedrigung kaum praktikabel ist, denn wegen der exponentiellen Druck-Temperatur-Abhängigkeit wächst das benötigte Saugvermögen der Pumpen übermäßig an. Nach der Wahl des Arbeitspunktes für den Kryostaten soll der eigentliche Kühlkreislauf anhand des Enthalpie-Druck-Diagramms in Fig. I.5.3 beschrieben werden.

Das gasförmige He^3 ($p \approx 1.5$ bar) wird in einem He^4 -Kühlkreislauf bei einer Temperatur von 1.0 K kondensiert. Eine weitere Abkühlung auf ca. 0.7 K - verbunden mit einem geringen Druckabfall - erfolgt im Gegenstromverfahren innerhalb eines Wärmetausches durch das später abzupumpende Helium-Gas. Hinter einem Nadelventil ist das He auf ca. 0.15 Torr entspannt und erreicht die 0.5K-Isotherme. Die Abkühlung ist eine Folge des integralen Joule-Thomson-Effektes. Verläuft der J.-Th.-Effekt

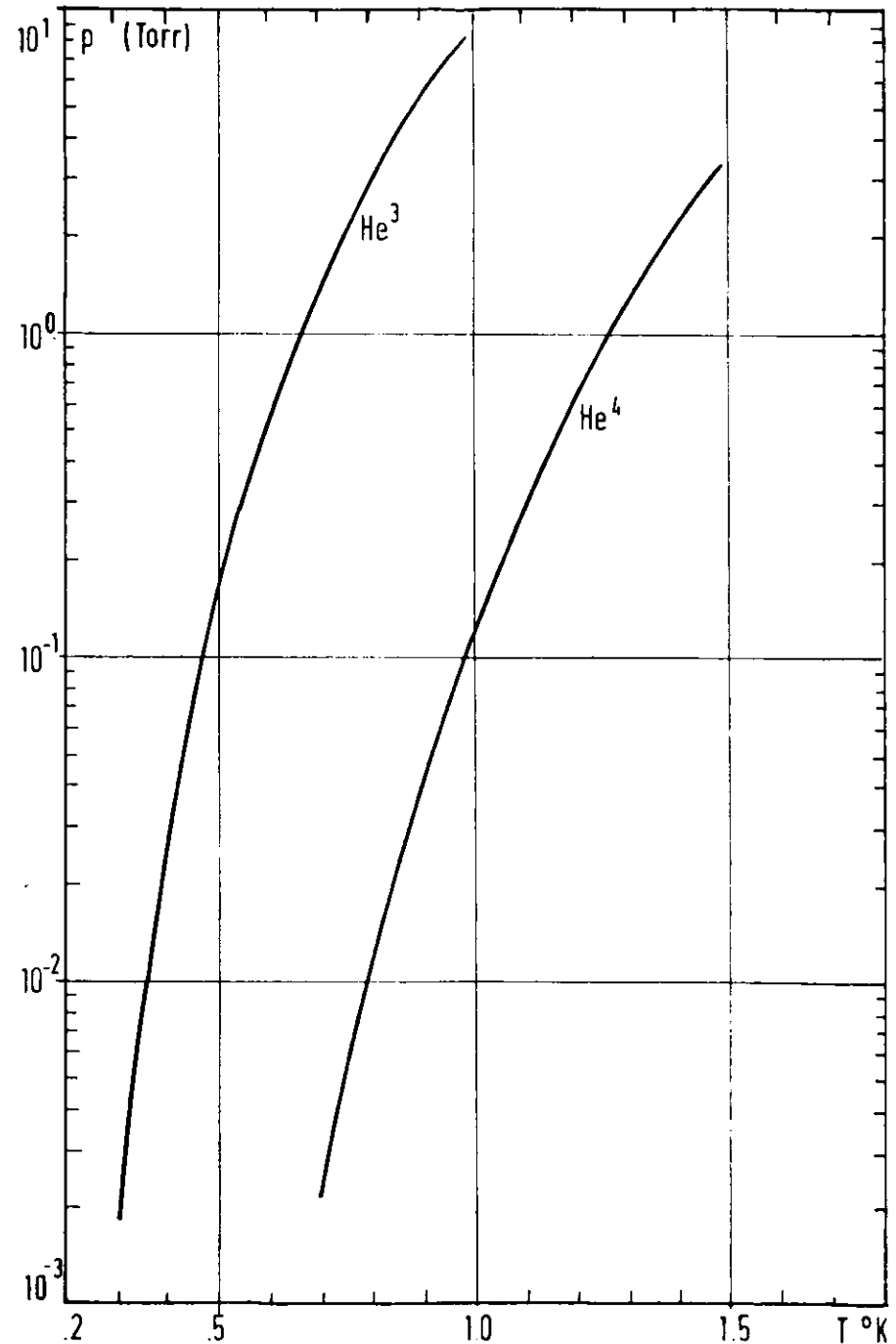


Fig. I.5.2.

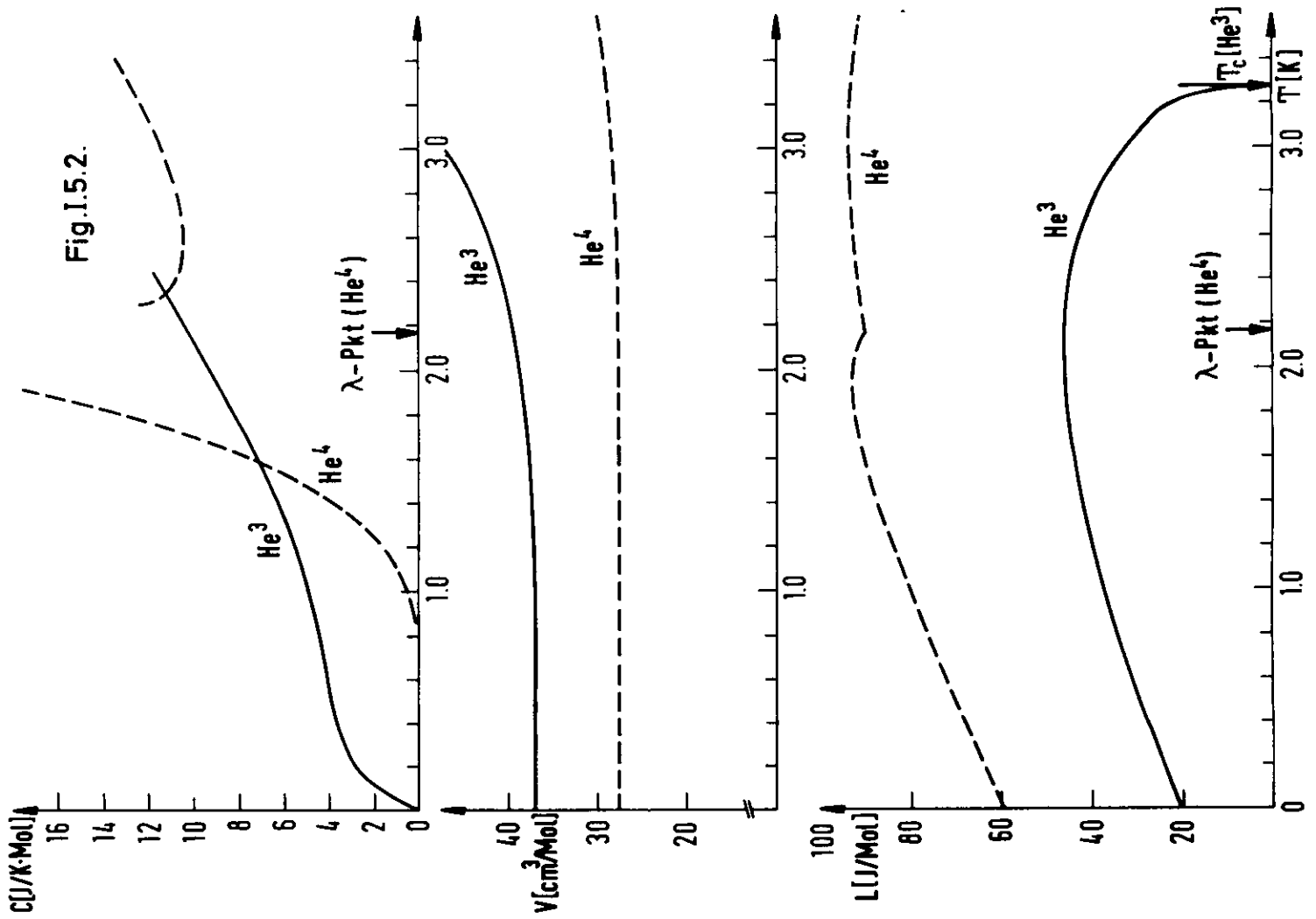
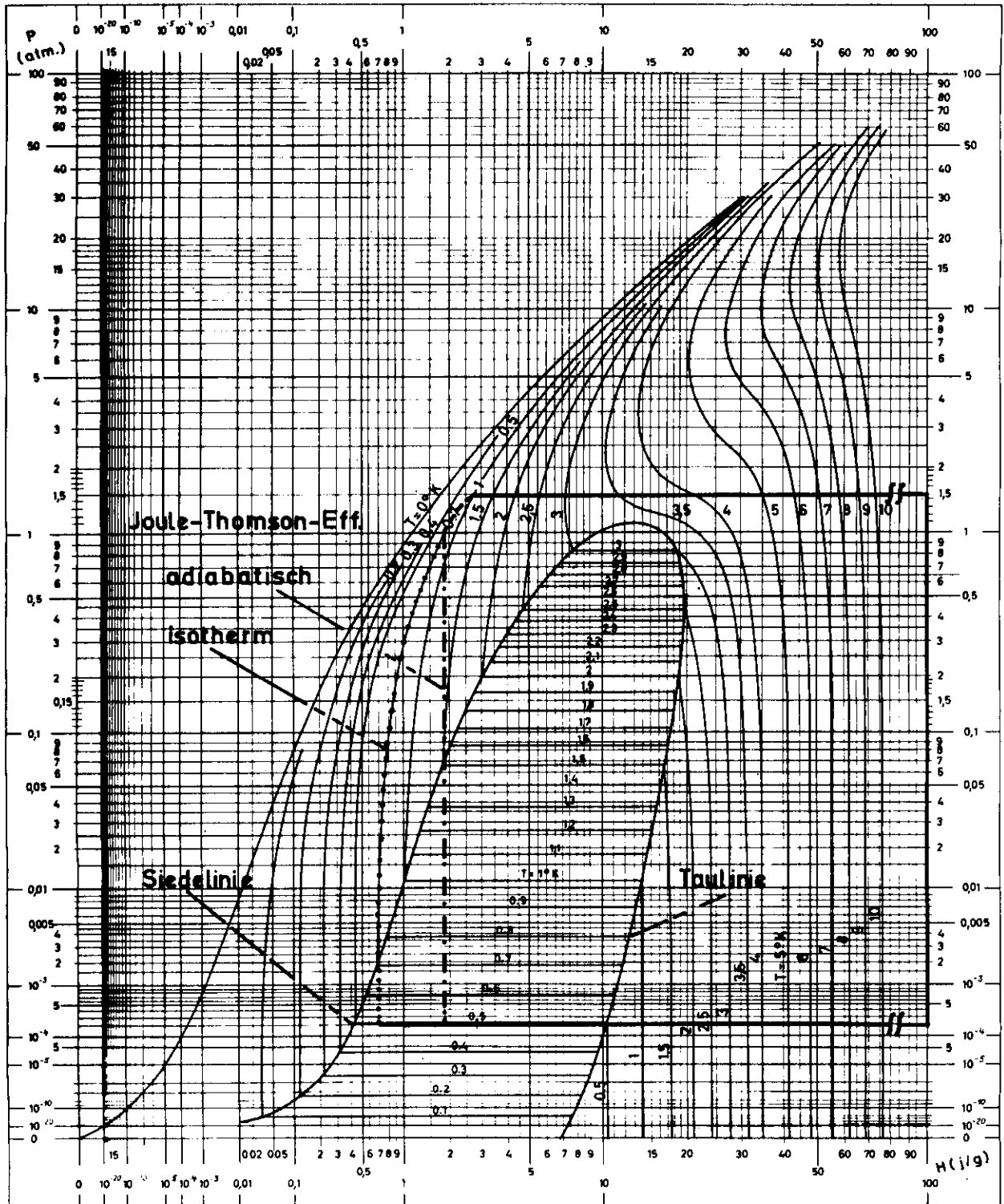


Fig.I.5.3



ENTHALPIE He 3

DES Y

25104

adiabatisch, so erreicht das System die 0.5K-Isotherme auf einer Isenthalpe (strichpunktiert in Abb. I.5.3). Nun liegt der Block des Nadelventils im Wärmetauscher, so daß bei guter Wärmeabfuhr der Joule-Thomson-Effekt isotherm erfolgen kann (punktierte Linie) und damit bei 0.5K das Flüssigkeits-Gas-Gemisch zugunsten der flüssigen Phase zur Siedelinie hin verschoben wird. Aufgrund von Abschätzungen kann man annehmen, daß man sich innerhalb der Grenzen des adiabatischen und des isothermen Joule-Thomson-Effektes in der Nähe des letzteren befindet. Der Flüssigkeitsbereich im Enthalpiediagramm ist begrenzt durch die Siedelinie auf der linken, der Taulinie auf der rechten Seite. Auf der 0.5K-Isothermen gibt der Abstand von der Taulinie die Menge der noch vorhandenen Flüssigkeit an, die zur Wärmeabfuhr aus dem umgebenden Targetmaterial verdampfen kann. Abpumpen und Kompression erfolgt in einer geschlossenen Walzkolben- und Drehschieber-Pumpen-Anlage. Aufgrund der höheren spezifischen Wärme C des Helium-Gases gegenüber der Flüssigkeit (s. Fig. I.5.2) tritt eine geringe zusätzliche Wärmeabfuhr auf.

Für den Betrieb des He^4 -Kreislaufes zur Vorkühlung gilt Analoges mit einem Unterschied, daß unterhalb des λ -Punktes (2.17K) das He^4 mit absinkender Temperatur einen wachsenden supraflüssigen Anteil enthält. Dadurch wird die Kühlung verbessert, wie im einzelnen bei der Behandlung der technischen Einzeldaten des Kryostaten gezeigt wird.

6. Bildfeld einer Apparatur zur dynamischen Polarisation

In den vorhergehenden Abschnitten wurden die Prinzipien der dynamischen Polarisation, der Messung des Polarisationsgrades sowie der Erzeugung tiefer Temperaturen besprochen. Fig. I.6.1 zeigt zur Übersicht eine Zusammenstellung der notwendigen Komponenten einer Apparatur zur dynamischen Polarisation.

In Fig. I.6.2 sind noch einmal Frequenzen und Polarisationsgrade für die zur Verfügung stehenden Magnetfelder und Temperaturen zusammengestellt.

H (Tesla)	2.5		5.0	
	1.0	0.5	1.0	0.5
T (Kelvin)				
P (TE) (%)	P	0.25	0.511	1.02
	d	0.052	0.1045	0.2091
	P	35.0	68.0	-
P (DYN) (%)		-	-	-
f (p) (MHz)		106.33		212.67
f (d) "		16.33		32.66
f (DYN) (GHz)		ca. 70.05		ca. 140

Fig. I.6.2

p = Proton, d = Deuteron
P (DYN) sind experimentell durch Kernresonanz ermittelte Werte für Butanol

Blockbild einer Apparatur zur dynamischen Polarisation

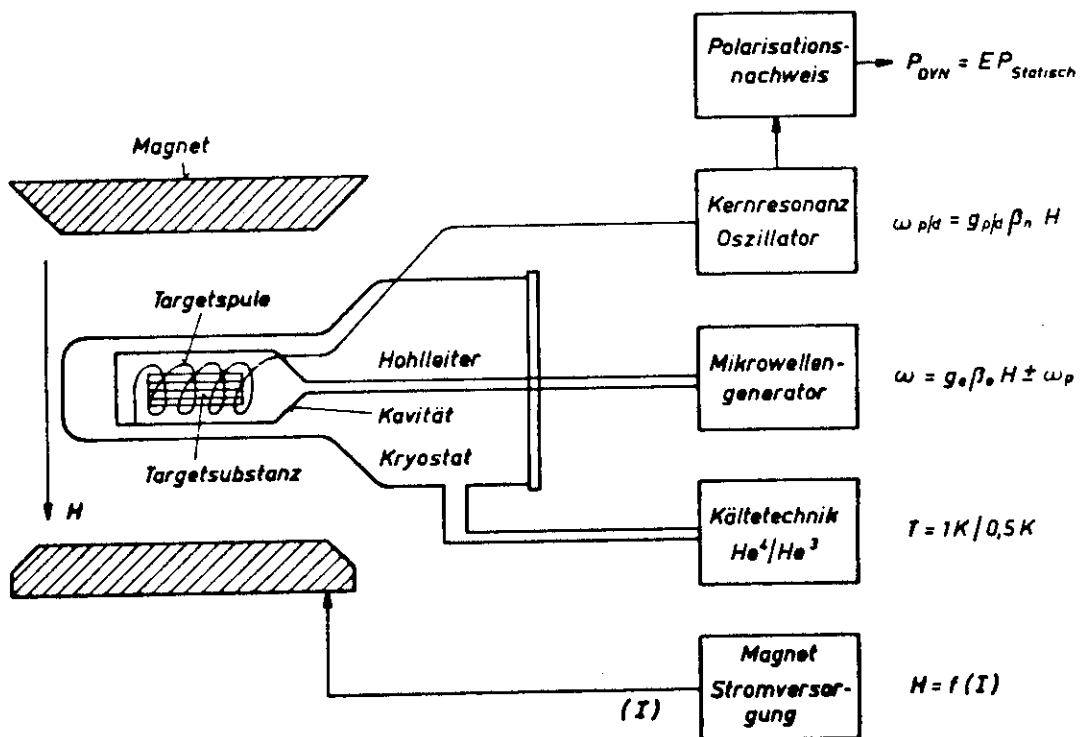


Fig. I.6.1.

II. Experimenteller Aufbau der Targetapparatur

1. Targetmaterial

Die ersten Experimente mit polarisierten Protonen verwendeten $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24 \text{H}_2\text{O}$ (Kurzbezeichnung LMN) als Targetmaterial, in dem ca. 1% der Lanthanionen durch Nd^{3+} als paramagnetische Zentren ersetzt wurde. Durch dynamische Polarisation der Protonen im Kristallwasser erreichte man einen Polarisationsgrad von 70% bei 2,5 T und 1 K. Nachteil dieses Targetmaterials ist das schlechte Verhältnis von im Kern gebundenen zu polarisierbaren freien Protonen $P_{\text{geb}}/P_{\text{frei}}$ von 15 sowie die hohe Kernladungszahl Z. In den folgenden Jahren wurde daher nach Materialien gesucht, die bei besserem Verhältnis von freien zu gebundenen Protonen hohe Polarisation ergeben.

Geeignete Substanzen sind wasserstoffreiche organische Materialien.

Die Schwierigkeit ist, dazu passende paramagnetische Zentren (Elektronenspinsystem) zu finden. Es gibt drei Möglichkeiten:

- 1) Erzeugung von freien Radikalen durch energiereiche Strahlung.
Nachteil dieser Methode ist, daß die g-Faktoren der Radikale etwas variieren können, so daß die Resonanzfrequenz der verbotenen Übergänge nicht scharf ist. Außerdem ist es schwierig, eine ausreichende Konzentration dieser Zentren zu bilden.
- 2) Stabile freie Radikale werden in flüssigen organischen Materialien gelöst.
- 3) Bildung von komplexen Verbindungen zwischen Ionen der Übergangsmetalle und organischen Flüssigkeiten.

Nach Methoden 2) und 3) wurden in den letzten Jahren eine große Anzahl von günstigen Targets Substanzen gefunden. Ein Beispiel für 2) ist eine Mischung aus 95% 1-Butanol und 5% Wasser mit einem Zusatz von 2% Gewichtsprozenten des freien Radikals Porphyrexid (27), 1,2 Propandiol mit einem durch $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ gebildeten Cr^V Komplex sei als Beispiel für 3) genannt (28). Tabelle (II.1.1) zeigt eine Zusammenstellung wichtiger Daten der heute gebräuchlichen Targetsubstanzen.

Material	chem. Form.	paramagn. Zentr.	Polarisation (%)			$P_{\text{geb}}/P_{\text{frei}}$	$P_{\text{frei}}/P_{\text{ges}}$	T_{aufbau} 1 K	T_{relax} 1 K 0.5K	Referenz
			2.5 T 1 K 0.5K	5.0 T 1 K 0.5K						
LMN	a)	Nd^{3+}	70			15	0.06	5 min		29, 30
Butanol	$\text{C}_4\text{H}_9\text{OH}$	1)	40	70	70	3.2	0.135	15 sec	5min	70min 2,3, 27, 31-35
Äthandiol	$\text{C}_2\text{H}_6\text{O}_2$	2)	50	90		4.67		8min	12min	28, 36-39
1,2-Propandiol	$\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_2$	2)	50	75		4.3				35, 40-42
Ammonium	NH_3	2)	40	65		2.3	0.176	5-7 h		43
d-Butanol	$\text{C}_4\text{H}_9\text{OD}$	1)	10	20	25	3.2 (n)	0.135(n)	s.	Butanol	4, 44-47
d-Äthandiol	$(\text{CD}_2\text{OH})_2$	2)								48
d-Propandiol										49, 50
1,6-Hexandiol	b)	3)	42	66		3.7		7 min	35min	180m 51-53
1,8-Oktandiol	b)	3)	30	60		6.6		5 min	15min	100m 51-53
Pinacol	b)	2)		65		3.7		6m (0.5K)	5 min	120m 51-53
1,2-Cyclohexandiol	b)									54

a) $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24 \text{H}_2\text{O}$, b) bei Raumtemperatur fest

1) Porphyrexid, 2) Cr^V -Komplex, 3) Cr^V -Glykol

Tabelle II.1.1.

1.1 Wahl der Targetsubstanz

Bei der Wahl der Targetsubstanz für ein Hochenergieexperiment sind einige Auswahlkriterien zu beachten:

1) Polarisationsgrad

Es ist zu untersuchen, wie der Polarisationsgrad die erforderliche Meßzeit eines Experiments bei vorgegebenem statistischen Fehler beeinflusst. Bei den bisher mit DESPOT durchgeführten Messungen der Targetasymmetrie T bei Photoproduktion von Pionen gilt

$$T = \frac{1}{|P|} \frac{Z\uparrow - Z\downarrow}{Z\uparrow + Z\downarrow}$$

$$\Delta T = \frac{1}{|P|} [Z\uparrow + Z\downarrow]^{-1/2}$$

$|P|$ ist der Polarisationsgrad, $Z\uparrow$ sind die Zählraten bei positiver bzw. negativer Polarisation. Da $Z\uparrow + Z\downarrow$ proportional der Meßzeit ist, folgt

$$\text{Meßzeit} \approx \frac{1}{|P|^2 \Delta T^2}$$

Das heißt, die Meßzeit bei vorgegebenem statistischen Fehler ΔT ist dem Quadrat der Polarisation umgekehrt proportional. Der statistische Fehler bei vorgegebener Meßzeit ist proportional $|P|^{-1}$.

2) Verhältnis $P_{\text{geb}}/P_{\text{frei}}$

Die Reaktionen an den gebundenen Protonen müssen bei Asymmetriemessungen abgetrennt werden. Günstig ist daher ein möglichst kleines Verhältnis

$$P_{\text{geb}}/P_{\text{frei}}$$

3) Umkehrzeit

Ändert man die Mikrowellenfrequenz der verbotenen Übergänge von $f = f_e \pm f_n \rightarrow f_e \mp f_n$, so stellt sich durch Relaxationsprozesse nach einer bestimmten Zeit der Gleichgewichtszustand entgegengesetzter Nukleopolarisation ein. Diese Umkehrzeit bei Polarisationswechsel hängt stark vom Targetmaterial ab. Messungen bei 1 K ergeben Werte zwischen Minuten (Butanol) und Stunden (Ammonium).

Bei Asymmetriemessungen muß die Polarisationsrichtung periodisch gewechselt werden, um systematische Fehler der Apparatur zu eliminieren. Man kann daher nur Targetsubstanz mit möglichst kleiner Umkehrzeit wählen.

4) Regenerierbarkeit

Es muß festgestellt werden, ob die Strahlungsschäden (s. Kapitel 1.2) der Targetsubstanz regenerierbar sind. Die Entscheidung, ob Targetwechsel oder Regenerierbarkeit durch Aufheizen günstiger ist, ist zumindest bei deuterierten Targets nicht nur eine Zeit- sondern auch eine Kostenfrage.

5) Targetzubereitung (Schwierigkeitsgrad, Beständigkeit)

1.2 Strahlungsschäden

Im Proton-, Elektron- oder Photonstrahl nimmt die Polarisation im Laufe der Zeit ab. Dafür werden zwei Prozesse angenommen (57).

- 1) Durch die ionisierende Strahlung werden die freien Radikale zerstört. Die Strahlendosis, um die Polarisation auf $1/e$ zu reduzieren, beträgt ca. 10^{17} minimalionisierende Teilchen pro cm^2 .
- 2) Durch die ionisierende Strahlung entstehen zusätzliche freie Radikale im Targetmaterial. Man muß annehmen, daß diese Radikale einen vom Elektron abweichenden g-Faktor haben und daher nicht zur dynamischen Polarisation beitragen, aber die Proton-Relaxationszeit verkürzen und damit die Polarisation reduzieren.

Die Strahlenschäden nach 2) können bei Butanol rückgängig gemacht werden. Zu diesem Zweck wird das Targetmaterial bis zur "vitrification temperature" (58) einer Temperatur zwischen dem 0.6 bis 0.7 fachen der Schmelztemperatur, aufgeheizt.

Messungen zeigen, daß die Abnahme der Polarisation exponentiell von der Bestrahlungsdosis abhängt.

$$P = P_0 \exp(-\Phi/\Phi_0)$$

Φ Strahlungsfluß

Φ_0 Depolarisationskonstante

P_0 Anfangspolarisation

Target	Chem.Fonst.	ϕ_0 (eff.Quanten/cm ²)	ϕ_0 (minim.ion.part./cm ²)	Ref.
LMN /Ni ³⁺	La ₂ NiS ₃ (NO ₃) ₁₂ • 14 H ₂ O		3 · 10 ¹²	29, 30
Ethanol/Porph.	C ₂ H ₅ OH		(5.2 ± 2.7) · 10 ¹⁴	80
Butanol/ "	C ₄ H ₉ OH	8.5 · 10 ¹⁴ 3.4 · 10 ¹⁵ (2.5 ± 1.0) · 10 ¹⁵ 8.5 · 10 ¹⁴	2.6 · 10 ¹⁴	56 39 3 82
Ethylenglykol Cr ^v	C ₂ H ₆ O ₂	(3.4 · 10 ¹⁵)	(2.6 · 10 ¹⁴)	39
Butanol-d10 Porphyrax.	C ₄ D ₉ OH	(1.0 ± 0.5) · 10 ¹⁵ (4.7 ± 3.1 ± 1.5) · 10 ¹⁵		81, 4 83

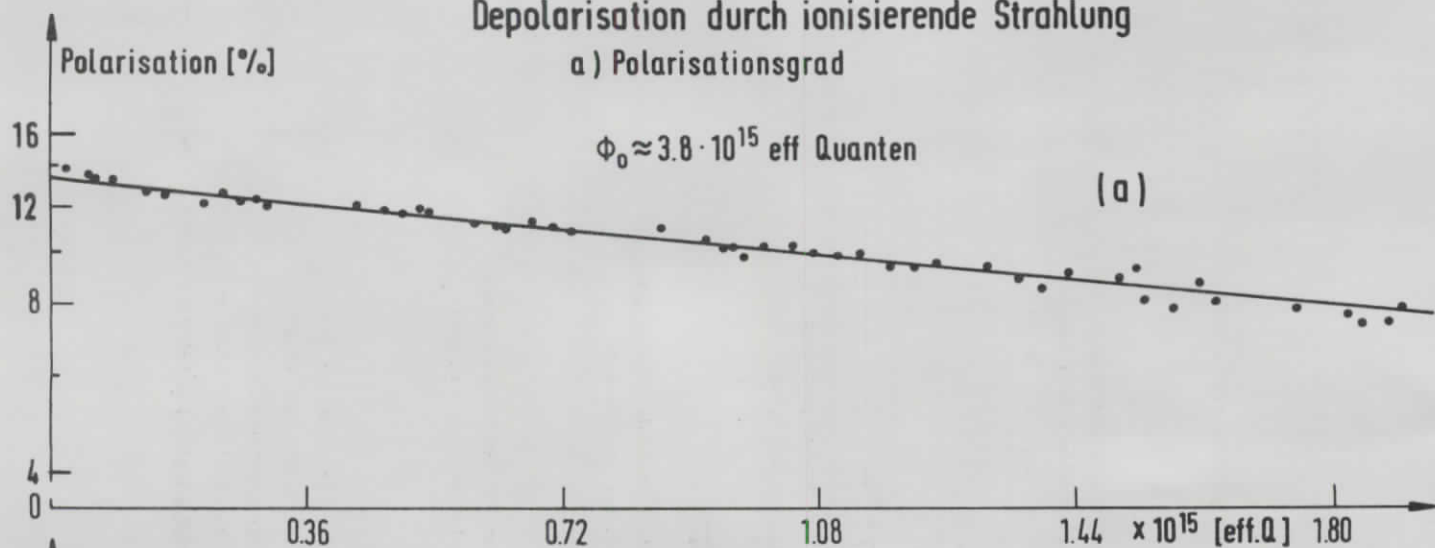
Tab. II.1.2. Depolarisation durch ionisierende Strahlung

Depolarisation durch ionisierende Strahlung

a) Polarisationsgrad

$$\phi_0 \approx 3.8 \cdot 10^{15} \text{ eff Quanten}$$

(a)



b) Relaxationszeit

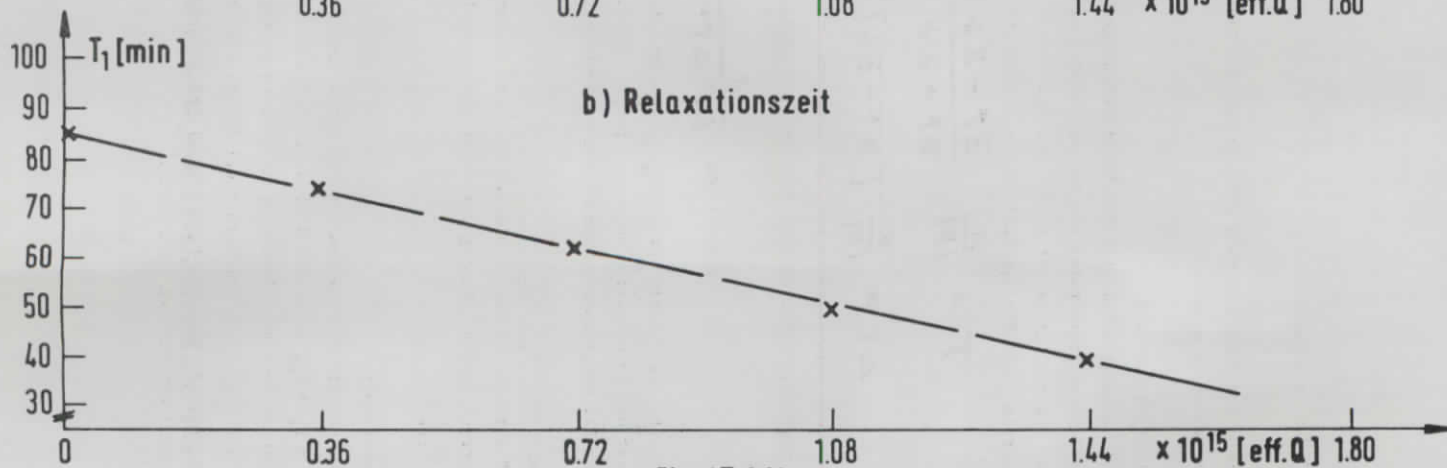


Fig. (II.1.1)

Andere Ansätze mit Berücksichtigung des Strahlprofils (59) brachten keine bessere Übereinstimmung mit den vorhandenen Messungen. Tabelle II.2) zeigt Werte von ϕ_0 für verschiedene Targetsubstanzen. Fig. II.1) zeigt DESY-Messungen der Polarisation sowie der Relaxationszeit eines Butanoltargets in Abhängigkeit vom Strahlungsfluß ϕ . Der Strahlungsfluß des Photonenstrahls mit Maximalenergie K_{\max} (Bremspektrum) wurde mit einem Quantameter gemessen. Es gilt $\phi = K_Q Q$, wobei Q die Gesamtladung ist und K_Q die Quantameterkonstante. In der Figur II.1) ist die Energie in der gebräuchlichen Einheit "effektiver Quanten"

$$Q_{\text{eff}} = \phi / K_{\max}$$

aufgetragen.

1.3 Butanoltarget

Wegen der kurzen Umkehrzeit, der relativ einfachen Targetherstellung (gegenüber 1,2 Propandiol mit Cr^V Komplexen) und guten Regenerationseigenschaften wurden die Experimente am DESPOT mit Butanol durchgeführt. Das Butanoltarget soll daher etwas ausführlicher beschrieben werden.

1) Targetsubstanz

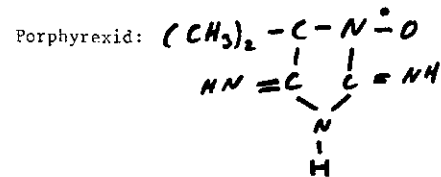
95% 1-Butanol (61)

Polarisierte Protonen 5% Wasser
+ 2% Porphyrexid (61)

Polarisierte Deuteronen 95% 1-Butanol- d_{10} (62)
5% Wasser (D_2O)
+ 2% Porphyrexid

1-Butanol: $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_2\text{CH}_2\text{OH}$ SP = 183 K $\rho = 0.810 \text{ g/cm}^3$

1-Butanol- d_{10} : $\text{CD}_3(\text{CD}_2)_2\text{CD}_2\text{OD}$
98% der H-Atome durch D ersetzt.



Die ungesättigte Stickstoff-Sauerstoffbindung wirkt als quasifreies Elektron.

2) Targetherstellung

Butanol und doppelt destilliertes Wasser werden ca. 30 min von 99.99% reinen Stickstoffgas durchströmt, um gelöste O_2 -Moleküle zu entfernen. Butanol und Wasser werden im angegebenen Mischungsverhältnis soweit möglich unter Stickstoffatmosphäre abgewogen. Zu dieser Mischung werden 2 Gewichtsprozent Porphyrexid vom Gewicht der Mischung hinzugegeben. Schütteln für 15 - 20 Minuten, dann für etwa 5 Minuten auf 45 - 50° C erwärmen und wieder 10 - 15 Minuten schütteln. Ungelöstes Porphyrexid 5 Minuten absetzen lassen und filtrieren oder zentrifugieren.

Die gefilterte Lösung wird in eine Spritze gefüllt und auf flüssigen Stickstoff getropft. Hier schwimmen die Tropfen, bis sie zu Kugeln von ca. 2 mm Durchmesser gefroren sind und absinken.

Das Target wird in Form von Kugeln hergestellt, um eine gute Kühlung des Targetmaterials im He-Bad zu erreichen. Ein Durchmesser von 2 mm wurde gewählt, um Aufheizung der Kugeln durch Mikrowellenenergie bei der dynamischen Polarisation vernachlässigbar klein zu halten. Aufheizeffekte und Bad-Targetmaterial-Temperaturdifferenzen für verschiedene Kugeldurchmesser werden in (63) untersucht. Das Target wird in flüssigem Stickstoff gelagert.

3) Regeneration

Die Strahlenschäden werden durch Aufheizen des Targets auf 120 K über 20 Minuten rückgängig gemacht. Sie zeigen sich beim Butanoltarget durch eine intensive rotschwarze Färbung der normalerweise hellroten durchsichtigen Targetsubstanz.

2 Magnetfeld

2.1 Polarisationsmagnet

Der Magnet PT6 wurde bei CERN gebaut (64). Es handelt sich um einen C-förmigen Eisenkernmagnet mit Kobalt-eisenpolschuhen. Die Abmessungen zeigt die Fig II.2.1.

Er erzeugt ein vertikales Feld von 2,5 T mit einer Homogenität $< 2 \cdot 10^{-4}$ über einem Volumen von 60 cm^3 . Sie wird erreicht durch Anbringen von konzentrischen Shimplatten auf die Polflächen. Die Feldverteilung zeigen die Fig. II.2.2 und 3 für die Sollfeldstärke von 2,5 T. Änderungen der Homogenität bei Abweichung vom Sollwert sind in Fig II.2.4 dargestellt. Das rotationssymmetrische Feld fällt senkrecht zur Feldrichtung stark ab (Fig II.2.5) Es ergibt sich eine integrale Feldlänge von $0,432 \text{ Tm}$ (65).

Der Teilchenstrahl wird durch eine Bohrung im vertikalen Schenkel des Magneten geführt. Auf diese Weise erhält man einen großen Öffnungswinkel von $\pm 130^\circ$ in horizontaler Richtung. Der vertikale Öffnungswinkel ist durch die Spulen des Magneten begrenzt. Er beträgt $\pm 30^\circ$.

2.2 Stromversorgung

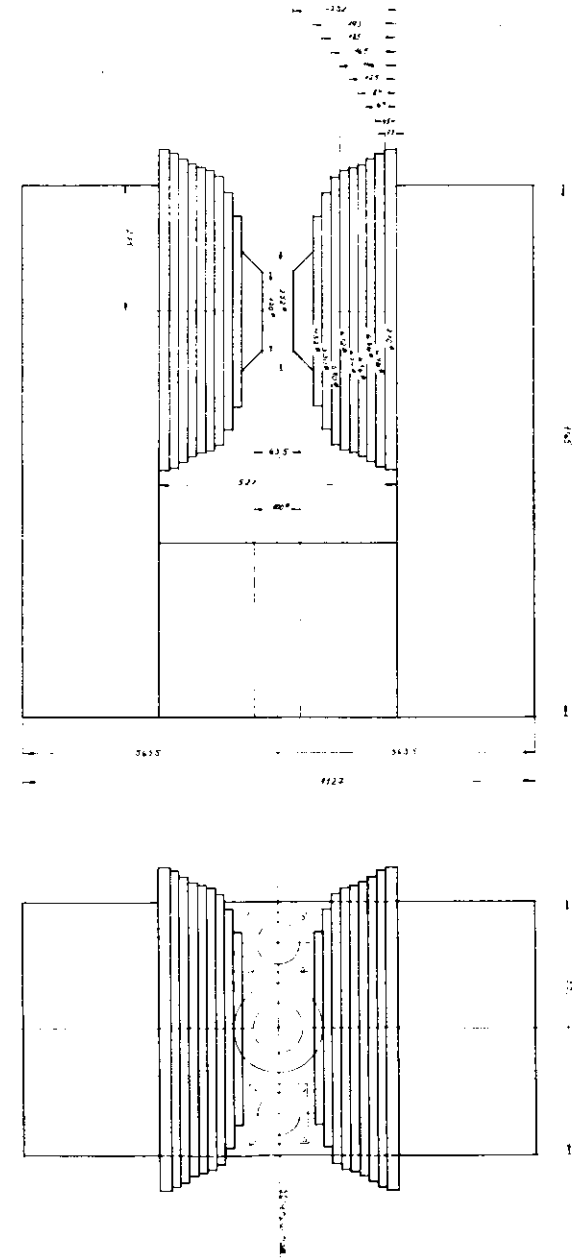
Als Stromversorgung wird das Gleichrichtergerät AU 750/5 der Firma Autola verwendet. Es ist ein DESY-Standardgerät, dem zur Erzielung der erforderlichen Stabilität von einigen 10^{-4} eine Glättungseinheit nachgeschaltet wurde (66). Beim Sollwert von 2,5 T beträgt die Stromaufnahme ca. 600 A mit einer Langzeitkonstanz $\Delta I/I < 10^{-5}$. Die Leistungsaufnahme liegt bei ca. 75 kW.

Die Stromstärke wird über einen Kontraveschalter eingestellt und mit einem DVM überwacht. 750 A entspricht einer Spannung von 1,125 V am Meßwiderstand. Im Bereich der Sollfeldstärke von 2,5 T gilt für die Änderung der Feldstärke mit dem Strom $\Delta B/\Delta I = 9,35 \cdot 10^{-5} \text{ [T/A]}$ Fig. II.2.6. Diese Beziehung wird durch Kernresonanz gemessen.

2.3 Supraleitender Magnet

Außer dem PT6 steht ein supraleitender Magnet mit einer Sollfeldstärke von 5 Tesla zur Verfügung. Er wurde einschließlich der Stromversorgung von der

FIG. II.2.1.



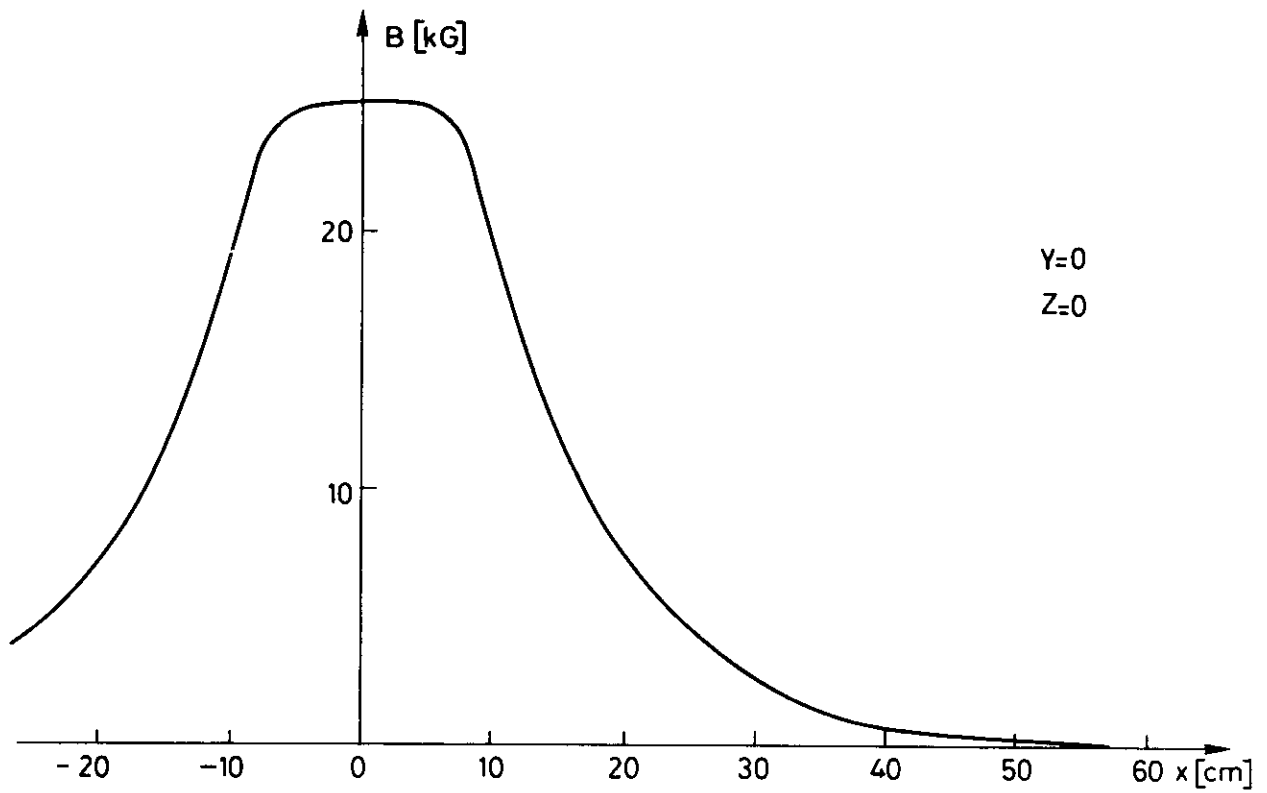


FIG. II.2.2 Feld entlang der x - Achse

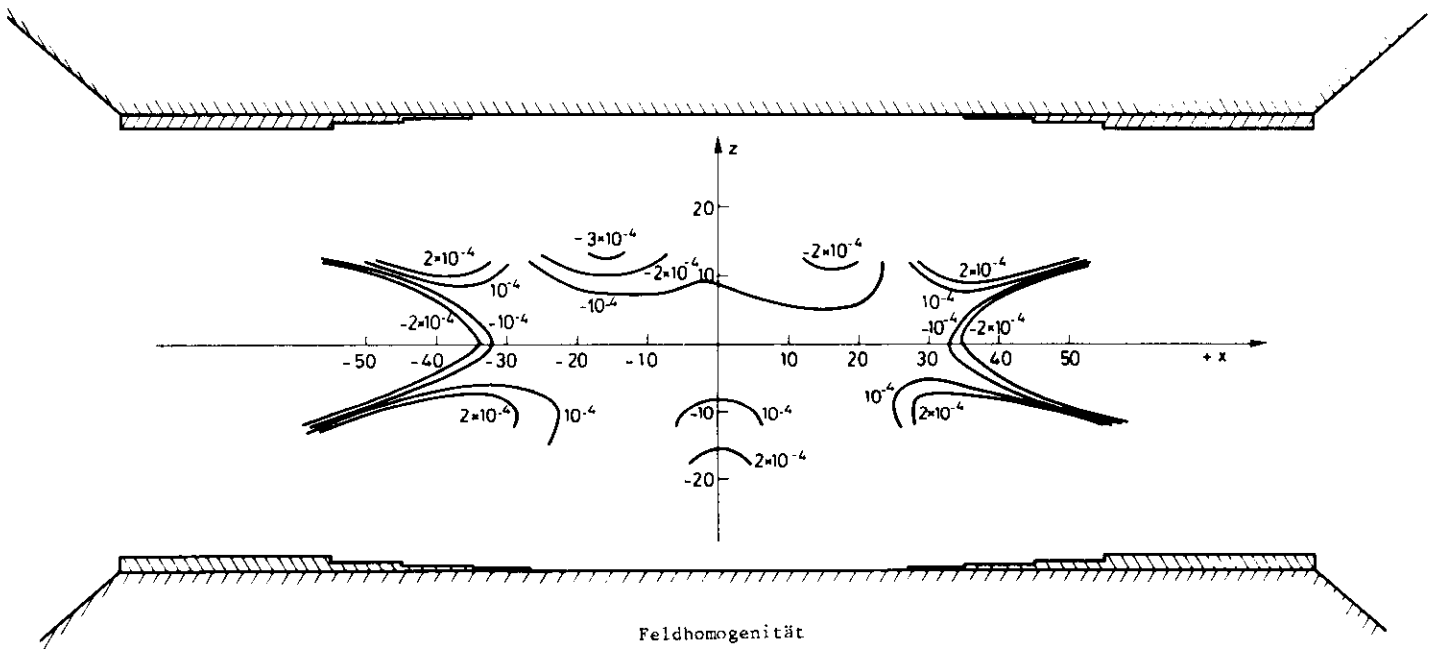


FIG. II.2.3

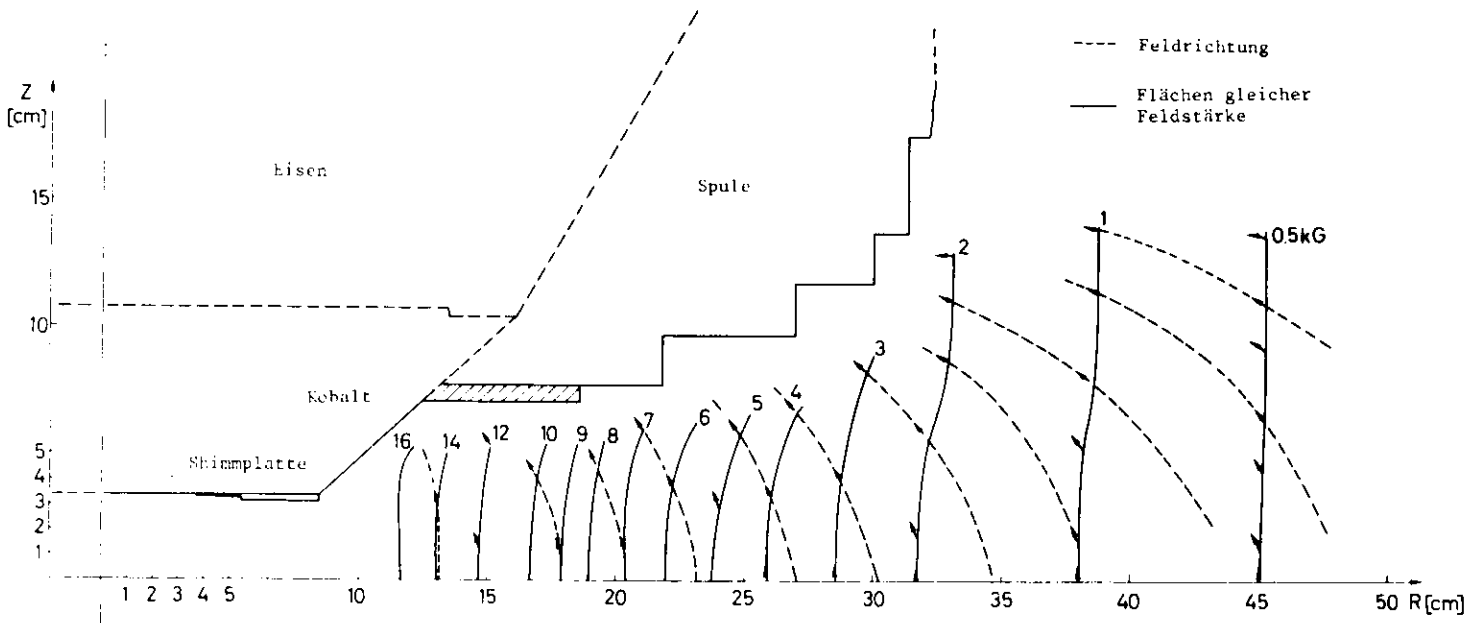


FIG. II.2.5

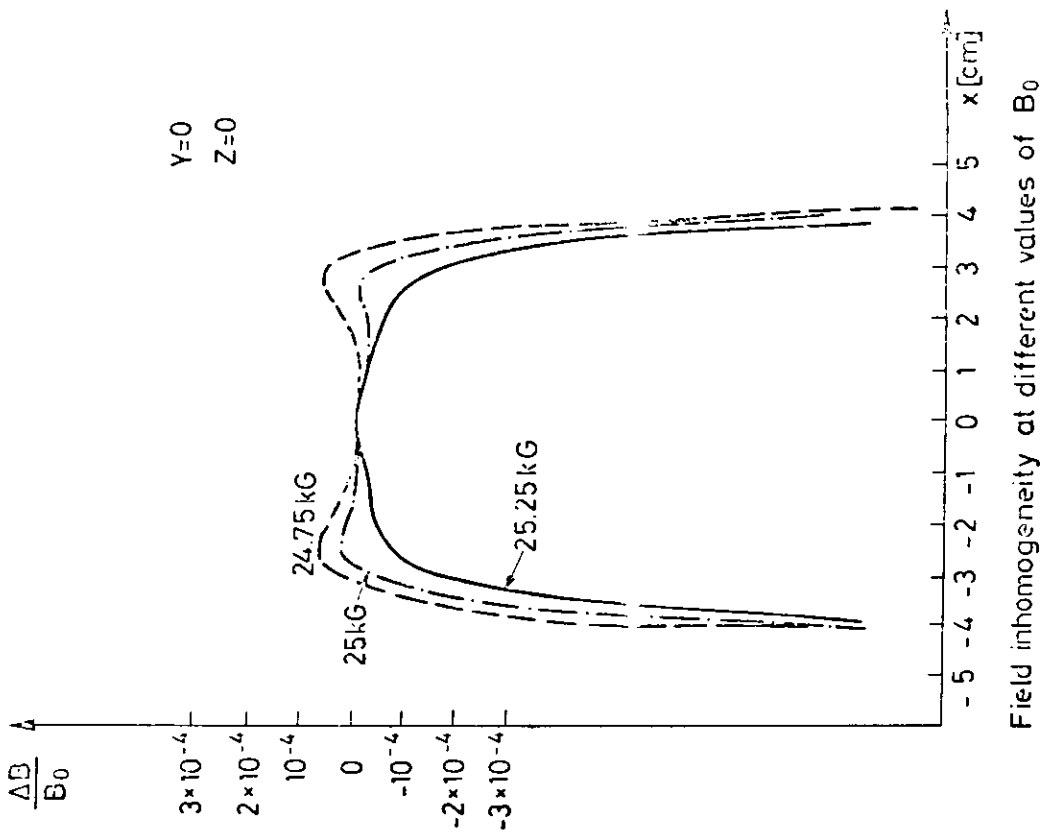


Fig. (II.2.4)

Firma Siemens gebaut (67, 68).

Der zugängliche Raum hat die Form eines waagrecht liegenden Zylinders mit einem Durchmesser von 5,4 cm und einer Länge von 40 cm. Aus den Abmessungen ergibt sich ein ausnutzbarer Raumwinkel von $5,65 \cdot 10^{-1}$ sterad (Target im Mittelpunkt). Die Homogenität im Zentrum des Zylinders ist über ein Volumen von $1 \text{ cm}^3 < 10^{-5}$. Der Feldverlauf hat die Richtung der Zylinderachse.

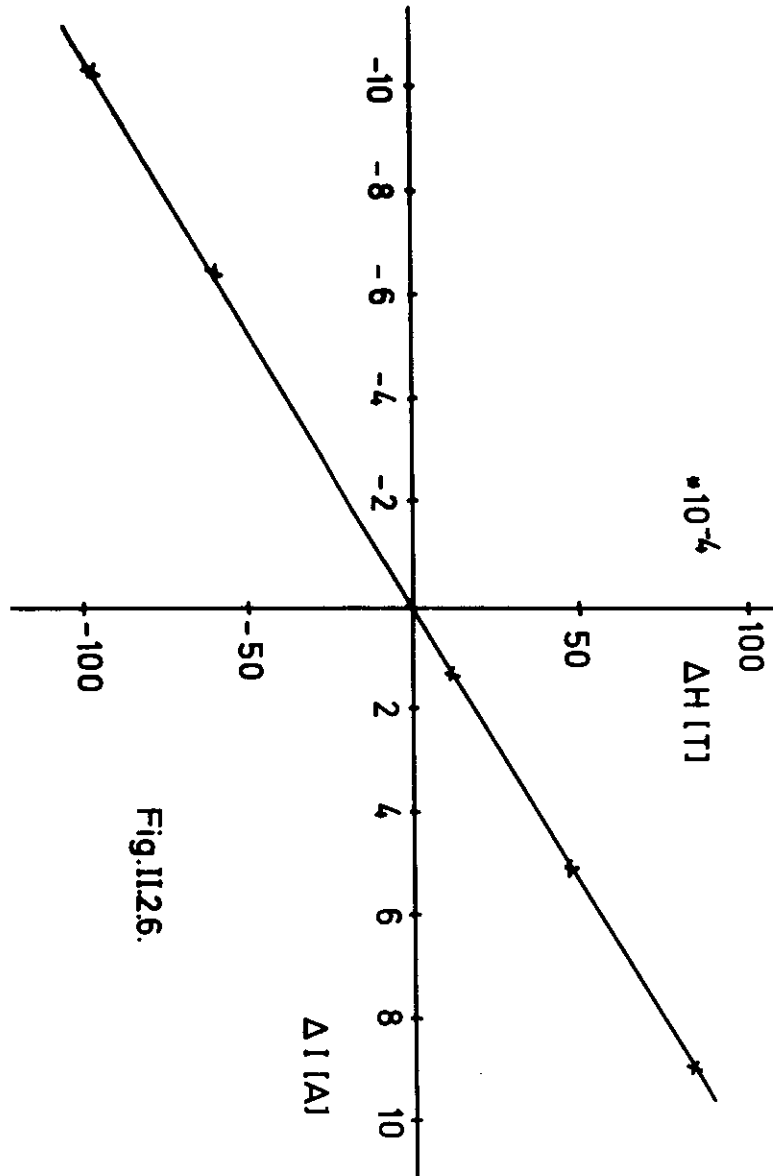


Fig. II.2.6.

Daten der Polarisationsmagnete

	PT6	Sup.Magnet
Sollfeldstärke H_0	2,5 T	5 T
Gapöhe	63,5 mm	54 mm \varnothing
Homogenität	$2 \cdot 10^{-4}$	$\leq 10^{-5}$
vertikaler	$\pm 30^\circ$	Kegel
horizontaler Öffnungswinkel	$\pm 130^\circ$	15°
integrierte Feldlänge	0,432 Tm	
Stromaufnahme (H_0)	600 A	45 A
Leistungsaufnahme	75 kW	-
Langzeitkonstanz	$< 10^{-4}$	-
$\Delta (H_0)/\Delta I$	$9,25 \cdot 10^{-4} \text{ T/A}$	0.11 T/A

Tab. II.2.1

3. Mikrowellensystem

Ein Blockschaltbild des Mikrowellensystems zur Sättigung der 'verbotenen Übergänge' *forbidden* zeigt die Fig II.3.1. Die einzelnen Komponenten der Anordnung werden in den folgenden Abschnitten besprochen.

3.1 Oszillator

Die Mikrowellenenergie wird mit einem wassergekühlten Carcinotron der Firma Thomson-CSF (69) erzeugt. Diese speziellen Rückwärtswanderfeldröhren haben für DESPOT eine Mittelfrequenz von 70 GHz (2.5 T) bzw. 140 GHz (5 T) bei einer Ausgangsleistung von ca. 15 Watt und sind im Bereich $\pm 4\%$ von der Mittelfrequenz abstimbar. Zum Betrieb der Röhren werden vier Spannungen benötigt:

- Heizung
- Wehneltspannung
- Anodenspannung 1
- Anodenspannung 2

Die Werte für Heizung und Wehneltspannung sind im allgemeinen vom Hersteller vorgeschrieben. Anodenspannung 2 bestimmt die Frequenz, über Anodenspannung 1 wird der Anodenstrom 2 und damit die Ausgangsleistung geregelt. Typische Betriebsdaten sind der Tabelle II.3.1 zu entnehmen. Fig II.3.2 zeigt die Abhängigkeit der Frequenz von Anodenspannung 2 sowie die Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Frequenz für drei Anodenstromwerte.

Zur dynamischen Polarisation wird aus Fig II.3.2 ein Anfangswert für die Anodenspannung 2 gewählt. Dann werden durch Messen des erreichten Polarisationsgrades Anodenspannung und Leistung variiert, bis optimale Betriebsparameter ermittelt sind. Diese Prozedur ist wegen der grossen Relaxationszeit ziemlich langwierig, da nach jeder Neueinstellung der Gleichgewichtszustand abgewartet werden muss. Die optimalen Betriebsdaten für das zur Zeit verwendete Carcinotron Nr. 238-14 sind:

U(Heizung)	2.15 V	
U(A2)	4390 V	positive Polarisation
U(A2)	4570 V	negative "
I(A2)	32 mA	
U(Wehnelt)	-7 V	

bei einem Magnetfeld von 2.49 T entsprechend 0.8730 V am Shuntwiderstand des Magneten.

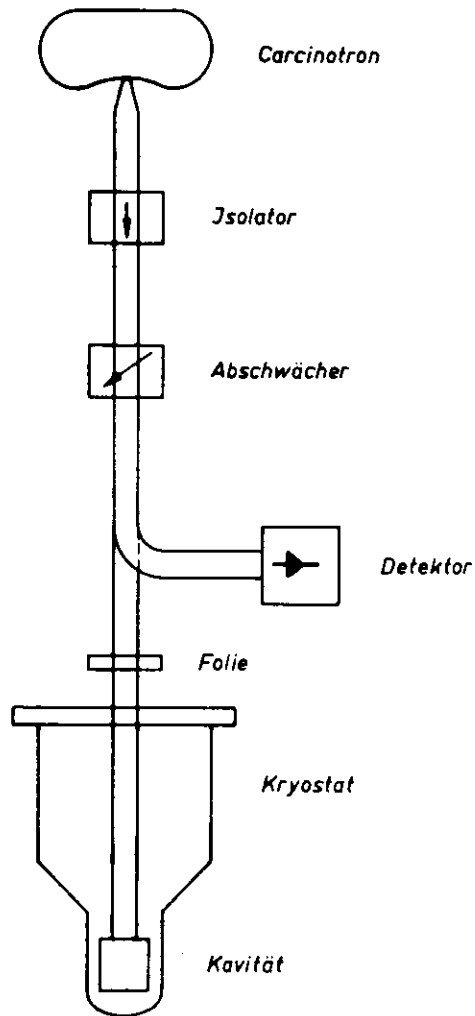


Fig.II.3.1.

CARCINOTRON 0

BACKWARD WAVE OSCILLATOR

TYPE: F 4076 Nr. 238-I4
(CO 40.B)

HEIZUNG: 7.4 Volt
2.15 Ampere

ABSOLUTE GRENZWERTE:	ANODENSPANNUNG (2)	<u>6 500</u>	Volt
	ANODENSTROM (2)	<u>60</u>	mA

5 W. zwischen 67.0 und 72.1 GHz

10 W. zwischen 68.7 und 72.1 GHz

20 W. zwischen 70.75 und 72.1 GHz

MAXIMALE AUSGANGSLEISTUNG 24.2 W. und 71.6 GHz

TYPISCHE BETRIEBSWERTE

ANODENSPANNUNG (2)	4 250	4 750	6 000	Volt
ANODENSTROM (2)	60	60	60	mA
ANODENSPANNUNG (1)	1 300	1 300	1 300	Volt
ANODENSTROM (1)	0	0	0	mA
WEHNELTSPANNUNG	-4	-4	-4	Volt
AUSGANGSLEISTUNG	14.2	18.1	24.2	Watt
FREQUENZ	69.35	70.25	71.6	GHz

Tabelle II.3.1.

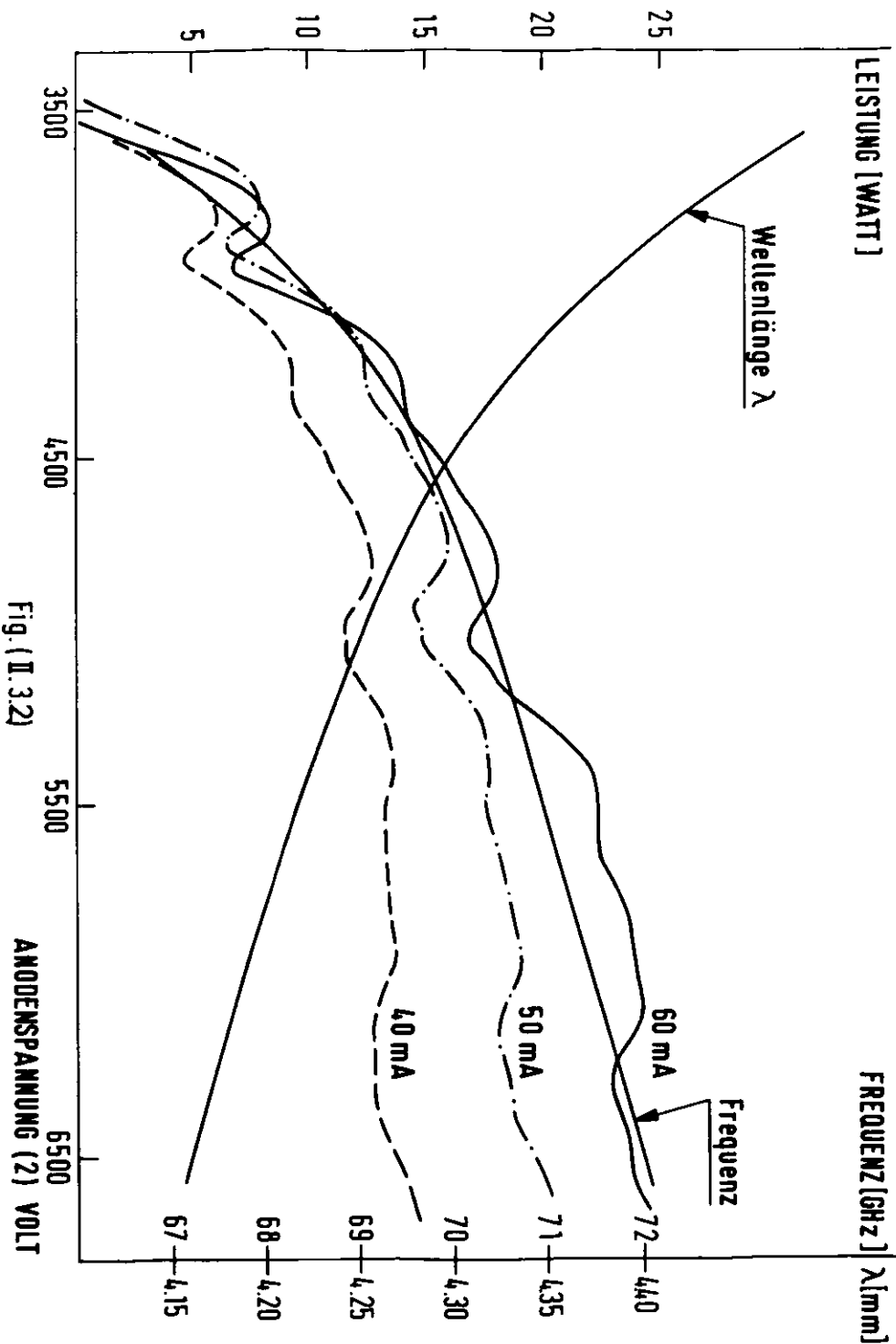


Fig. (II.3.2)

Das Carcinotron enthält einen Permanentmagneten zur Fokussierung. Um externe Störfelder unterhalb der zulässigen Grenze von 10 Gauss zu halten, befindet es sich in einem Metallkasten aus Weicheisen.

Durch einen geschlossenen Kreislauf wird das Kühlwasser mit einem Thermostaten (70) und einem Tauchkühler (71) auf $18 \pm 0.1^\circ \text{C}$ konstant gehalten.

Die garantierte Lebensdauer des Carcinotrons beträgt 500 Stunden (70 GHz) bzw. 250 Stunden (140 GHz). Tatsächlich wurde mit dem ersteren bisher eine Lebensdauer von 2300 Std. erreicht.

3.2 Stromversorgung

Die notwendigen Versorgungsspannungen werden von einem kompakten Stromversorgungsgerät der Firma Simel geliefert (72). Die Langzeitkonstanz der Spannungen und damit der Frequenz und Leistung ist $< 10^{-4}$.

Ein internes Interlock stellt sicher, dass die einzelnen Spannungen nur in der vom Carcinotron-Hersteller vorgeschriebenen Reihenfolge eingeschaltet werden können. Die frequenzbestimmende Anodenspannung 2 ist mit einer Auflösung von 1 V einstellbar von 0-6 KV. Bei 70 GHz entspricht das einer Frequenzauflösung von ca. 1.5 MHz.

3.3 Interlock

Zum Schutz des Carcinotrons vor unzulässiger Erwärmung wird der Kühlwasserkreislauf mit einem Wasserrelais und einem PTC-Temperaturfühler überwacht. Wird der Kreislauf unterbrochen oder übersteigt die Wassertemperatur den zulässigen Wert von 24°C an der Auslaufseite des Carcinotrons, so werden die Anodenspannungen abgeschaltet. Aus Sicherheitsgründen wird ebenfalls abgeschaltet, wenn die Tür der Stromversorgung (6 KV) geöffnet wird. Durch Kontrolllampen an der Interlock.Kassette (s. Fig.II.4.8) wird die Ursache der Abschaltung angezeigt.

3.4 Energieübertragung

Die Mikrowellenenergie wird über Hohlleiter in den Resonator (Kavität) geführt, der das Target enthält. Rechteckhohlleiter haben eine Dämpfung proportional $a^{-3/2}$, wobei a die längere Seite des Querschnitts ist. Um die Verluste auf dem Übertragungsweg (ca. 3m) klein zu halten, werden daher Hohlleiter für 8 mm Wellenlänge (RG 98/U; $7,11 \times 3,55 \text{ mm}^2$) mit einer Dämpfung von 0.9 db/m verwendet. Die Verbindung mit dem Carcinotron erfolgt über ein Übergangsstück RG 98/U auf RG 96/U.

Der letzte im He^3 -Kryostaten eingebaute Teil des Hohlleiters liegt zwischen

Raumtemperatur und 0.5 K. Aus diesem Grunde wurde Monel als Hohlleitermaterial gewählt. Die Wärmeleitfähigkeit dieses Materials ist im Temperaturbereich 0.5 - 1.0 K wesentlich geringer als bei versilbertem Kupferhohlleiter. Gegenüber dem Außenraum wird die Hohlleitung durch 20 μ Teflonfolie vakuumdicht abgeschlossen.

durch einen Ferritisolator TRG wird das Carcinotron vor Beschädigung durch Reflexionen bei schlechter Anpassung geschützt. Die Durchgangsdämpfung ist < 0.2 db, in Rückwärtsrichtung ist sie größer als 60 db.

Für Untersuchungen der Polarisationsmechanismen wurde außerdem ein geeichter Abschwächer (73) von 0-50 db in den Übertragungsweg eingebaut. Dieser hat den Vorteil frequenzstabiler Leistungsänderung. Leistungsänderungen über den Anodenstrom des Carcinotrons führen zu kleinen Frequenzverschiebungen, die über die Anodenspannung nachgeregelt werden müssen (Push-Effekt, s. Instruction Manual).

Ein Detektor mißt die Ausgangsleistung des Carcinotrons über einen 10 db Richtkoppler. Durch Kontrollieren der Detektorspannung kann daher die frequenzabhängige Ausgangsleistung konstant gehalten werden. Änderungen, z. B. beim Wechsel der Polarisationsrichtung, werden mit dem Abschwächer nachgeregelt.

II.3.5. Kavität

Die Targetprobe ist in einem Metallbehälter in der Form einer "multi-mode"-Kavität enthalten. Ihre Lage zum γ -Strahl ist Fig. II.3.4 und 5. zu entnehmen. Die Maße der Kavität sind 20 mm in der Höhe, 40 mm Länge in Strahlrichtung und 40 mm senkrecht zum γ -Strahl in der Horizontalebene, davon jedoch nur 20 mm innerhalb des γ -Strahles und auch innerhalb der HF-Spule. Der γ -Strahl ist so zur Kavität justiert, daß er mit ca. 17×17 mm² auf Feiner Fall Bodenblech oder Deckel tangiert, die aus dickeren Cu-Material gefertigt sind. Die Materialdicken des Hohlraumresonators und der ihn umgebenden Materialien sind in Kap. II.5.1. aufgeführt für den Fall des d-Butanol-Targets im He³/He⁴-Fryostater (s. Fig. II.3.6.). Der Al-Au-Zylinder ist zeitweise durch eine Kapton-Folie ersetzt gewesen.

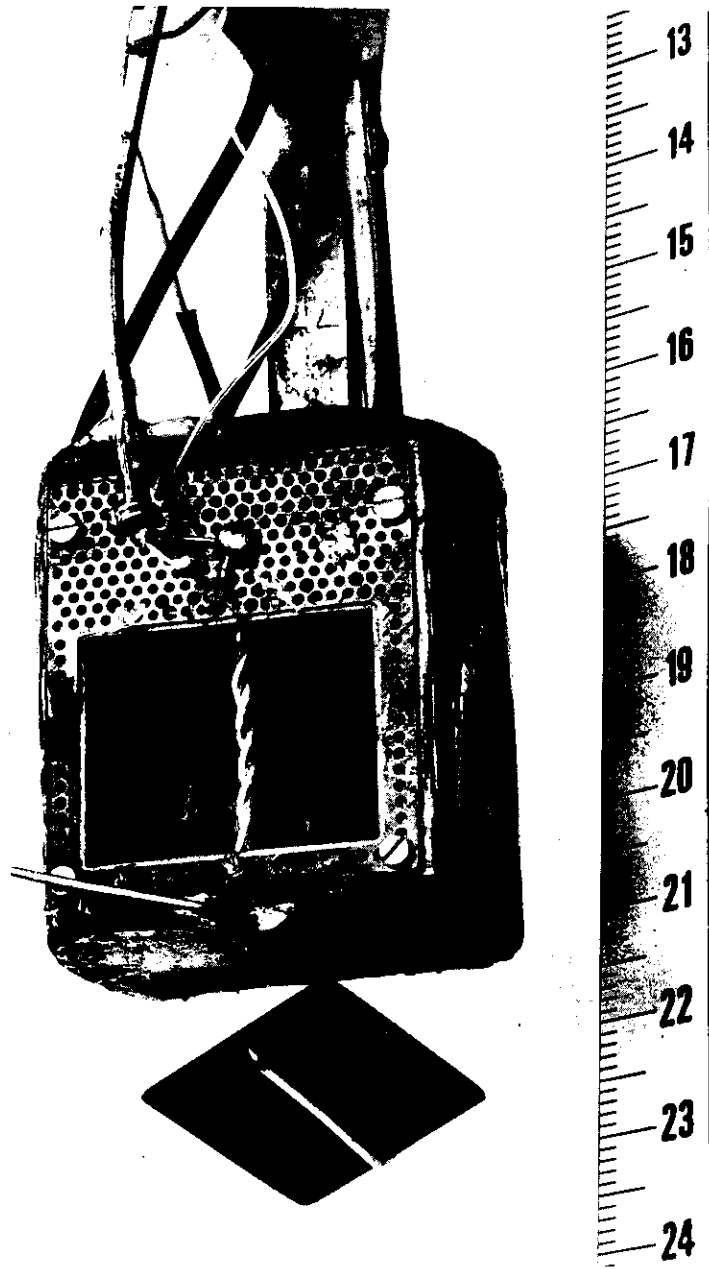


Fig.II.3.3.

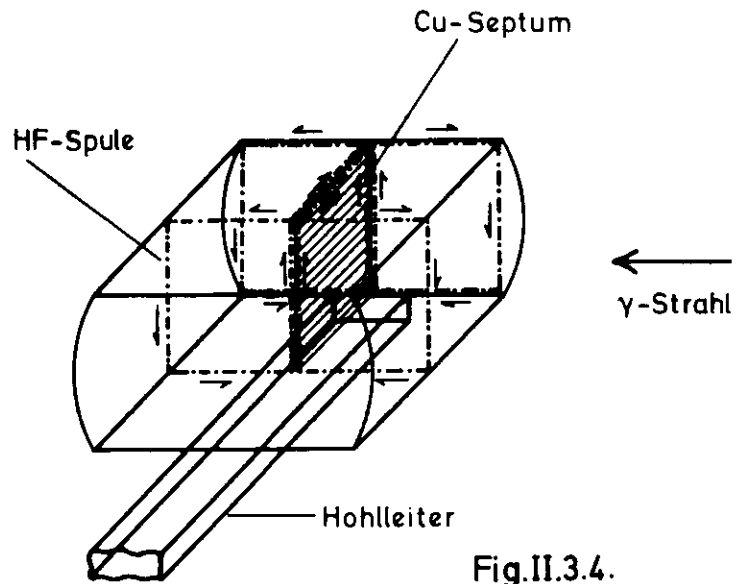


Fig.II.3.4.

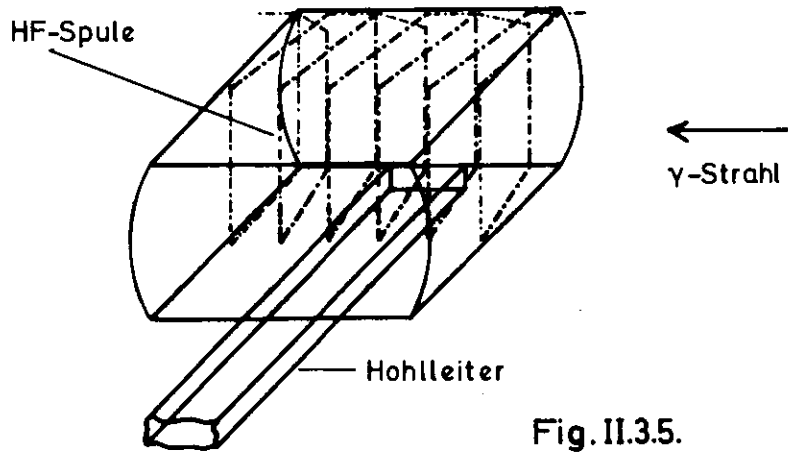


Fig.II.3.5.

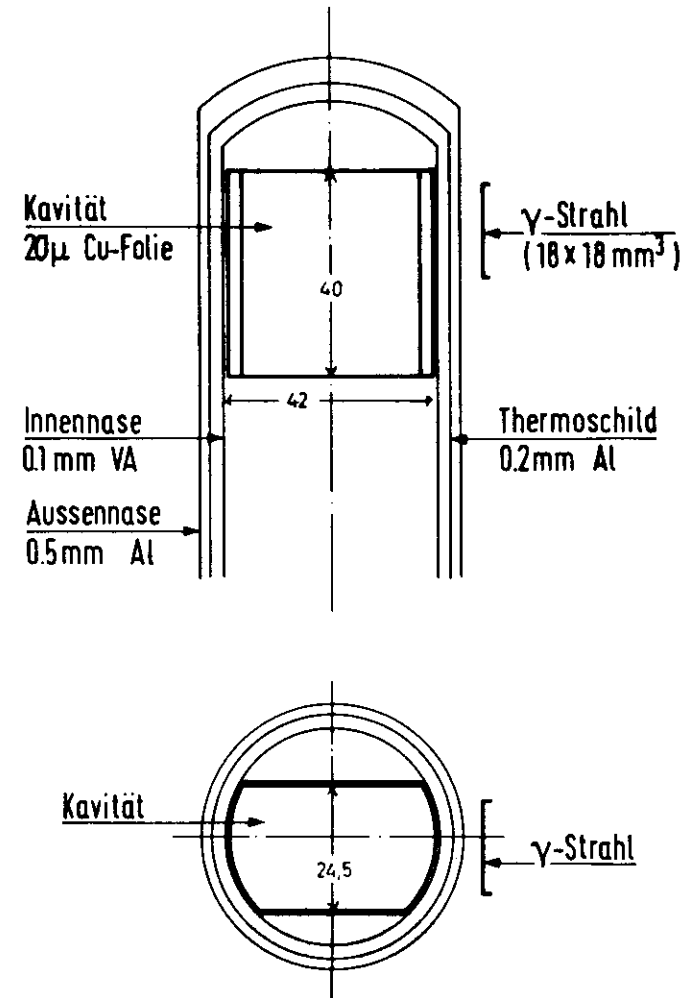


Fig.II.3.6. Lage der Kavität im Kryostaten

Die Mikrowellenzuleitung erfolgt von unten aus durch einen Folien-Hohlleiter und ist mit dem Cu-Boden verlötet.

Die HF-Ausleuchtung der Kavität zur Messung des Polarisationsgrades mit Hilfe der Kernresonanzmethode wird auf zwei verschiedene Weisen vorgenommen. Für die Protonenresonanz besteht die HF-Spule aus 4 Windungen in der in Fig. II.3.4. dargestellten Weise. Die Pfeile zeigen den Stromfluß in den Windungen an, die so geschaltet sind, daß die vordere und die hintere Kammer von entgegengesetzten magnetischen HF-Feldern durchflossen sind. Die beiden Kammern sind zur besseren Feldhomogenisierung durch ein dünnes Cu-Septum getrennt. Diese Spulenform zeichnet sich durch gute Feldhomogenität und niedrige Induktivität (106 MHz) aus. Für die Deuteron-Kernresonanz ist eine Spule mit größerer Induktivität vorteilhafter (16 MHz). Fig. II.3.5. zeigt die solenoidförmig, parallel zum γ -Strahl gewickelte Spule aus 6 Windungen. Je zwei der Windungen sind zur Verringerung der Induktivität parallel geschaltet. Es ist auch hier im Wesentlichen nur die vom Photonenstrahl durchsetzte Probe von der HF-Spule umschlossen.

4. Kernresonanzapparatur

Während mit Hilfe des Mikrowellensystems durch Induktion und Saturierung "verbotener Übergänge" der Frequenz $\nu_e \pm \nu_N$ die Nukleonpolarisation erzeugt wird, ist die Aufgabe der Kernresonanzapparatur, durch Induktion von "erlaubten Übergängen" mit der Larmorfrequenz der Nukleonen (bei vernachlässigbarer Saturierung) den erreichten Polarisationsgrad zu messen. Er kann über die Impedanzänderung der Spule bestimmt werden, die das Magnetische Wechselfeld erzeugt. Nach (I.4.21) ist die Spulenimpedanz durch

$$j\omega L = j\omega L_0 (1 + 4\pi \chi(\omega)) \quad (4.1)$$

mit der HF-Suszeptibilität

$$\chi(\omega) = \chi'(\omega) - j\chi''(\omega) \quad (4.2)$$

gegeben, und es gilt

$$P = k \int_{\omega} \chi''(\omega) d\omega \quad (4.3)$$

wobei die Integration über den Bereich $\omega_0 \pm 4\omega$ des Resonanzeffekts zu erfolgen hat.

Eine geeignete Anordnung zur Messung von P besteht aus einem Serienschwingkreis aus Targetspule L und Kondensator C, abgestimmt auf die Resonanzfrequenz ω_0 , der von einem Konstant-Strom HF Oszillator gespeist wird. Mit diesem Schwingkreis läßt sich ein Spannungssignal messen, welches in erster Näherung $\chi''(\omega)$ und daher wegen (4.3) der Polarisation proportional ist.

4.1 Bestimmung von P

Die Impedanz des Schwingkreises ist, wenn die verlustbehaftete Spule durch eine Serienschaltung von r und L dargestellt wird, durch

$$Z(\omega_0) = r + j(\omega L_0 - \frac{1}{\omega C}) \quad (4.4)$$

gegeben (Fig II.4.1). Der Index 0 bedeutet $\chi' = \chi'' = 0$. Mit

$$\omega_0 = (\frac{1}{L_0 C})^{-1/2}$$

$$Q = \omega_0 L_0 / r$$

$$\omega L_0 - \frac{1}{\omega C} = \omega_0 L_0 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)$$

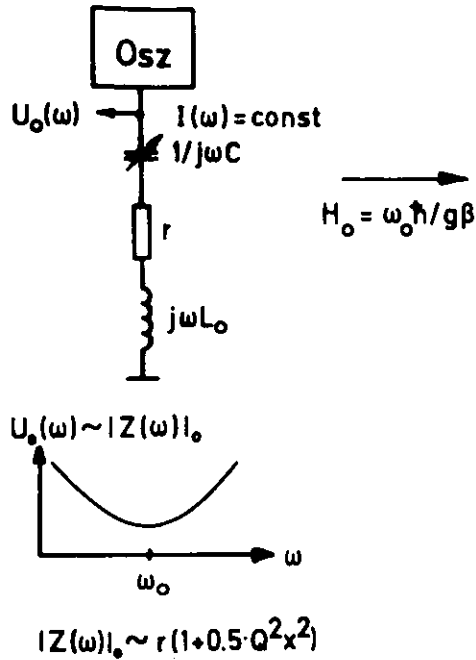


Fig. II.4.1.

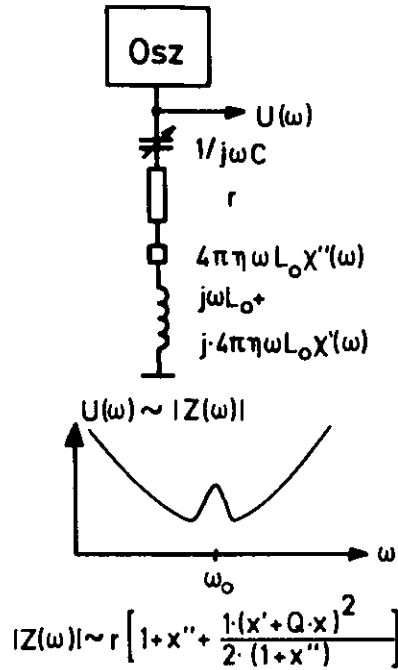


Fig. II.4.2.

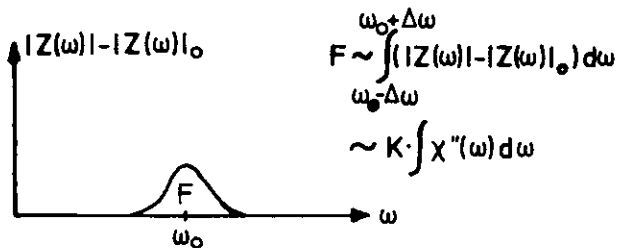


Fig. II.4.3.

und

$$x = \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)$$

folgt hieraus

$$Z(\omega)_0 = r(1 + jQx) \tag{4.5}$$

bzw.

$$|Z(\omega)|_0 = r\sqrt{1 + Q^2x^2} \approx r\left(1 + \frac{1}{2}Q^2x^2\right) \tag{4.6}$$

Solange das Magnetfeld H_0 nicht der Resonanzbedingung $\omega_0 = g_p \beta_m H_0 \hbar^{-1}$ genügt, erhält man bei Modulation der Oszillatorfrequenz durch die Resonanzfrequenz als Spannungssignal die bekannte Resonanzkurve des Serienkreises (Fig. II.4.1). Wird $H_0 = \omega_0 / \gamma$ gewählt, so ist die Impedanz der Spule wegen des Resonanzeffekts durch

$$j\omega L = j\omega L_0(1 + 4\pi\eta\chi(\omega)) \\ = j[\omega L_0 + 4\pi\eta\omega L_0\chi'(\omega)] + 4\pi\eta\omega L_0\chi''(\omega)$$

gegeben (Fig. II.4.2). $\chi'(\omega)$ bewirkt eine Zusatzinduktivität, $\chi''(\omega)$ einen Zusatzwiderstand des Kreises. Die Impedanz ist mit den Abkürzungen

$$X' = 4\pi\eta Q \chi'(\omega) \\ X'' = 4\pi\eta Q \chi''(\omega)$$

durch

$$Z(\omega) = r \left[\left(1 + \frac{\omega}{\omega_0} X'\right) + j \left(Qx + \frac{\omega}{\omega_0} X''\right) \right] \tag{4.7}$$

bzw.

$$|Z(\omega)| = r \sqrt{\left(1 + \frac{\omega}{\omega_0} X'\right)^2 + \left(Qx + \frac{\omega}{\omega_0} X''\right)^2} \tag{4.8}$$

gegeben. Entwickelt man die Wurzel und vernachlässigt Terme in X' und X'' von höherer als 2. Ordnung, so erhält man die Näherung

$$|Z(\omega)| \approx r \left[1 + X'' + \frac{1}{2} \frac{(X' + Qx)^2}{1 + X''} \right] \tag{4.9}$$

In diesem Fall erhält man bei Modulation der Oszillatorfrequenz den Spannungsverlauf der Fig. II.4.2), welcher außerhalb des Resonanzeffekts

(hier ist $\chi' = \chi'' = 0$) mit Fig II.4.1) identisch ist.

Durch Differenzbildung $(|Z(\omega)| - |Z(\omega)_0|)$ erhält man mit (4.6) und (4.9) den gesuchten in 1. Näherung zu proportionalen Ausdruck

$$\Delta Z = |Z(\omega)| - |Z(\omega)_0| = r \left[\chi' + \frac{(\chi' + \alpha x)^2}{1 + \chi'^2} \right] \quad (4.10)$$

Damit ergibt sich die folgende Methode zur Bestimmung von P in der angegebenen Näherung:

Man moduliert den Oszillator in einem Frequenzbereich $\omega_0 - \Delta\omega \leq \omega \leq \omega_0 + \Delta\omega$, der mindestens die zweifache Breite des Resonanzsignals umfaßt. Durch elektronische Integration der Spannungskurven $U(\omega)$ und $U(\omega)_0$ (H_0 weit außerhalb des Resonanzeffekts) und anschließende Subtraktion erhält man die Fläche des Resonanzsignals Fig. II.4.3. Für F gilt mit (4.10)

$$F \propto \int_{\omega} [|Z(\omega)| - |Z(\omega)_0|] d\omega \approx \int_{\omega} \chi''(\omega) d\omega \quad (4.11)$$

Da $\chi''(\omega) = 4\pi q \omega_0 L_0 \chi''(\omega)$ und $P = K \int \chi''(\omega)$ ist also

$$F = CP \quad (4.12)$$

Zur Bestimmung von C, das sowohl von Konstanten des Nukleonsystems als auch von Parametern der Elektronik abhängt, wird F(TE) bei berechneter Polarisation des thermischen Gleichgewichts P(TE) gemessen. Dann gilt

$$C = \frac{F(TE)}{P(TE)}$$

und damit für die zu messende dynamische Polarisation P(DYN)

$$P(DYN) = \frac{F(DYN)}{F(TE)} \cdot P(TE) \quad (4.13)$$

Der aus den Flächen der Resonanzsignale ermittelte Enhancementfaktor

$$E_m = \frac{F(DYN)}{F(TE)} \quad (4.14)$$

entspricht wegen des Korrekturterms in (4.10) und weiterer vernachlässigter Termen höherer Ordnung in χ' und χ'' nicht dem tatsächlichen Enhancementfaktor

$$E = \frac{P(DYN)}{P(TE)} \quad (4.15)$$

welcher den erreichten Polarisationsgrad P(DYN) bestimmt. Man führt daher durch die Beziehung (75)

$$E = E_m (1 - \delta) \quad (4.16)$$

einen Korrekturfaktor δ ein. Die Größe von δ liegt in der Größenordnung einiger Prozent. Sie wird in Abschnitt 4.5 für die tatsächlich verwendete Anordnung bestimmt, bei der L und C über ein Koaxialkabel der Länge $n\lambda/2$ verbunden sind. Da es technisch schwierig ist, den sowohl mechanisch als auch elektronisch abstimmbaren Kondensator im Kryostaten unmittelbar an der Targetspule (0.5 K) zu montieren, wurde er außerhalb angebracht. Im Schwingkreis dieser Anordnung muß die Spulenimpedanz $(r + jL)$ durch die Eingangsimpedanz Z_{in} von Kabel plus Spule ersetzt werden. Die charakteristischen Daten des Kabels sind

Z_0	Kabelimpedanz
$\beta = 2\pi/\lambda$	Phasenkonstante
α	Dämpfungs-konstante
l	Kabellänge

gegeben, so ist die Eingangsimpedanz

$$Z_{in} = \frac{(r + j\omega L) + Z_0 \tanh(\alpha + j\beta)l}{Z_0 + (r + j\omega L) \tanh(\alpha + j\beta)l} \quad (4.17)$$

Die Ableitung der Formeln zur Bestimmung von P führen mit diesem Ausdruck zu sehr unübersichtlichen Ausdrücken, ohne am Prinzip etwas zu ändern, er wird aber bei den Korrekturen berücksichtigt. Die Gleichungen (4.4) bis (4.10) sind daher als Grenzfall eines ungedämpften Kabels ($\alpha=0$) der Länge $n\lambda/2$ anzusehen. Denn in diesem Fall erhält man mit der Identität

$$\tanh(\alpha + j\beta)l = \frac{\tanh(\alpha l) + j \tan(\beta l)}{1 + j \tanh(\alpha l) \tan(\beta l)} \quad (4.18)$$

$$Z_{in} = (r + j\omega L) + j \tan(\alpha l) = r + j\omega L$$

In den folgenden Abschnitten wird die Elektronik der Kernresonanzapparatur beschrieben. Für DESPOT wurden für Proton und Deuteron zwei Apparaturen gebaut, die aber bis auf HF-Komponenten wegen der verschiedenen Resonanzfrequenzen von 106 MHz und 16.2 MHz identisch sind.

Ein Blockschaltbild der Signalverarbeitung zeigt die Fig. II.4.4). Mit einer Folgefrequenz von 50 Hz durchfährt der Oszillator für einen Zeitraum von 2msec den Frequenzbereich $f_0 - \Delta f \leq f \leq f_0 + \Delta f$. Für Protonen z.B. 105.8 MHz bis 106.2 MHz bei einer Resonanzfrequenz von $f_0 = 106$ MHz. In der dazwischen liegenden Zeit ist $f = f_0 - \Delta f$. Das durch die Frequenzmodulation über dem Schwingkreis entstehende Spannungssignal wird hochfrequent verstärkt und gleichgerichtet. Nach Abtrennung der DC-Komponente $U(\omega) = I(\omega) / (2(\omega_0 - \omega))$ durch C-Kopplung wird das Signal niederfrequent verstärkt und auf einen Differenzverstärker gegeben. Das zweite Eingangssignal am Differenzverstärker ist die "Kompensationsparabel". Sie wird synchron mit der Frequenzmodulation gebildet und erzeugt den Spannungsverlauf $U(\omega) = I(\omega) / (2(\omega) / \omega_0)$ (Gl. 4.5), das heißt den Spannungsverlauf über dem Schwingkreis ohne Resonanzeffekt. Amplitude und Symmetrie dieser "Parabel" können in weiten Grenzen variiert werden, so daß man $U(\text{Kompensation})$ gleich $U(\cdot)_0$ erreichen kann. Damit erhält man am Ausgang des Differenzverstärkers das Polarisationsignal $u(\omega) = V I(\omega) / (2(\omega) - \omega_0)$ (V Verstärkungsfaktor der Elektronik). Ein nachfolgender NF-Verstärker wird bei Messung des thermischen Signals (TE) mit 100 facher Verstärkung betrieben und beim dynamischen Signal auf 1fache Verstärkung umgeschaltet, da das Verhältnis der Signale ca. 10^2 beträgt. Die Gesamtverstärkung der Elektronik ist ca. $2 \cdot 10^5$ (TE) bzw. $2 \cdot 10^3$ (DYN). Bei einer Größe des NMR-Signals von etwa 10 μ V (TE) über dem Schwingkreis erhält man damit für die Flächenmessung ein Signal von ca. 2V. Sie wird über einen Analog-Digitalkonverter mit Hilfe einer PDF durchgeführt. Gleichzeitig wird das Signal zur Kontrolle auf einen Oszillographen gegeben. Sowohl der ADC als auch die Zeitraxis des Oszillographen werden synchron mit Beginn des Modulationsintervalls gestartet.

4.2 HF-System

Das HF System (Fig. II.4.5) umfaßt die Komponenten Schwingkreis, Oscillator, Modulationseinheit, HF-Verstärker und HF-Gleichrichter. Alle Komponenten (bis auf Targetspule und $\lambda/2$ Kabel) befinden sich in einer Metallbox in unmittelbarer Nähe des Kryostaten, um die Aufnahme von Störsignalen, sowohl innerhalb des HF-Systems als auch über das Kabel zwischen L und C so niedrig wie möglich zu halten. Wo nötig werden die beiden Apparaturen durch NMR (Proton) und DMR (Deuteron) unterschieden.

1) Schwingkreis

Die Targetspule befindet sich innerhalb der Kavität des Mikrowellensystems im Zentrum des Magnetfeldes von 2,5 T. Sie besteht aus 6 Windungen eines Drahtes von 0,3mm Durchmesser im Abstand von 4mm bei einem Spulendurch-

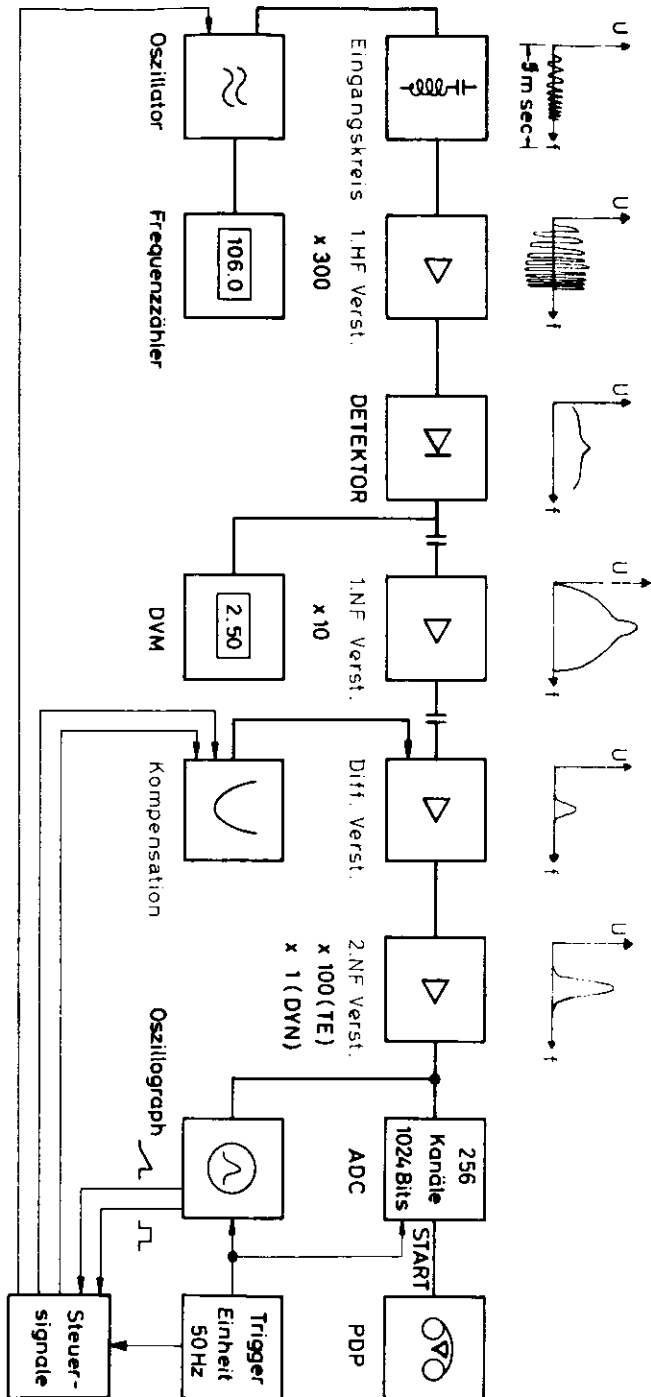


Fig. II.4.4. Blockschaltbild der Signalverarbeitung

messer von ca. 2cm. Je zwei der Windungen werden parallel geschaltet, um einerseits durch die hohe Windungszahl ein möglichst homogenes magnetisches Wechselfeld H_1 zu erzeugen, andererseits die Induktivität der Spule nicht stark zu erhöhen. Sie beträgt ca. 1 μ H. Das $\lambda/2$ -Kabel zwischen Targetspule und Abstimmungskondensator ist im Kryostat ein Koaxialkabel von 50 Ω mit festem Stahlmantel und Stahlinnenleiter. Stahl wurde gewählt, um eine geringe Wärmeleitung zu erzielen. Außerhalb des Kryostaten wird das Kabel RG 58 C/U verwendet. Die Wellenlänge des Kabels beträgt

$$\lambda = \frac{c}{f} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (4.19)$$

Mit $\epsilon_r = 2.28$ (Polyaethylenisolation) erhält man für Protonen bei 106 MHz

$$\lambda_{\text{Proton}} = \frac{3 \cdot 10^8}{1.06 \cdot 10^8} \cdot 0.662 = 1.87\text{m}$$

für Deuteronen bei 16,2MHz

$$\lambda_{\text{Deuteron}} = 12,26\text{m}$$

Da die Entfernung zwischen Spule und HF-Kasten 3m beträgt, wurde für Proton ein $3\lambda/2$ -Kabel gewählt.

Die Schwingkreiskapazität besteht aus einer Parallelschaltung von Drehkondensator zur Grobeinstellung der Resonanzfrequenz und einem Varicap zur Feineinstellung. Seine Kapazität ist über eine angelegte Gleichspannung regelbar.

2) Oszillator

Die Anforderungen an den Oszillator sind gute Langzeitstabilität, elektronische Modulierbarkeit und konstante Ausgangsspannung über den Modulationsbereich. Es wird der Typ VTN-1E der Firma EMF SYSTEMS INC. sowohl für DMR als auch NMR verwendet. Durch thermostatisch geregelte Heizung des Oszillators wird eine Langzeitkonstanz von $\Delta f/f < 10^{-4}$ erreicht. Die Ausgangsspannung beträgt 23 dbm \pm 1db (= 3 V) über den gesamten Frequenzbereich von 10 MHz (NMR) bzw. 2 MHz (DMR). Fig.II.4.6. zeigt die Abhängigkeit der Frequenz von der angelegten Steuerspannung für beide Oszillatoren.

Die erforderliche Konstant-Stromquelle erhält man, indem zwischen Schwingkreis und Oszillator eine Impedanz Z_v mit

$$|Z_v| \gg (|Z(\omega) - |Z(\omega)|_0|)_{\text{max}} \quad (4.20)$$

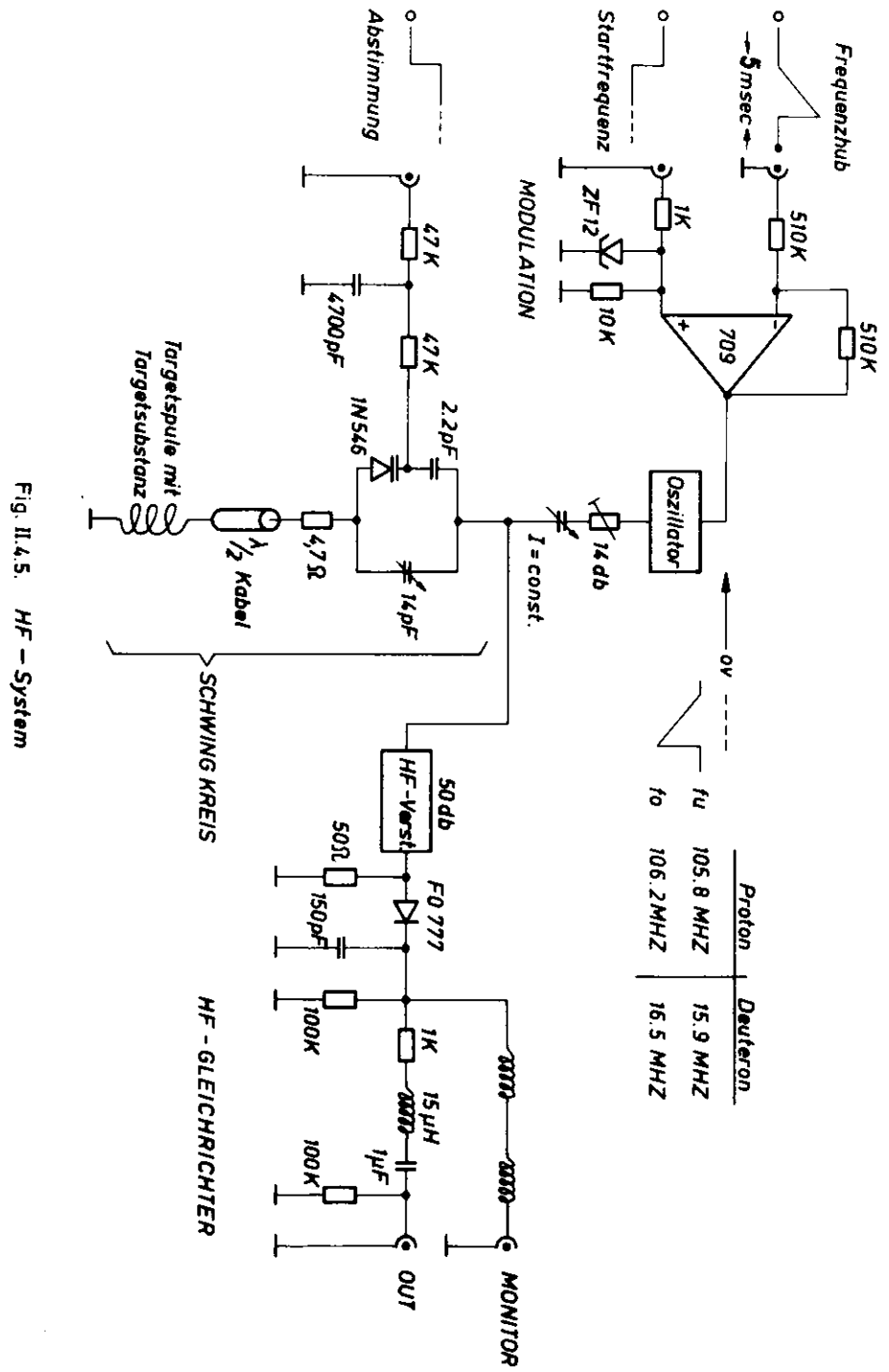


Fig. II.4.5. HF - System

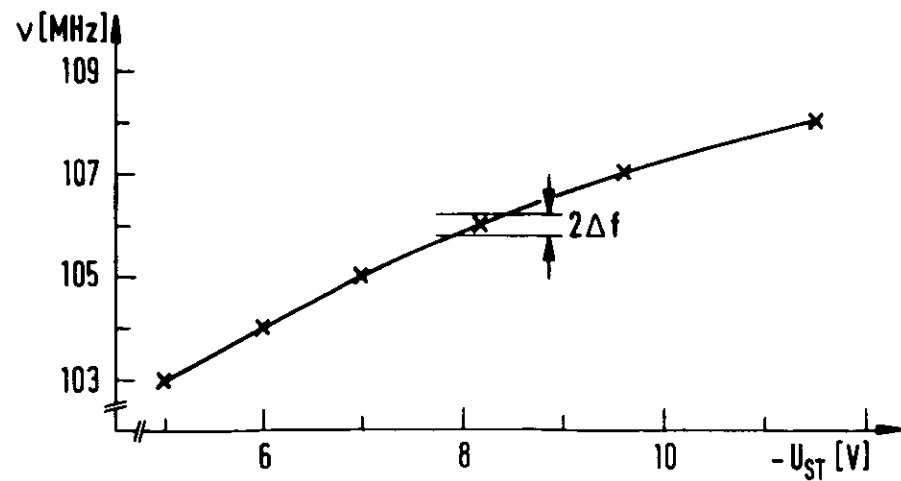
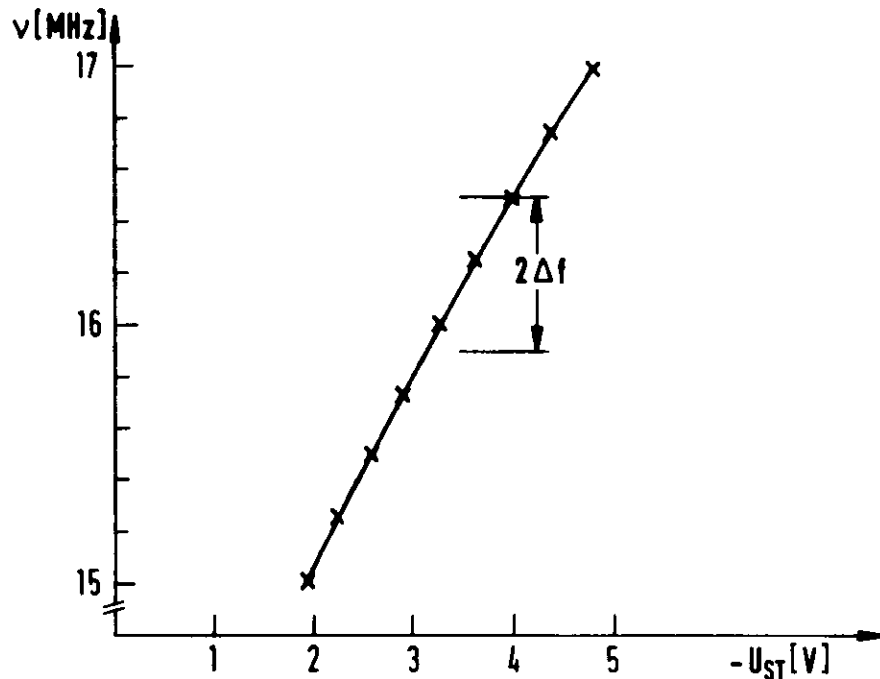


Fig. (II. 4.6)

geschaltet wird. Da $|Z_V|$ den Strom durch die Targetspule bestimmt, wird man den Wert verträglich mit (4.20) so klein wie möglich wählen. Denn die Größe des Resonanzsignals

$$U(\omega) = I(\omega) [Z_2(\omega) - Z_1(\omega) | \cdot]$$

ist dem Strom proportional. Eine obere Grenze für den maximal zulässigen Strom erhält man aus der Beziehung (Gl. I.2.8) und $P = n/N$

$$P_{04} = \frac{P_0}{1 + g^2 \beta^2 k^{-2} H_{10}^2 T_1 T_2} \quad (4.21)$$

Das heißt, die tatsächliche Polarisation P_0 wird durch die Messung mit dem magnetischen Wechselfeld $H_1(\omega)$ verringert, sobald der Sättigungsfaktor S nicht zu vernachlässigen ist. Da das Feld der Spule durch mit

$$H_1(\omega) \propto I(\omega) \quad (4.21)$$

erzeugt wird, muß also gelten

$$g^2 \beta^2 k^{-2} H_{10}^2(\omega) T_1 T_2 \ll 1$$

Die einzige Variable in diesem Ausdruck ist bei vorgegebener Temperatur und Targetsubstanz die Magnetfeldamplitude $H_{10}(\omega)$. Ihre obere Grenze für ein Putanoltarget bei 0.5°K ergibt sich aus folgender Rechnung:

$$T_1 = 80 \text{ min} \quad (\text{s. Fig. II.1.1})$$

$$g^2 \beta^2 k^{-2} = 2.67 \cdot 10^4 \quad (\text{Gauss sec}^{-1})$$

T_2 wird aus der Halbwertsbreite des Resonanzsignals bestimmt, da

$$T_2 = \frac{1}{\Delta\omega}$$

Man erhält mit Hilfe der Fig. (4)

$$T_2 \approx 5 \cdot 10^{-6}$$

Gl. (4.21) gilt für stationäre Einstrahlung von $P_1(\omega)$. Bei periodischer Modulation ist T_2 mit einem Faktor T/T_0 zu multiplizieren, wobei T die Zeit des Modulationsintervalls und T_0 die Zeit zwischen zwei Intervallen bedeutet. Mit $T = 2\text{msec}$, $T_0 = 18\text{msec}$ ist T_2 also durch

$$T_2^* = T_2 \cdot \frac{T}{T_0} = 5.6 \cdot 10^{-7} \quad (4.23)$$

zu ersetzen. Einsetzen der Zahlenwerte ergibt in Einheiten Gauss

$$H_{00}(\omega) \ll \frac{1}{g_{\text{eff}} \mu_0 \tau^{-1} \sqrt{T_1 T_2}} = 7.25 \cdot 10^{-4} \quad (4.24)$$

Eine Abschätzung für den zulässigen Strom kann man über die Beziehung

$$\frac{1}{2} L i^2 = \frac{1}{2} (H \circ B) \circ V = \frac{1}{2 \mu_0} B^2 V \quad (4.25)$$

machen, wenn angenommen wird, daß sich der Hauptanteil der magnetischen Feldenergie unterhalb des Spulenvolumens aufgebaut hat. Mit $L \approx 10^{-7}$ Hy, $V \approx 10^{-6} \text{ m}^3$ und Gauss = 10^{-4} Tesla ergibt diese wegen der ungünstigen Spulengeometrie vorsichtige Abschätzung

$$i_{\text{max}} \ll B \sqrt{\frac{V}{\mu_0 L}} \quad (4.26)$$

Die Bedingung (4.20) für eine Konstant-Stromquelle und (4.25) für Polarisationsmessung ohne Saturierungseffekt werden über einen variablen Abschwächer hinter dem Oszillator in Reihe mit einer einstellbaren Kapazität realisiert. Der Frequenzgang der Kapazität kann vernachlässigt werden, da bei $\omega_0 = 106$ MHz (NMR) und einer Signalbreite von $\Delta\omega$ ca. ± 100 KHz

$$\frac{Z(\omega)_c - Z(\omega_0)_c}{Z(\omega_0)_c} \approx \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = 10^{-3}$$

Bei der DMR wurde die Kapazität durch einen Widerstand ersetzt, da wegen $\Delta\omega$ ca. ± 200 KHz und $\omega_0 = 16.2$ MHz $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1.25 \cdot 10^{-2}$.

Experimentell kann man die Stromeinstellung prüfen, indem die Folgefrequenz der Modulationsintervalle variiert wird. Ist der Strom zu hoch eingestellt, so mißt wegen (4.22) und $H(\omega) \propto I(\omega)$ bei Erhöhung der Folgefrequenz eine Abnahme des Resonanzsignals meßbar sein.

3) Modulation

Die Frequenz der Oszillatoren ist durch die angelegte negative Steuerspannung U_{ST} bestimmt (Fig II.4.6.). Zur Modulation der Frequenz wird eine Sägezahnspannung erzeugt, deren Amplitude die Breite des Modulationsintervalls (Frequenzhub) $f_0 - \Delta f = f_{\text{u}} \leq f_0 + \Delta f = f_0$ festlegt. Durch Addition einer variablen Gleichspannung durch einen Operationsverstärker wird die Startfrequenz f_{u}

vorgegeben. Im allgemeinen ist

$$f_{\text{u}} - f_0 = \Delta f = 400 \text{ kHz}, f_0 = 106 \text{ MHz (NMR)} \quad (4.27)$$

und wegen des breiteren Signals der Deuteronen

$$\Delta f = 600 \text{ kHz}, f_0 = 16.2 \text{ MHz (DMR)} \quad (4.28)$$

Die erforderliche Sägezahnspannung wird aus dem synchron mit der Zeitbasis erzeugten Sägezahn des Oszillators gewonnen. Da nach Fig. II.4.6. $f = k \cdot U_{\text{st}}$, erhält man auf diese Weise eine lineare Transformation der Frequenz auf die Zeit. Ist T die Breite des Modulationsintervalls, so gilt für die Spannung auf dem Bildschirm bzw. am ADC

$$U(t) = U(f_{\text{u}} + \frac{\Delta f}{T} t) \quad (4.29)$$

im Zeitintervall $0 \leq t \leq T$.

4) HF-Verstärker

Die Größe des thermischen Resonanzsignals beträgt ca. $10 \mu\text{V}$. Um ein gutes Signal/Rausch-Verhältnis zu erzielen, sind daher Schmalbandverstärker mit kleiner Rauschzahl und hoher Verstärkung am besten geeignet. Eine weitere Forderung ist konstante Verstärkung über den Modulationsbereich aus Gründen der Linearität. Verwendet werden Geräte der Firma LOCUS INC. mit Bandbreiten von 10 MHz (NMR) und 3 MHz (DMR) mit einer Spannungsverstärkung von ca. 300 . Die Rauschzahl ist das Verhältnis von Rauschen am richtig abgeschlossenen Ausgang des Verstärkers zu dem thermischen Rauschen, das ein Widerstand vom Wert der Eingangsimpedanz am Ausgang erzeugen würde.

5) HF-Detektor

Das HF-Signal wird mit einer Diode vom Typ FD 777 gleichgerichtet. Bei einem Arbeitspunkt von $2-3$ V und einer maximalen Größe des Resonanzsignals (DYN) von ca. ± 0.3 V ergibt sich eine gute Linearität im Arbeitspunkt des Gleichrichters. Über einen Monitorausgang wird die Konstanz des Arbeitspunktes kontrolliert.

4.3 NF - System

Die Steuerung des HF-Systems (Abstimmung des Schwingkreises und Frequenzmodulation) sowie die Signalverarbeitung des gleichgerichteten Resonanzsignals bis zum Rechner werden unter dem Begriff "NF-System" zusammengefaßt. Es wurde modular aufgebaut und befindet sich einschließlich des Carcinotron-Interlocks zusammengefaßt in einem NIM-Überrahmen (Fig.II.4.8). Einen Gesamtplan der Schaltung zeigt in symbolischer Darstellung die Fig.II.4.9), ausführliche Schaltungsunterlagen sind in (74) zusammengestellt.

1) Trigger-Gate Unit

Der Ausgangspuls der Trigger-Gate Unit triggert den Oszillographen RM15 und damit über dessen synchron mit der Zeitbasis entstehenden Ausgangssignale (Rechteck und Sägezahn) einen Sweep durch die Resonanzfrequenz des Spin-systems. Die Folgefrequenz der Modulationsintervalle beträgt während des normalen Betriebs 50 Hz. Bei der notwendigen hohen Verstärkung zur Messung des thermischen Signals machen sich Störungen aus dem Netz im HF-System durch eine Verformung der Resonanzkurve bemerkbar, sodaß nicht ausreichend gut kompensiert werden kann. Sind die Störungen periodisch, so kann der Triggerpunkt mit einem variablen Delay von maximal einer Periodenlänge (20msec) so gelegt werden, daß das Modulationsintervall (2msec) in ein störungsfreies Zeitintervall fällt. Zum Test von Sättigungseffekten kann die Pulsfolge bis zu 50sec^{-1} unternetzt werden.

Neben der Elektronik zur Herstellung eines geeigneten Triggers enthält die Trigger-Gate Unit einen Levelshifter, der aus dem RM 15-Gatepuls den zur Parabelerzeugung notwendigen negativen Puls formt.

2) Kompensation

Die Kompensationsparabel wird durch Integration der Sägezahnspannung U_S und einem negativen Puls der Amplitude U_G mit Hilfe eines Operationsverstärkers erzeugt (Fig.II.4.10). Mit

$$U_S = \frac{U_{S0}}{T} t \quad (\text{Sägezahn})$$

im Modulationsintervall $0 \leq t \leq 1$ erhält man die Ausgangsspannung

$$U_{out} = -\frac{1}{C_1} \int_0^t \left(\frac{U_S}{R_3} - \frac{U_G}{R_3} \right) dt$$

d.h.

$$U_{out} = \frac{U_G}{C_1 R_3} t - \frac{U_{S0}}{2T R_3 C_1} t^2 \quad (4.30)$$

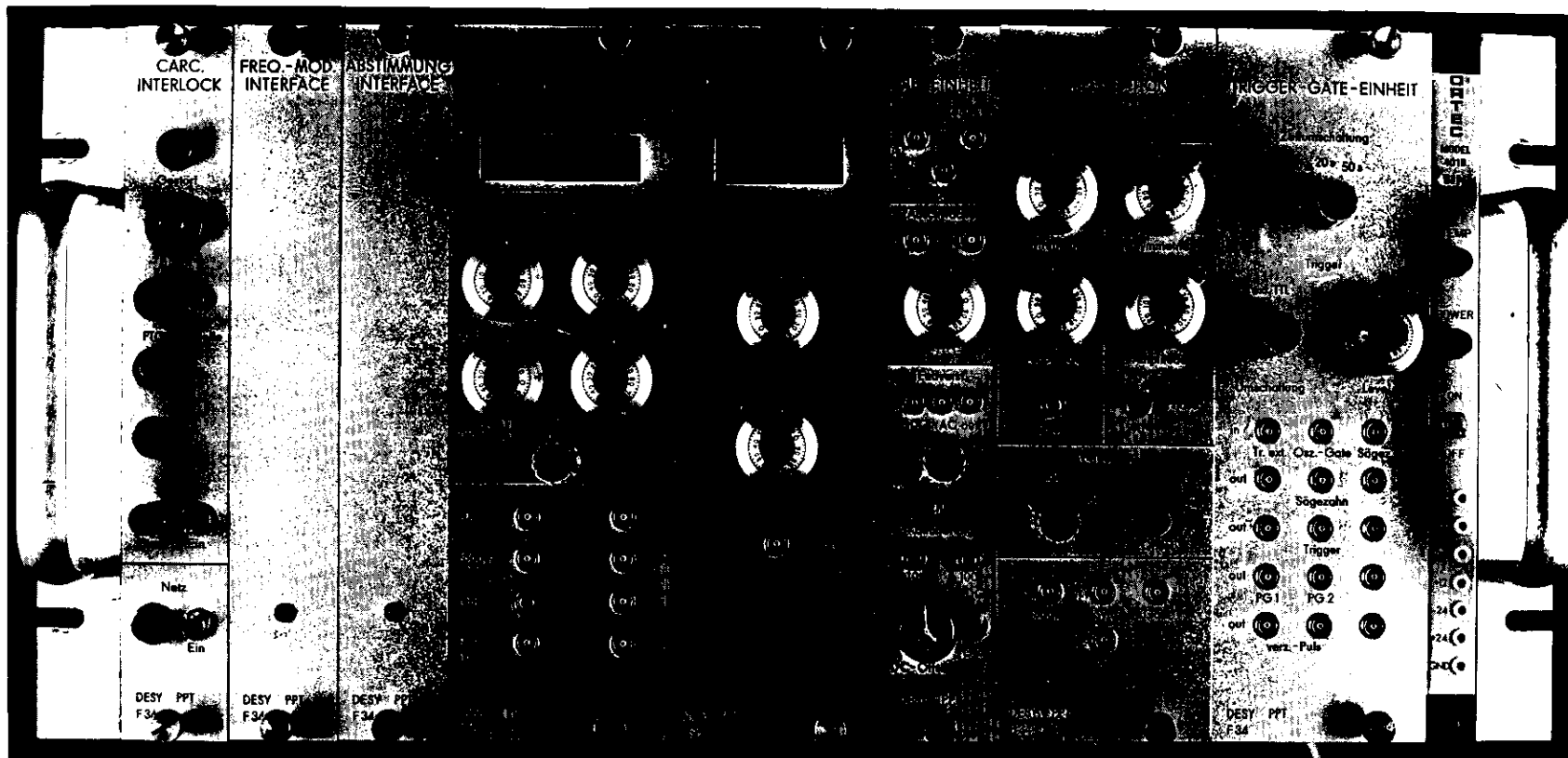


Fig. II.4.8.

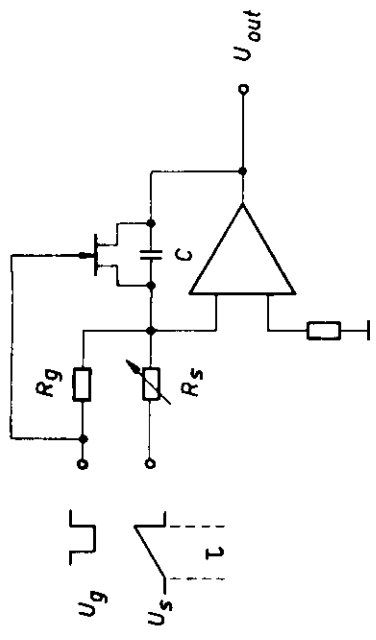


Fig.II.4.10.

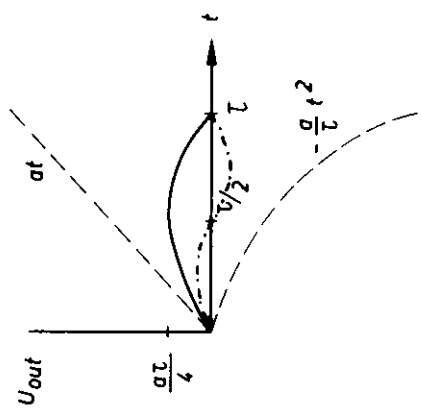


Fig.II.4.11.

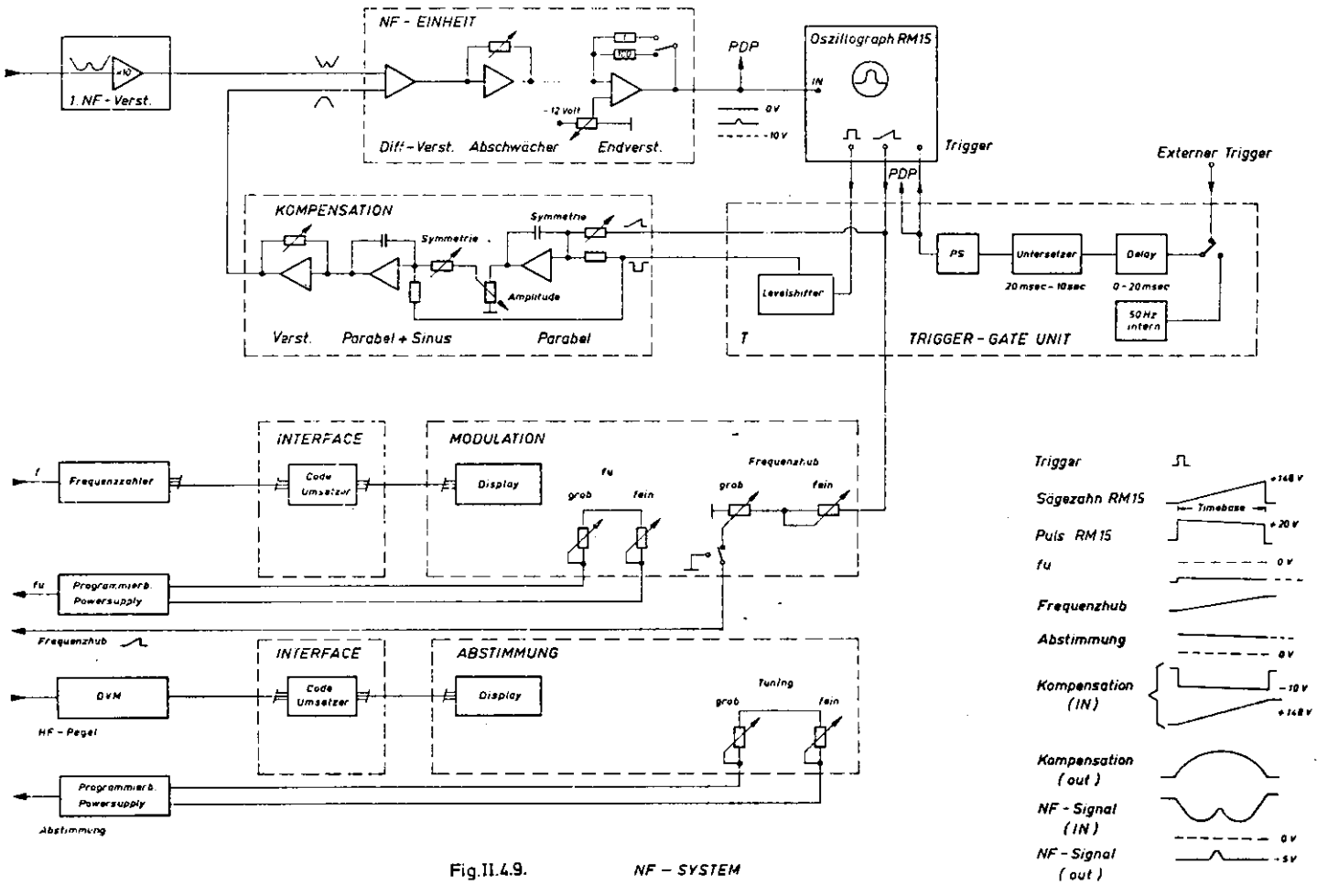


Fig.II.4.9.

NF - SYSTEM

Die Konstanten werden so gewählt, daß $U_{\text{out}} = 0$ für $t = T$. Hieraus ergibt sich die Bedingung

$$\frac{U_g}{R_g} = \frac{U_{\text{so}}}{2 \cdot R_s} = a \cdot C_1$$

sodaß

$$U_{\text{out}} = at - \frac{a}{T} t^2 \quad (4.31)$$

mit $U_{\text{max}} = aT/4$ zum Zeitpunkt $t = T/2$. Durch Koordinatentransformation in dem Punkt $(U_{\text{max}}, T/2)$ erhält man die gewünschte Parabelgleichung

$$K = \frac{g}{T} t^2$$

Amplitude und Symmetrie, d.h. die Bedingung $U(t) = 0$ für $t = T$ werden mit Potentiometern eingestellt.

Um sicherzustellen, daß die Ausgangsspannung des Operationsverstärkers bei Beginn der Integration null ist, liegt parallel zum Kondensator ein Transistorschalter. Er ist im Normalzustand leitend und wird nur im Zeitintervall $0 < t < T$ durch Anlegen eines Pulses gesperrt.

Da die Resonanzkurve keine exakte Parabel beschreibt, wird in der zweiten Stufe der Kompensationseinheit eine zusätzliche kleine 'Sinus'-Korrekturspannung erzeugt (Fig. II.4.11) strichpunktierte Kurve). Mit ihrer Hilfe kann das Maximum der Parabel zur besseren Kompensation verschoben werden. Sie wird durch Integration von Parabel und negativem Spannungspuls gebildet. Es gilt

$$U(t) = -\frac{1}{C} \int (at - \frac{a}{T} t^2 - K) dt$$

mit $K = U_g/R_g$, d.h.

$$U_{\text{out}} = -\frac{a}{2C} t^2 + \frac{a}{3TC} t^3 + \frac{K}{C} t \quad (4.32)$$

K wird so gewählt, daß $U_{\text{out}}(T/2)$ gleich null. Diese Bedingung führt zu

$$K = \frac{a}{6} T$$

und impliziert $U(t) = 0$. Die Spannungsmaxima $\pm at^2/64C$ liegen bei

$$t = T/2 \pm T/2\sqrt{3} \approx T/2 \pm T/4$$

Man kann die "Phase" der Sinusspannung mit einem Schalter um $\pi/2$ verschieben, die Maxima können durch Regelung der Symmetrie unterschiedlich hoch eingestellt

werden. Bei richtiger Einstellung der Kombination von Parabel und 'Sinus' am Ausgang der Kompensations-Einheit lässt sich die Resonanzkurve gut kompensieren.

3) Abstimmung, Frequenzmodulation

Das HF-System befindet sich, wie bereits erwähnt, in unmittelbarer Targetnähe. Da dieser Bereich bei Hochenergieexperimenten während des Betriebs nicht zugänglich ist, kann die Entfernung zwischen HF-System und dem NF-System im Messraum des Experiments bis zu 100 m betragen. Um die mit langen Kabeln verbundene Aufnahme von Störspannungen zu umgehen, werden programmierbare Power-supplies in Targetnähe für die Steuerspannungen von Abstimmung und Frequenzmodulation verwendet. Die regelbaren Programmierwiderstände befinden sich in den entsprechenden Einheiten des NF-Systems. Sie enthalten ausserdem Displays zur Anzeige von Frequenz und Gleichrichterspannung, die von der digitalen Auslese des Frequenzzählers und des Digitalvoltmeters angesteuert werden.

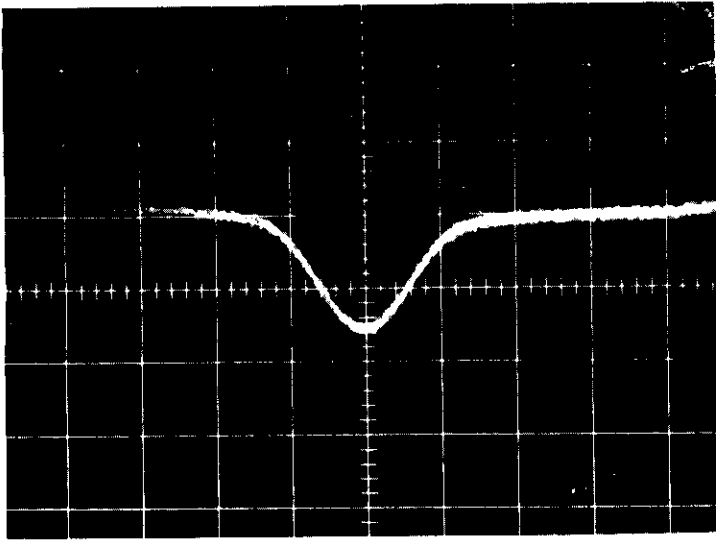
4) NF-Einheit

Die Signalverarbeitung des gleichgerichteten Resonanzsignals wurde bereits an Hand der Fig. II.4.4 besprochen. Der 1. NF-Verstärker befindet sich im Metallkasten des HF-Systems, Differenz- und Endverstärker in der NF-Einheit. Zusätzlich enthält sie zwei Komponenten, die zur Vorbereitung des Resonanzsignals für die Flächenmessung mit der PDP dienen:

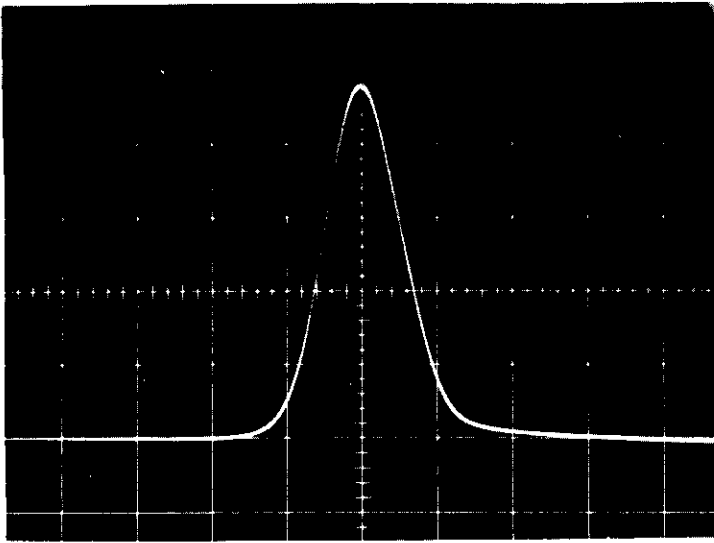
a) Einen regelbaren negativen DC-Offset im Endverstärker zur Verschiebung der Grundlinie auf etwa -5V, da der ADC des Rechners nur Signale zwischen 0 und -10V akzeptiert.

b) Einen regelbaren Abschwächer zwischen Differenz- und Endverstärker um das Resonanzsignal auf ca. 2-3 V zu justieren, sodass positive und negative Polarisation ohne Verschieben der Grundlinie gemessen werden können.

Aufnahmen von Polarisationsignalen für Proton und Deuteron zeigen die Figuren II.4.12. und II.4.13.

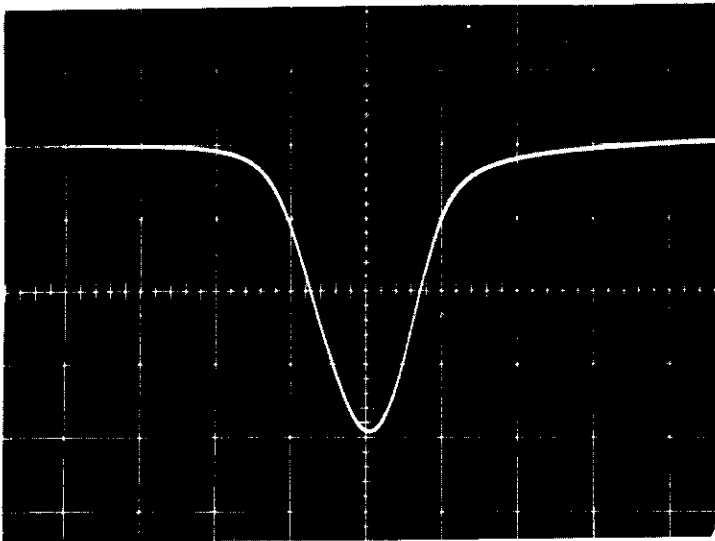


a) statisches Polarisations-
signal, 100 fach verstärkt
vert. 2V/cm, hor. 2ms/cm



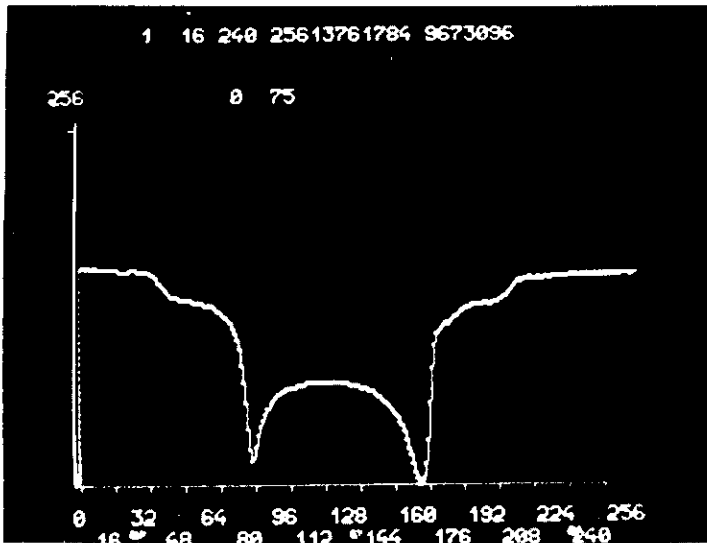
b) dynamisches Polarisations-
signal, 1 fach verstärkt
vert. 1V/cm, hor. 2ms/cm

"↑"

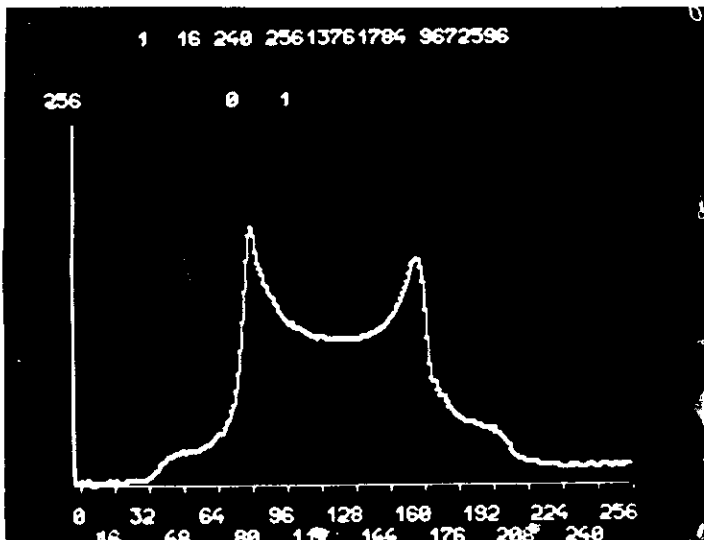


c) wie b), nur "↓"

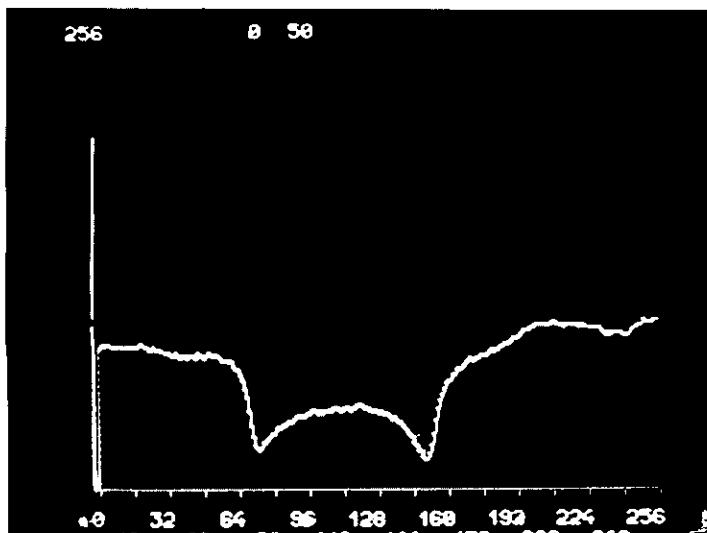
Fig.II.4.12. Statisches und dynamisches Polarisationsignal



a) dynamisches
Polarisationssignal
(Deuteron)



b) dynamisches
Polarisationssignal
(Deuteron)



c) statisches
Polarisationssignal
(Deuteron)

Fig.II.4.13.

II.4.4 Digitales System

Die Auswertung und Überwachung des Polarisationssignals - so wie es sich am Ausgang der NF-Stufe darstellt (s. Fig. II.4.4) - wurde von einem Kleinrechner PDP8 synchron mit der Datennahme der übrigen Experimentelelektronik vorgenommen. Die Berechnung des aktuellen Polarisationsgrades unter Berücksichtigung der Grundlinie des Resonanzsignals (s. Fig. II.4.4) wurde im allgemeinen im on-line-Verfahren auf der IBM 370-Rechenanlage vorgenommen.

Fig. II.4.4 veranschaulicht die Stationen der Aufnahme des Polarisationssignals. Auf ein Triggersignal hin - im allgemeinen in der γ -strahlungsfreien Zeit durch ein Signal, das mit dem minimalen magnetischen Führungsfeld des Synchrotrons gekoppelt ist, somit im 50 Hz-Rhythmus also - wurde das anliegende Polarisationsignal analysiert. Im 600 KHz-Takt wurde das Signal während eines einmaligen Durchlaufes des gesamten Frequenzhubs in einem 'sample and hold' Verstärker (DEC A404) in 256 Kanäle zerlegt und anschließend in einem 10-bit Analog-Digital-Konverter digitalisiert (DEC A811). Da der Kleinrechner im "Multi-task" System arbeitet, werden die digitalisierten Signale über einen kurzzeitigen Zwischenspeicher der PDP zugeführt. Alle Funktionen von der Triggereinheit bis einschließlich Zwischenspeicher sind in einer geschlossenen Einheit zusammengefaßt und können in jeden Kleinrechner vom Typ PDP8 eingefügt werden. Zur Bestimmung des Polarisationsgrades muß der Signaluntergrund abgezogen werden - z.B. durch Messung des "Resonanzsignals" bei stark verstimmttem Magnetfeld. Da sowohl Signal wie Untergrund langsamen Veränderungen der elektronischen Komponenten unterworfen sind, wird der Untergrund stets neu angepaßt durch Vergleich der außerhalb des eigentlichen Resonanzsignals befindlichen Bereiche L und R in Abb. II.4.2. Das Korrekturverfahren ist ausführlich in (4) behandelt.

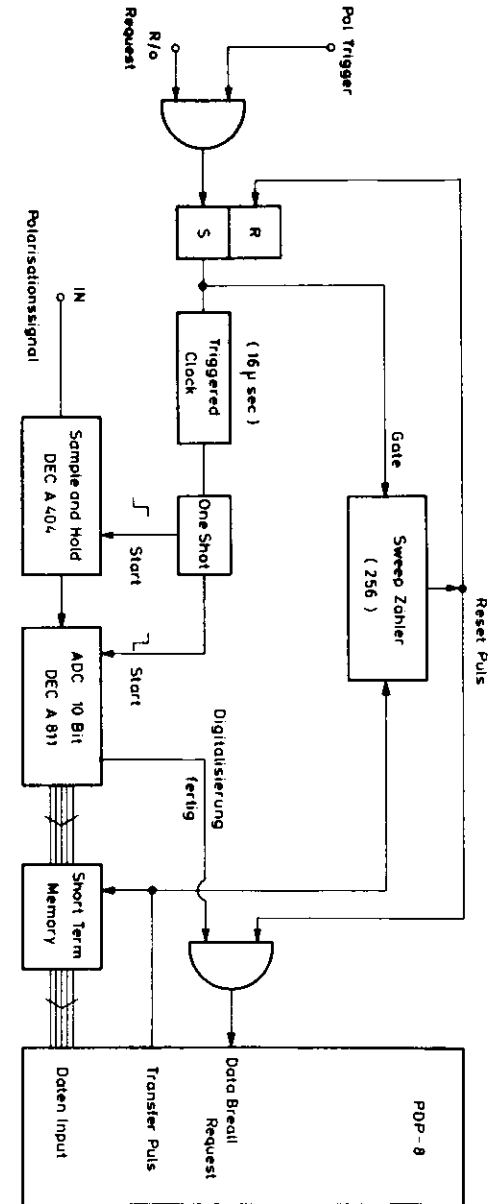


Fig. II.4.14. Digitalisierung des Polarisationssignals

4.5. Korrekturen zur Kernresonanzmessung

Zwei Korrekturen sind an die zu messenden Polarisationsdaten anzubringen, um den wahren Polarisationswert zu bestimmen. Zum einen ist der Einfluß zu berücksichtigen, der von den Näherungen in der Berechnung des Polarisationsgrades aus den elektrischen Daten herrührt und durch den Korrektursummanden δ zum Enhancementfaktor E in (4.10) parametrisiert ist. (4.10) zeigt, daß sowohl absorptive wie dispersive Anteile mit verschiedenen Exponenten in die Polarisationsmessung eingehen und zu einer unterschiedlichen Empfindlichkeit für beide Polarisationsrichtungen führen. Hinzu treten Einflüsse durch die Verwendung von nicht dämpfungslosen Koaxialkabeln zwischen der HF-Spule im Target und der außen angebrachten abstimmbaren Kondensator gemäß Gl. (4.17.). Langwierige Computerberechnungen, wie sie z.B. in Ref.(75) abgeleitet sind, mit den im vorliegenden Experimentaufbau benutzten Größen führen zu Ergebnissen, wie sie in Fig.II.4.15. gezeigt sind.

Die Definitionen sind

$$E = E_{\text{gem.}} \cdot (1 - \delta)$$

$$P = E \cdot P_{\text{nat}}$$

$E_{\text{gem.}}$: der aus dem Flächenvergleich ermittelte Enhancementfaktor

δ : Korrekturgröße für dispersive Anteile und Dämpfungseinflüsse des Kabels

E : wahrer Enhancementfaktor

P_{nat} : gemessene Polarisation im thermischen Gleichgewicht

P : Polarisationsgrad bei dynamischer Polarisation

E wird als positiv definiert, wenn das Polarisationsignal die gleiche Richtung hat wie das Signal der natürlichen Polarisation im thermischen Gleichgewicht.

Die Kurven in Fig.II.4.15. für Kabeldämpfungen von 0, 0.01 und 0.02 Neper bei einer Länge des Kabels von $l = \lambda/2$ zeigen, daß eine geringe Bedämpfung des Schwingkreises eine Verringerung der Polarisationskorrektur bewirkt.

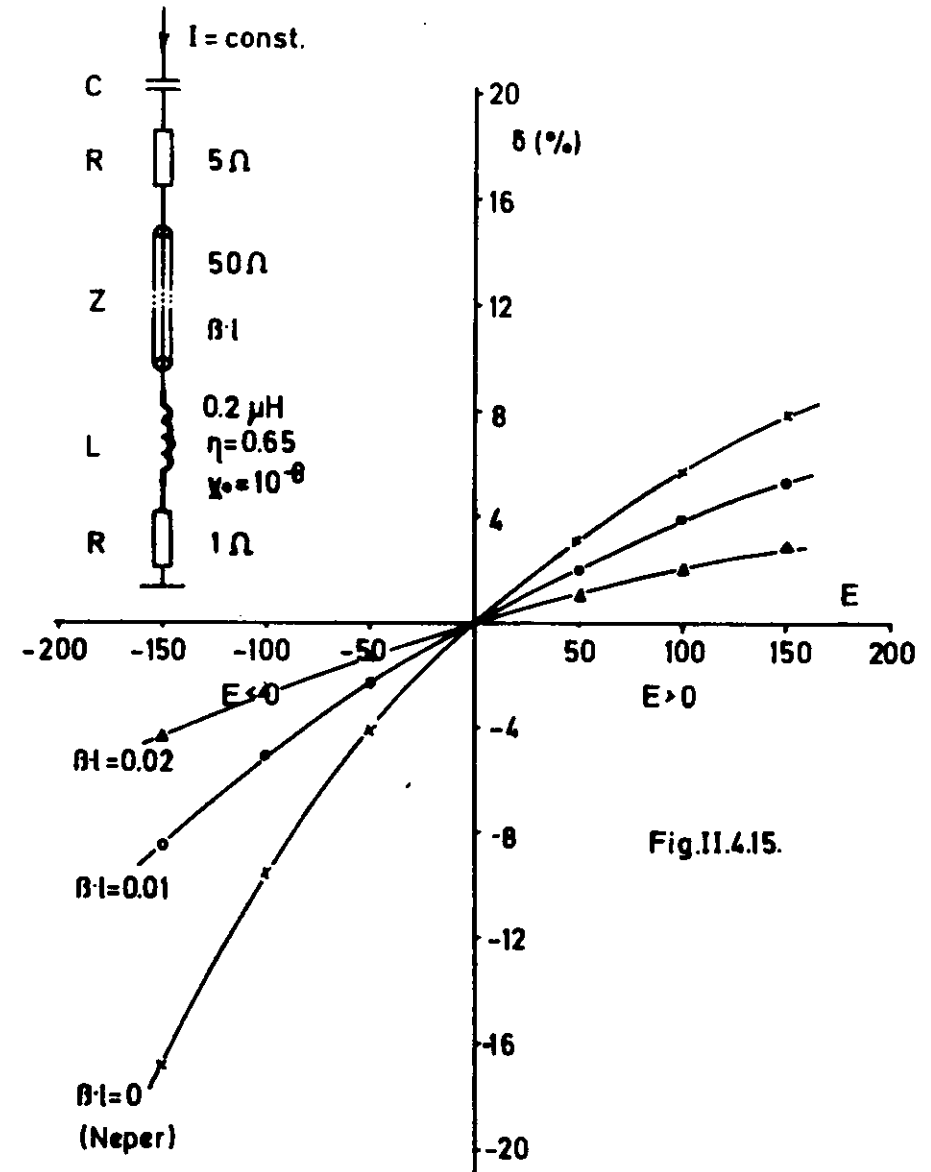


Fig.II.4.15.

Ein zweiter Korrektoreffekt tritt dadurch auf, daß das Kompensationsverfahren im Analog-NF-Teil (s. Fig. II.4.9.) im allgemeinen ein Plateau unter dem Signal stehen läßt; u.U. ist diese Grundlinie noch steigend oder fallend in ihrem zeitlichen Verlauf. Aus diesem Grunde wird dieser Untergrundbeitrag automatisch bei der Digitalverarbeitung der Signale abgezogen. Diese Korrekturen sind ausführlich beschrieben worden in (76,77) und sollen infolgedessen hier übergangen werden.

II.5 Kältetechnik

Die Targettemperatur von 0.5 K wird mit einem $\text{He}^4\text{-He}^3$ -Kryostaten erzeugt. Er besteht aus zwei voneinander getrennten Systemen: dem zylindrischen He^3 -Kryostaten, der das Target enthält und dem He^4 -Kryostaten zur Vorkühlung, der den He^3 -Kryostaten konzentrisch umgibt. Den schematischen Aufbau und Betrieb der $\text{He}^4\text{-He}^3$ Anlage zeigt die Fig. II.5.1.

He^4 -Kryostat

Flüssiges He^4 von 4.2 K fließt unter geringem Überdruck aus Vorratsdewars in den äußeren Kryostaten. Ein Teil der Flüssigkeit dient zur Abkühlung der Rohrleitungen und der Haltevorrichtungen; er wird durch eine Drehschieberpumpe abgesogen und der Rückgewinnungsanlage zugeführt. Der andere Teil der Flüssigkeit verdampft im vorderen Konus und hält dort die Arbeitstemperatur von 1 K aufrecht. Das Gas wird durch ein System von Wälzrollen- und Drehschieberpumpen abgeführt und verdichtet.

He^3 -Kryostat

Der innere Kryostat wird mit He^3 im geschlossenen Freislauf betrieben. In ihm wird durch thermischen Kontakt mit dem auf 1 K abgekühlten He^4 -Kryostaten das He^3 -Gas von Raumtemperatur verflüssigt und innerhalb des Targetbehälters im Zentrum des Polarisationsmagneten auf eine Temperatur von 0.5 K gebracht.

He^3 -Gas wird aus einem Vorratsbehälter mit maximalem Druck von 1,5 Bar in den Kryostaten eingeleitet und kondensiert an den Wänden. Die so gewonnene Flüssigkeit verdampft im eigentlichen Targetbereich, das Gas wird durch eine vierstufige Pumpenanlage weggeschafft und verdichtet. Bevor das Gas erneut in den Kryostaten geleitet wird, muß es in einem Reinigungsgerät von schädlichen Beimischungen wie Ölbestandteile und Stickstoffverunreinigungen befreit werden. Das He^3 -Gas kann auch über eine nichtgezeichnete Leitung direkt zur Aufbewahrung in den Sammelbehälter am Polpunkt werden.

In folgenden werden unter 1) die Funktionsweise des Kryostaten und des Reinigers beschrieben, unter 2) Angaben über die Pumpenanlage gemacht und unter 3) einige Bestimmungsverfahren der Temperatur behandelt. Zu Punkt 4) wird der Abkühlvorgang anhand eines Messprotokolls skizziert.

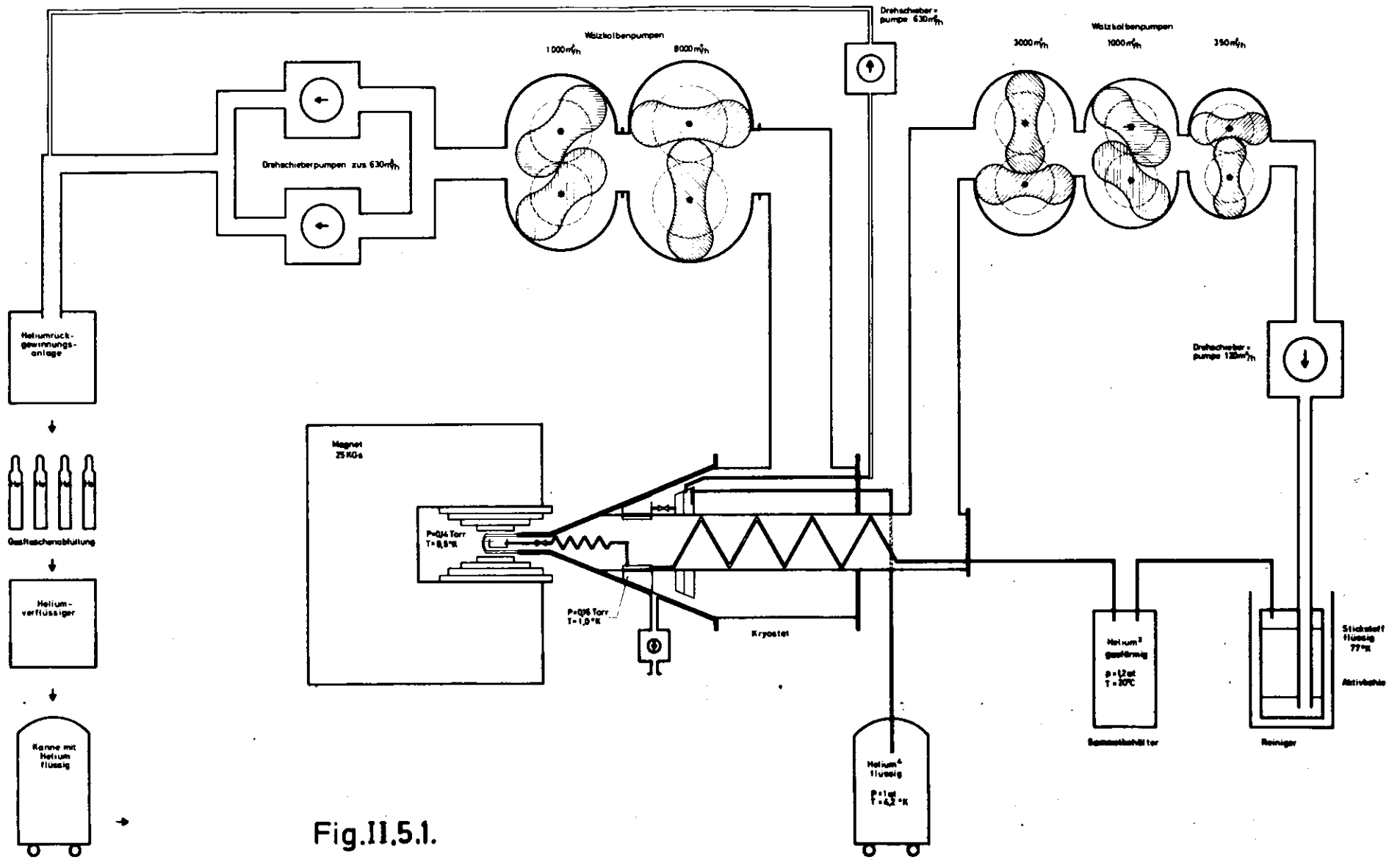


Fig.II.5.1.

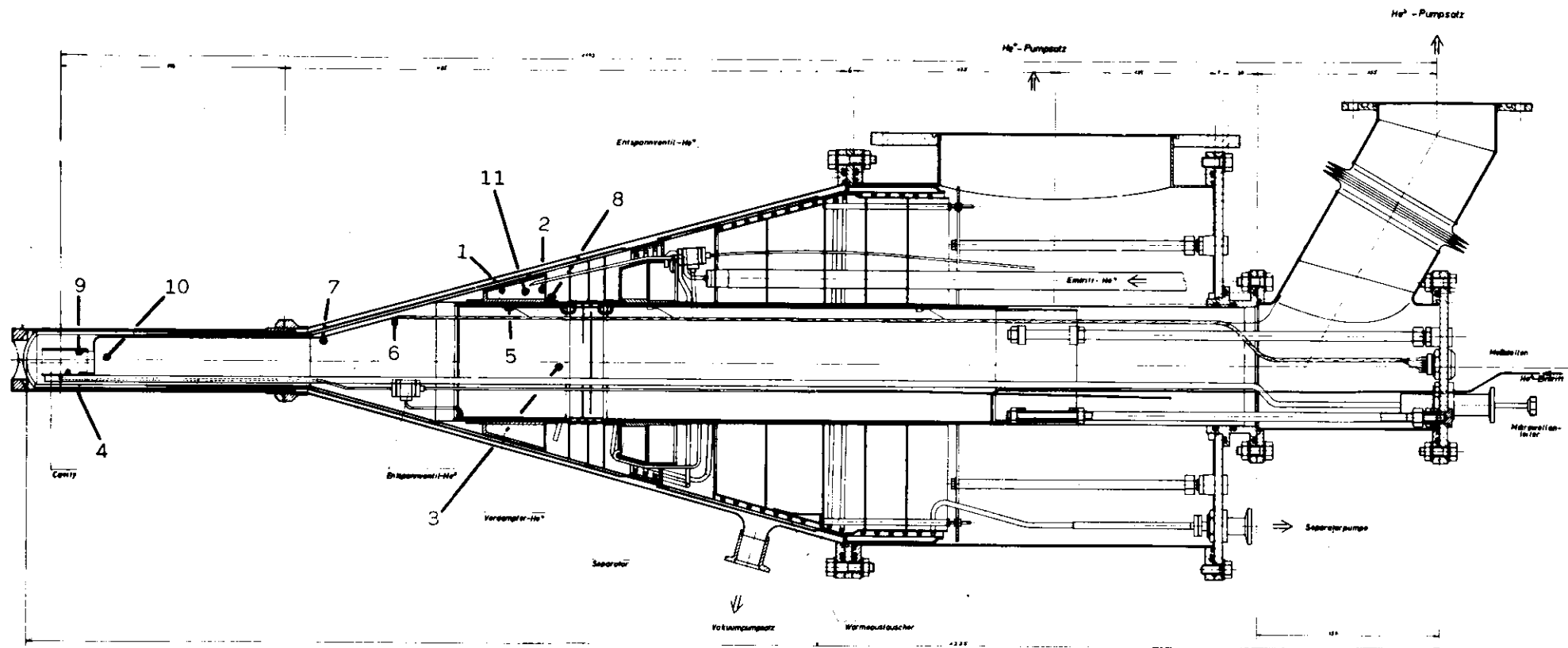


Fig.II.5.2.

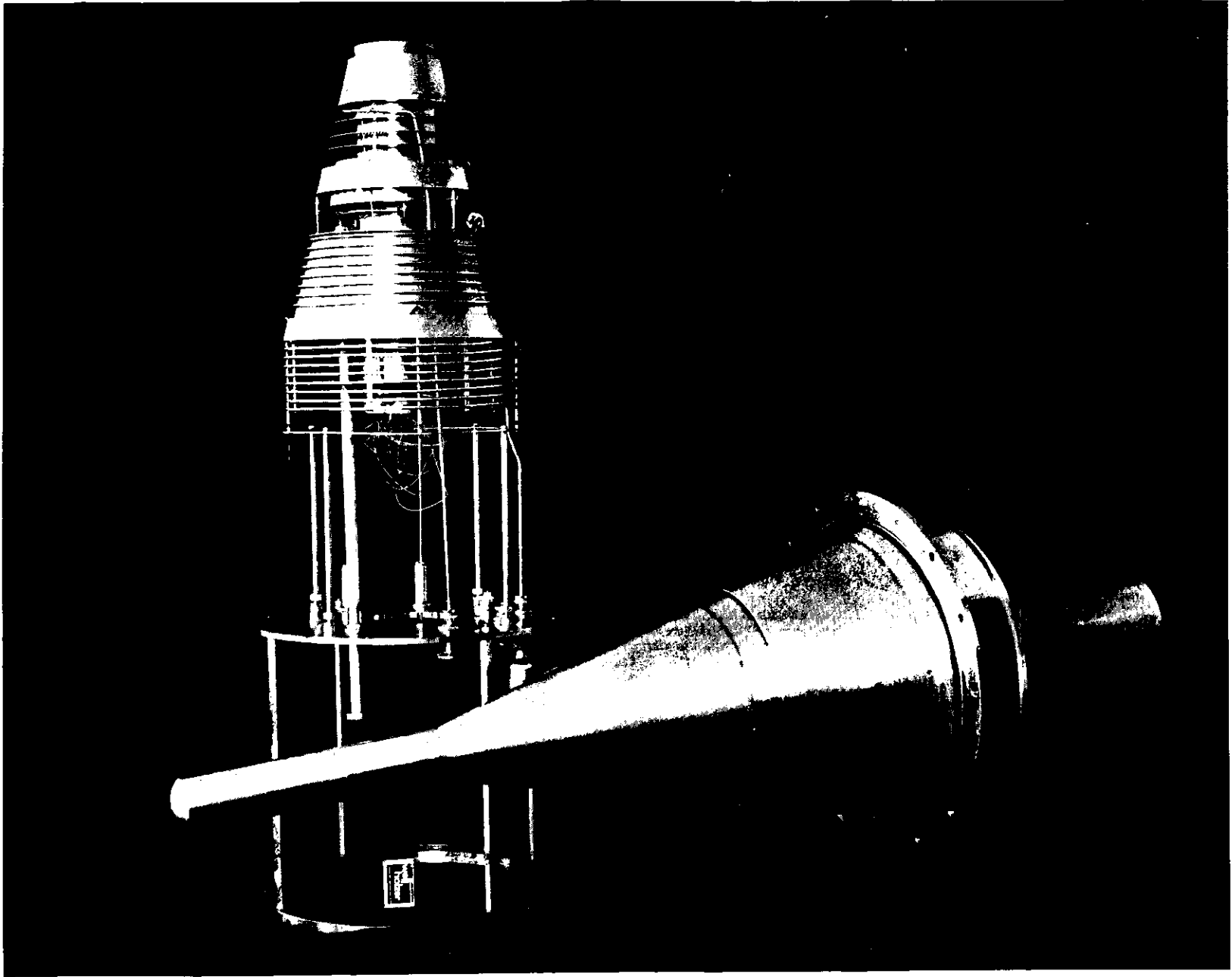


Fig.II.5.3.



Fig.II.5.4.

II.5.1 Kryostat

Wie eingangs erwähnt, besteht der Kryostat aus einem He^4 gekühlten Außenteil und einem abflanschbaren (Fig. II.5.2, Flansch rechts außen) und herausziehbaren Innenteil, der die Kavität mit dem Targetmaterial enthält. Der kalte He^4 -Teil ist zur Wärmeisolation in seiner vorderen Hälfte doppelwandig und evakuierbar ausgeführt; die innere Fläche dieser Doppelwandung zeigt Abb. II.5.3. Sie ist - wie auch die übrigen Materialien mit schlechter Wärmeleitung - aus Chrom-Nickel-Stahl Güte DIN 4404 hergestellt, einem Material mit kleiner Permeabilität bei tiefen Temperaturen, das lediglich nach einer Schweißbehandlung auszuglühen ist.

Das Kühlmittel (He^4 flüssig von 4.2 K) fließt durch einen doppelwandigen, abflanschbaren Heber zum Separator, einem der besseren Wärmeleitung wegen aus Elektrolyt-Kupfer gefertigten Zylinderring mit zwei Kammern. Ein Teil des He^4 tritt sofort wieder aus und fließt durch dünne Cu-Rohre von mehreren Metern Länge, die als Wärmetauscher dienen. Die Menge des abzupumpenden Gases liegt bei 900 l/h (Normalbedingungen) und wird durch ein Leybold-Nadelventil außerhalb des Kryostaten eingestellt. Sofern der Separator durch kälteres Gas vorgekühlt ist unter den λ -Punkt des He^4 (2.17 K), tritt supraflüssiges Helium durch die Sinterbronzewand in die linke Kammerhälfte des Separators. Von hier geht eine Leitung über das von außen regelbare Entspannungsventil zum Verdampfer. Durch kontinuierliches Abpumpen des hier verdampften Gases stellt sich dort eine Temperatur von 1 K ein. Das abgepumpte kalte Gas durchströmt eine Reihe von Wärmetauschern in Gestalt von konzentrisch auf das Innenrohr aufgezogenen Lochblenden aus Cu. Auf diese Weise sind die Erzeugung eines ausreichenden Temperaturgradienten sowie eine Kühlung des Separators im Gegenstromverfahren sichergestellt. Der He-Gas-Durchfluß liegt im allgemeinen bei 1200 l/h (Normalbedingungen). Der Gesamtdurchfluß an flüssigem He^4 liegt danach bei ca. 21/h.

Den Innenteil des Kryostaten zeigt Fig. II.5.4. Zwei doppelwandige Zylinder vermitteln den thermischen Kontakt zum Außen-Kryostaten. In einer Rohrleitung durch den Flansch wird das warme He^3 -Gas dem Zwischenraum des längeren Zylinders zugeleitet, dort kühlt es langsam durch

Kontakt mit der Wand ab und tritt durch enge Rohre, die ein Zurückströmen verhindern, in den zweiten kürzeren Zylinder ein. Dieser liegt genau dem He^4 -Verdampfer gegenüber, so daß an der 1 K kalten Außenwand das He^3 kondensieren kann. Vor Eintritt in das Entspannungsventil- He^3 tritt in einem Wärmetauscher (Fig. II.5.4) eine weitere Abkühlung im Gegenstromverfahren ein. Zur Wirkungsweise des von außen justierbaren Entspannungsventils sei auf Kapitel I.5 verwiesen. Über der Kavität wird durch Abpumpen des Gases ein Druck von ca. 0.14 Torr bei einer Badtemperatur von 0.5 K aufrechterhalten. Der Gesamtdurchfluß an flüssigem He^3 läßt sich zu ca. 11/h abschätzen. In dem geschlossenen System befinden sich insgesamt 521 Gas (Normalbedingungen). Für den Betrieb des Kryostaten ist die Reinheit des Gases von ausfrierbaren Verunreinigungen von entscheidender Wichtigkeit; deshalb soll der dem Kryostaten vorgeschaltete Reiniger im Anschluß beschrieben werden. Das in der Kavität verdampfte und durch die Pumpen komprimierte He^3 -Gas wird vor dem erneuten Eintritt in den Kryostaten durch ein N_2 -gekühltes Edelstahl-Gefäß mit einer Aktivkohleschicht geleitet. Die Kohleschicht ist durch eine 3 mm starke Sintermetallschicht abgedeckt. Da der Betriebsdruck bei ca. 1.2 Bar und damit höher als der Partialdruck des Kühlmittels außerhalb des Reinigers liegt, verbleibt der mitgeführte Stickstoff weitgehend im Reiniger. Ein Verstopfen der dünnen Rohre des Kryostaten konnte bisher vermieden werden. Die Reinheit des He^3 -Gases vor Beginn des Betriebes wurde überprüft. Das He^3 -Isotop entsteht als ein Endprodukt im Reaktorbetrieb (Lieferant Techsnaexport). Laut Analyse ist die Reinheit 99.86% mit Verunreinigungen von $\text{H}^3 < 0.5 \cdot 10^{-8}$ Curie/l, $\text{N}_2 < 0.006\%$, $\text{He}^4 < 0.14\%$ und Kohlenwasserstoffen $< 0.001\%$. Für den Betrieb im Experiment ist die Dicke der dem Primärstrahl ausgesetzten Materialien wichtig:

Cu-Kavität	2 x 0.02 mm Cu
VA-Kryostat-Mantel	2 x 0.10 mm VA-Stahl
Al-Außenmantel	2 x 0.40 mm Al
Al-Thermoschild	2 x 0.20 mm Al

Einen Eindruck von den Maßen des Kryostaten und dem Einsatz in einem Experiment gibt die Aufnahme II.5.5. Ein einstufiger Kryostat, mit He⁴ als alleinigem Kühlmittel betrieben, ist schon in (76) und (77) beschrieben worden.

II.5.2 Pumpen

Für den Betrieb des Kryostaten stehen zwei Pumpsätze der Fa. Alcatel zur Verfügung

a) He⁴-Teil

Pumpenart	Saugvermögen	Saugleistung
Wälzkolbenpumpe	8000 m ³ /h	} 0.44 Torr l/sec
"	1000 m ³ /h	
Drehschieberpumpe	630 m ³ /h	
Drehschieberpumpe (Separator)	"	

b) He³-Teil

Die Pumpen dieser Einheit sind speziell für He³-Anlagen vorgesehen. Ihre Konstruktion hinsichtlich Leckraten entspricht den hohen Anforderungen, die beim Betrieb mit teurem He³ gestellt werden müssen.

Pumpenart	Saugvermögen	Saugleistung
Wälzkolbenpumpe	3000 m ³ /h	} 0.16 Torr l/sec
"	1000 m ³ /h	
"	350 m ³ /h	
Drehschieberpumpe	120 m ³ /h	
Drehschieberpumpe (Evakuieren)	60 m ³ /h	

Beide Pumpstände sind zur Bedienung mit einer Steuereinrichtung versehen einschließlich Sicherheitsschaltungen für Phasenausfall, Überdruck, Wasserausfall etc.

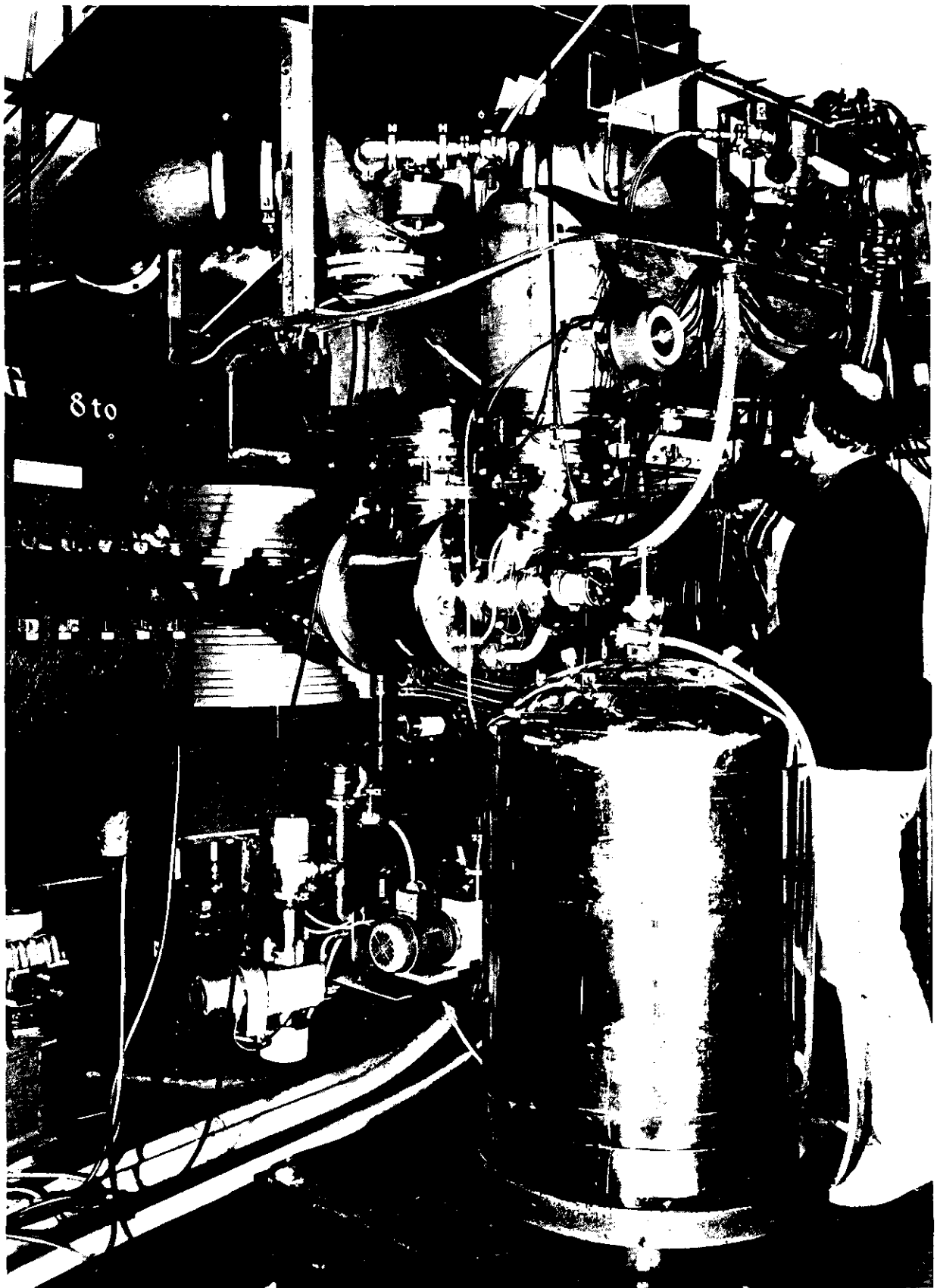


Fig. II.5.5.

Zur Erzielung eines ausreichenden isolierenden Vakuums von $< 10^{-5}$ Torr im doppelwandigen Konus des Kryostaten dient eine Einheit aus einer Öldiffusionspumpe (30 l/sec Saugvermögen) mit Drehschieberpumpe ($12 \text{ m}^3/\text{h}$). Das isolierende Vakuum liegt im Sicherheitskreis des Kryostaten, da ein unbemerkter Druckanstieg zum Zusammendrücken der Al-Rohre im Targetbereich führen würde. Zur Regeneration des Reinigers wird dieser auf eine Temperatur von ca. 100°C aufgeheizt, die in der Aktivkohle gebundenen Verunreinigungen werden dadurch frei und mit einer Öldiffusions- und Drehschieberpumpeneinheit abgepumpt.

II.5.3 Temperaturbestimmung

Zur Überwachung des Betriebs des Kryostaten ist in den meisten Fällen ein relatives Signal für die Temperatur ausreichend. Hingegen ist die Voraussetzung für eine Eichung des Polarisationssignals im thermischen Gleichgewicht die Angabe der absoluten Temperatur, deren Messung im folgenden deshalb als erstes behandelt werden soll.

a) Absolute Temperaturbestimmung

Im thermischen Gleichgewicht ist der Dampfdruck einer Flüssigkeit eindeutig durch ihre Temperatur vorgegeben. Für das vorliegende Druckgebiet ist das geeignete Druckmeßgerät ein thermoelektrisches Wärmeleitvakuummeter; benutzt wurde ein solches vom Typ ATH 21 der Firma Alcatel. Die jeweiligen Meßröhren für die beiden Kryostatenteile befinden sich an den Frontflanschen, von dort führen dünne Rohre ($\varnothing 4 \text{ mm}$, Material INOX - Cu) an die Meßstellen - Kavität bzw. He^4 -Verdampfer heran. Die Eichung der Meßröhren wurde durch ein Mc-Loed Vakuummeter mit He^4 -Gas vorgenommen, die Nulleichung bei 10^{-4} Torr mehrfach in größeren Zeitabständen wiederholt. Der Druckabfall längs der Kapillaren infolge des thermomolekularen Effekts wurde korrigiert nach (78). Im kontinuierlichen Betrieb wurden stets Drücke erreicht, die einer Target-Temperatur von $\leq 0.5 \text{ K}$ entsprechen. Wegen der Bedeutung der exakten Temperaturbestimmung für die richtige Angabe des Polarisationsgrades wurden die gemessenen Werte auf zweierlei Weise überprüft. Zum einen erlaubt es die Form des Deuteron-Kernresonanzsignals (Fig. I.4.3) aufgrund der beiden jeweils eng benachbarten HFS-Übergänge, aus den unterschiedlichen Besetzungsdichten der drei Deuteronzustände die Target-

temperatur zu bestimmen. In Übereinstimmung mit der Druckanzeige ergibt sich ein Wert von 0.5 K . Genauer wird in (4) darauf eingegangen.

Das andere Verfahren nutzt die NMR als Thermometer. Betreibt man beide Kryostat-Teile mit He^4 - bei ca. 1 K also - so weiß man, daß die Kühlung des Targetmaterials infolge der Siedeeigenschaften des suprafluiden Heliums optimal ist und daß wegen der T^{-3} -Abhängigkeit des Kapitza-Widerstandes (79) Target- und Badtemperatur übereinstimmen. In Fig. II.5.6 ist für einige Temperaturen T um 1 K die reziproke Fläche $1/F(\text{TE})$ des Polarisationssignals im thermischen Gleichgewicht aufgetragen. Alle Meßpunkte müssen im Rahmen der angegebenen statistischen Fehler auf einer Geraden liegen, die für eine Temperatur von $\sim 0 \text{ K}$ durch den Punkt Polarisation $P = 100\%$ geht, also auch der Meßwert für den He^3/He^4 Betrieb. Man erhält so eine Temperatur von 0.53 K , der aus dem Druck abgelesene Temperaturwert war in diesem Fall 0.48 K . Im Hinblick auf eine bei 5% liegende systematische Unsicherheit sind die beiden Werte miteinander verträglich; sie zeigen, daß bei 0.5 K Target- und Badtemperatur noch ausreichend übereinstimmen.

b) Relative Temperaturanzeige

Zur Überwachung des Abkühlvorganges und zur ständigen Kontrolle während des Betriebs des Kryostaten sind an verschiedenen Stellen Widerstandsthermometer angebracht. Für Temperaturmessungen bis herab zu etwa 4.2 K sind Platinwiderstandsthermometer geeignet. Die Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur für einen genormten Platin-Keramik-Widerstand vom Typ Pt 100 (Hersteller Degussa) zeigt Fig. II.5.8. Zur Überwachung des Abkühlvorganges werden daher Widerstände dieses Typs am He^4 -Verdampfer (Meßstelle 8) sowie am Kondensator (Meßstelle 5) und unter der Kavität (Meßstelle 4) montiert. Der hieran anschließende Temperaturbereich kann mit Kohleschichtwiderständen gemessen werden. Entsprechend dem Halbleitverhalten von Kohlenstoff bei niedrigen Temperaturen besitzen sie eine sehr steile Kennlinie. Einen typischen Verlauf zeigt Fig. II.5.9. für einen 100Ω Widerstand (Hersteller Speer). Kohleschichtwiderstände können kalibriert geliefert werden.

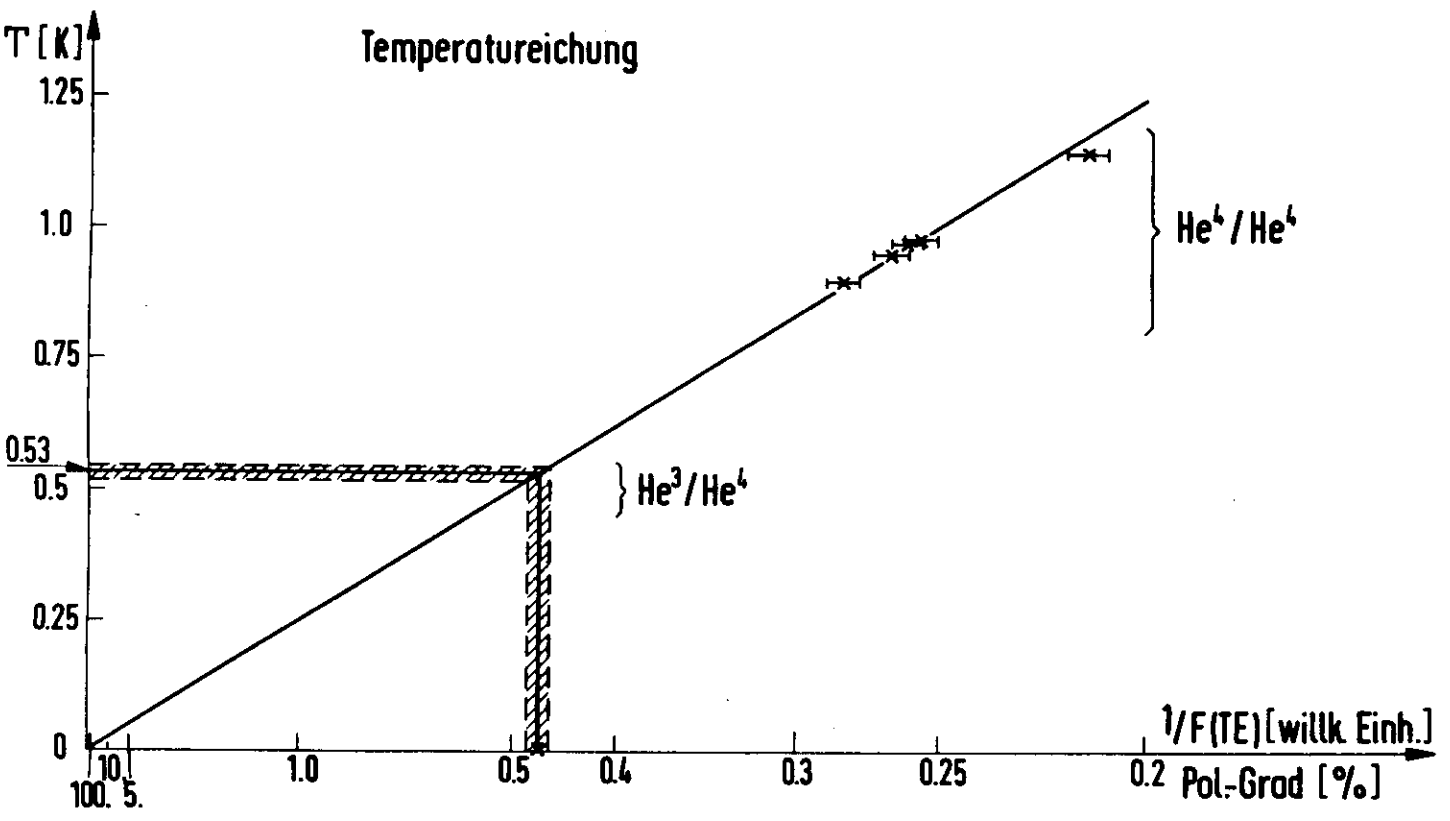


Fig. II.5.6.

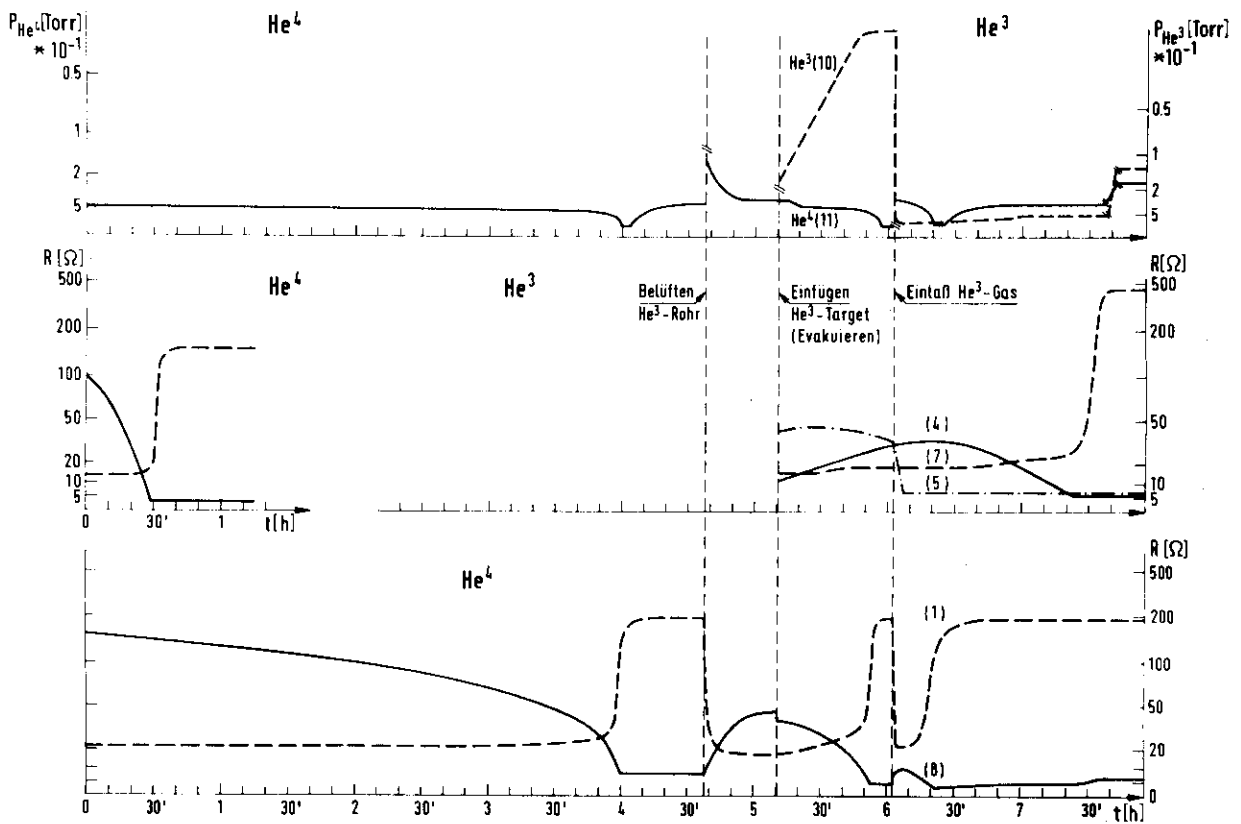


Fig. II.5.7.

DESY

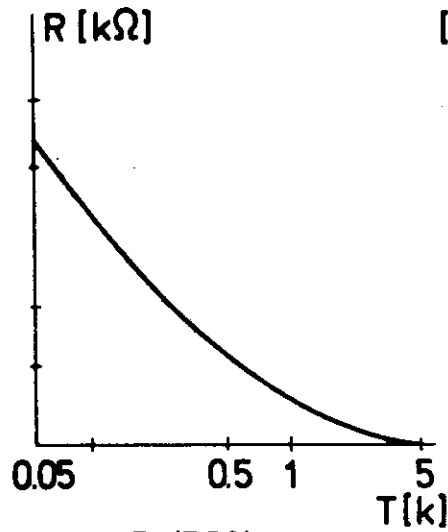


Fig.(II.5.9)

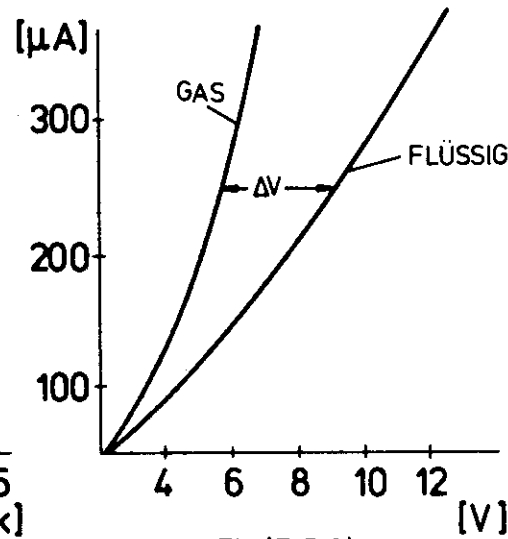


Fig.(II.5.10)

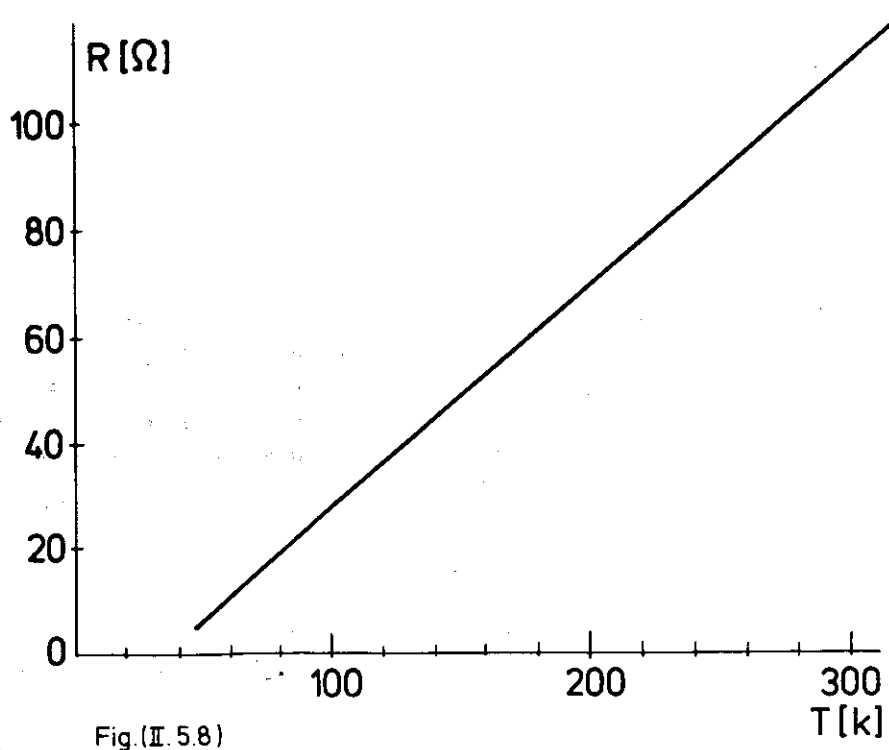


Fig.(II.5.8)

Meßstellen mit Kohleschichtwiderständen (Hersteller Allen-Bradley) sind im He^4 -Teil am Verdampfer (2 und 3) und im He^3 -Teil im Wärmetauscher (6 und 7). Um den Flüssigkeitspegel des Heliums in der Kavität und im Kondensator zu kontrollieren, werden Leveldetektoren eingesetzt (Scientific Instruments). Sie reagieren empfindlich auf den Übergang von der gasförmigen in die flüssige Phase. Ein Element dieser Art besteht aus einem Ge-Kristall im Inneren eines Zylinders. Sobald eine ausreichende Menge Helium verflüssigt ist, dringt Flüssigkeit durch Bohrungen im Zylindermantel ein und läßt den Widerstandswert beträchtlich ansteigen (Fig. II.5.10). Leveldetektoren dieser Art befinden sich im Verdampfer- He^4 und unter dem Deckel der Kavität. Alle drei hier beschriebenen Temperaturfühler sollen nur qualitative Angaben über den Betrieb des Kryostaten machen. Aus diesem Grunde ist nicht dafür Sorge zu tragen, daß bei 0.5 K keine Temperaturverfälschung durch Erwärmung der Widerstände eintritt.

Den zeitlichen Vorgang der Abkühlung des Kryostaten veranschaulicht am besten ein Meßprotokoll (Fig. II.5.7). Im oberen Drittel sind die Dampfdrücke von He^3 und He^4 aufgetragen, beginnend mit dem Abkühlen des He^4 -Teils. Größere Eingriffe in den Kryostaten sind vorgenommen durch "Belüften He^3 -Rohr", Einfüllen He^3 -Target und Evakuieren" und Einlaß He^3 -Gas. Im untersten Drittel ist das Temperaturverhalten des He^4 -Teils anhand der beschriebenen Meßwiderstände veranschaulicht. Es wird besondere Aufmerksamkeit darauf verwandt, daß der Pt-Widerstand keine Temperaturerhöhung über die Siedetemperatur des N_2 (50 Ω) nach Einfüllen des Targets zeigt, da dieses bei höheren Temperaturen und schlechter Wärmezufuhr zu schmelzen beginnen kann. Diese Temperatur wurde auch nicht überschritten beim Aufheizvorgang zur Regeneration der Strahlungsschäden. Einzelheiten hierzu werden in (4) beschrieben. Die hohe Wärmekapazität der Cu- und VA-Bauteile führt zu einer langen Abkühlzeit von ca. 4 Stunden gegenüber 1/2 Stunde für den in (76,77) beschriebenen Kryostaten für 1 K (Fig. II.5.7 linke Mitte). Hingegen bringt die massive Bauweise eine ausgezeichnete thermische Stabilität mit sich, die im kontinuierlichen Experimentbetrieb von großem Vorteil ist. Das "Kalt-Fahren" des He^3 -Teils mit dem Target zeigt der mittlere Abschnitt der Fig. II.5.7. Während der Pt-Widerstand am Kondensator (5)

ein sofortiges Abkühlen nach Einlassen des He^3 -Gases infolge des direkten Kontaktes mit dem He^4 -Teil anzeigt, geht die Abkühlung an der Kavität (4) durch das Targetvolumen von 32 cm^3 sehr viel langsamer vonstatten.

II.6. Wasserstoff-Target

Zum Einbau in den Magneten des polarisierten Targets ist ein Wasserstoff-Target entwickelt worden, dessen technische Einzelheiten aus der Zeichnung Fig. II.6.1. hervorgehen. Das Target soll als Kondensationstarget mit Kühlung durch flüssiges Helium betrieben werden. Auf grund der Arbeitsweise als geschlossenes System kann es für Wasserstoff und Deuterium benutzt werden.

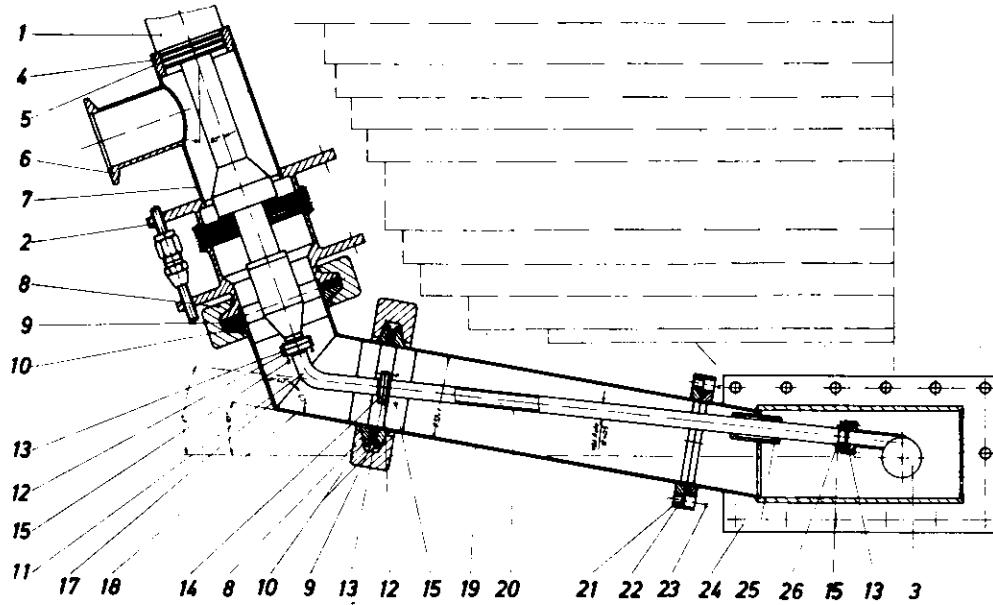
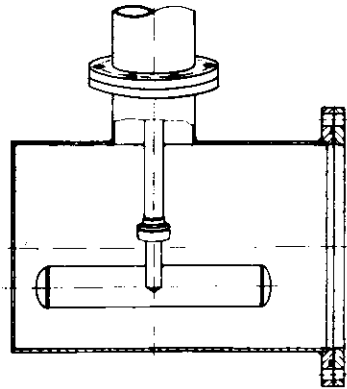
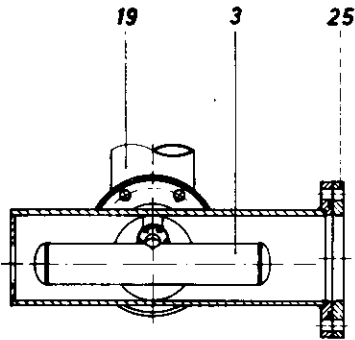


Fig.II.6.1.

DEBY-62 0 % 8078 10.1	Me-Cryo-Tip - Aufbau Exp. F 34 / 35	177 177 177	177 177 177
-----------------------------	--	-------------------	-------------------

III. Daten DESPOT

Kryostat	He ⁴ -Kryostat	He ³ /He ⁴ -Kryostat	
		He ³ -Teil	He ⁴ -Teil
Kryostat-Typ	Verdampfer	Verdampfer	Verdampfer
Saugvermögen	8 000 m ³ /h	3 000 m ³ /h	8 000 m ³ /h
Saugleistung	0.44 Torr/l/sec	0.16 Torr/l/sec	0.44 Torr/l/sec
Temperatur	1.0 K	0.5 K	1.1 K
Kühlleistung	2.0 W	≥150 mW	2.0 W
Target-Volumen	16 cm ³	32 cm ³	-
Magnet	C-Magnet(CERN-Typ)	supraleitender M.	
Feldrichtung	vertikal	horizontal	
Sollfeldstärke H ₀	2.5 T	5.0 T	
Integrierte Feldlänge	0.432 T·m		
nutzbares Feldvolumen	100 cm ³	35 cm ³	
Öffnungswinkel	vert. ± 30° horiz. ±130°	horiz.Kegel 15°	
Stromaufnahme	600 A (2.5 T) (bei 75 kW)	45 A (5.0 T)	
AH / AI (H ₀)	9.25x10 ⁻⁴ T/A	0.11 T/A	
Langzeitkonstanz der Stromversorgung	< 10 ⁻⁴		
Feldhomogenität	≲ 2x10 ⁻⁴	≲ 10 ⁻⁵	
HF	Garcinotron 70 GHz	Carcinotron 140 GHz	
Abstimmbereich	± 4 %		
Sollfrequenz (bei H ₀)	70.1 GHz		
Sendeleistung	15 W		
Temperaturstabilisierung	18° ± 0.1° C		
NMR	106.3 MHz (+200 kHz)		
DMR	16.3 MHz (+300 kHz)		
Dynamische Polarisation	He⁴-Kryostat (1.0 K)	He³-Kryostat (0.5 K)	
Proton (Butanol)	≲ 35 %	≲ 60 %	
Deuteron (Butanol)	-	≲ 18 %	
Depolarisationskonstante	2.5x10 ¹⁵ eff.Q./cm ² (Butanol)	10 ¹⁵ eff.Q./cm ² (Butanol-d ₁₀)	

Danksagung

Der Dank für die Ermöglichung dieses Projektes "Polarisiertes Target" gilt als erstes dem DESY-Direktorium sowie den Professoren Dr.K.Lübelmeyer und Dr.D.Schmitz, ohne deren ständiges Interesse und nachdrückliche Unterstützung die Entwicklung des polarisierten Targets bis zum Einsatz in den Experimenten nicht durchzuführen gewesen wäre.

Die Hilfe bei der Erprobung des experimentellen Aufbaus durch Dr.L.Paul und Dr.B.Sonne hat zum Gelingen der nachfolgenden Experimente beigetragen.

Die durchdachte technische Konstruktion des Kryostaten durch R.Hensler und die Arbeiten an der elektronischen Ausrüstung der Polarisationsdetektoren durch J.Bengtson seien besonders hervorgehoben.

Weiterhin danken wir dem DESY-Hallendienst - S2 - für die Unterstützung beim Aufbau der Apparaturen, der Gruppe B2 bei der Entwicklung des Wasserstofftargets und der Gruppe F58 für die Unterstützung beim Computeranschluß.

Eine ständige Hilfsbereitschaft fanden wir bei der grafischen Gestaltung dieses Berichtes bei Herrn W.Knaut (D4) und Herrn J.Schmidt (V113) sowie deren Mitarbeitern.

Referenzen

- 1 P. Bonamy et al.: Nucl. Phys. B52, 392 (1973)
- 2 H. Bienlein et al.: Phys. Lett. 46B, 131 (1973)
- 3 H. Genzel et al.: Nucl. Phys. B92, 196 (1973)
- 4 J. Knütel : Int. Ber. DESY F34-77/2
- 5 A. Abragam : Principles of Nuclear Magnetism, London 1961
- 6 A. A. Manenko : Spin-Lattice Relaxation in Ionic Solids, N.Y. 1966
- 7 F. Bloch : Phys. Rev. 70, 460 (1946)
- 8 C. P. Poole, H. A. Farach : The Theory of Magnetic Resonance, N.Y. 1972
- 9 A. W. Overhauser : Phys. Rev. 94, 1388 (1954)
- 10 C. D. Jeffries : Dynamic Nuclear Orientation, N.Y. 1953
- 11 O. S. Leifson, C. D. Jeffries : Phys. Rev. 122, 1781 (1961)
- 12 T. J. Schmutge, C. D. Jeffries : Phys. Rev. 138A, 1785 (1965)
- 13 A. Abragam : Phys. Rev. 98, 1729 (1955)
- 14 W. A. Barker : Rev. Mod. Phys. 34, 173 (1962)
- 15 s. Ref. 10
- 16 N. Blombergen et al.: Phys. Rev. 114, 445 (1959)
- 17 N. Blombergen : Physica 15, 386 (1949)
- 18 s. Ref. 5
- 19 M. Borghini : Polarised Proton Targets, Herceg Novi, 1968
- 20 M. Borghini : 2nd Int. Conf. on Polarized Targets, Berkeley 1968
- 21 W. de Boer : Dynamic Orientation of Nuclei at Low Temperature, CERN 74-11 (1974)
- 22 V. A. Atsarkin : Sov. Phys. JETP 32, 421 (1971)
M. Goldman : Spin Temperature and Magnetic Resonance, N.Y. 1972
- 23 Lit. s. z. B. A. Lösche : Kerninduktion, Berlin 1972
- 24 A. Lösche dto.
- 25 T. O. Niinikoski : 2nd Int. Conf. on Polarized Targets, Berkeley 1971
- 26 P. Roubeau : Cryogenics 6, 207 (1966)
P. Roubeau, J. Vermeulen : Cryogenics 11, 418 (1971)
- 27 S. Mango et al.: Nucl. Instr. Meth. 72, 45 (1969)
- 28 H. Glättli et al.: Phys. Lett. 29A, 250 (1969)
- 29 A. Abragam et al.: Phys. Lett. 2, 310 (1962)
- 30 O. Chamberlain et al.: Bull. Am. Phys. Soc. 8, 38 (1963)
- 31 G. Hartmann et al.: Nucl. Instr. Meth. 106, 9 (1973)
- 32 S. Hill et al.: Phys. Rev. Lett. 23, 460 (1969)
- 33 M. Borghini, F. Udo : Phys. Lett. 43A, 93 (1973)
- 34 J. J. Nicholas et al.: Nucl. Instr. Meth. 88, 69 (1970)
- 35 W. Gorn, P. Robrish : Polarisation in Assorted Hydrocarbons,
2nd Int. Conf. on Polarized Targets, Berkeley 1971
- 36 M. Odehnal, V. Bouffarg : J. Phys. (France) 32, 699 (1971)
- 37 A. Masaike et al.: Phys. Lett. 30A, 63 (1969)
- 38 M. Odehnal et al.: Phys. Lett. 32A, 407 (1970)
- 39 M. Borghini et al.: Nucl. Instr. Meth. 84, 168 (1970)
- 40 W. de Boer : Nucl. Instr. Meth. 107, 99 (1973)
- 41 W. de Boer, T. O. Niinikoski : Nucl. Instr. Meth. 114, 495 (1974)
- 42 T. O. Niinikoski : "Frozen Spin" Polarised Targets, CERN-Preprint 1976
- 43 K. Scheffler : Nucl. Instr. Meth. 82, 205 (1970)
- 44 M. Borghini et al.: Nucl. Instr. Meth. 97, 577 (1971)
- 45 M. Borghini, K. Scheffler : Nucl. Instr. Meth. 95, 93 (1971)
- 46 K. Scheffler : 2nd Int. Conf. on Polarized Targets, Berkeley 1971
- 47 M. Borghini, K. Scheffler : Phys. Rev. Lett. 26, 1362 (1971)
- 48 W. de Boer et al.: J. Low Temperature Phys. 15, 249 (1974)
- 49 W. de Boer : J. Low Temperature Phys. 22, 185 (1974)
- 50 W. de Boer : Phys. Rev. B12, 828 (1975)
- 51 M. Borghini et al.: Nucl. Instr. Meth. 105, 215 (1972)
- 52 H. Glättli : 2nd Int. Conf. on Polarized Targets, Berkeley 1971
- 53 P. Weymuth : dto.
- 54 J. Svoboda, K. Vacek : Nucl. Instr. Meth. 130, 25 (1975)
- 56 C. C. Morehouse, Thesis, Berkeley 1971
- 57 M. Borghini et al. Nucl. Instr. Meth. 84, 168 (1970)
- 58 V. K. Ermolaev et al.: Kinetics Catalysis (UdSSR) 3, 46 (1962)
- 59 H. R. Petri, G. W. Abshire : Nucl. Instr. Meth. 119, 205 (1974)
- 60 C. C. Morehouse : Int. Ber. DESY F34-72/1 (1972)
- 61 Hersteller Fluka A.G., Buchs (Schweiz)
- 62 Hersteller Sharp u. Dohme GmbH, München
- 63 A. Masaike : 2nd Int. Conf. on Polarized Targets, Berkeley 1971
- 64 W. Hoffmann, Int. Bericht (NP) 69-5 (1969)
- 65 H. Sievers : Diplomarbeit, DESY 1972
- 66 H. Narciss : Desy Int. Ber.
- 67 Betriebsanleitung f. Supraleitungsmagnet SUMA 50/71.5/290H-SK
der Fa. Siemens

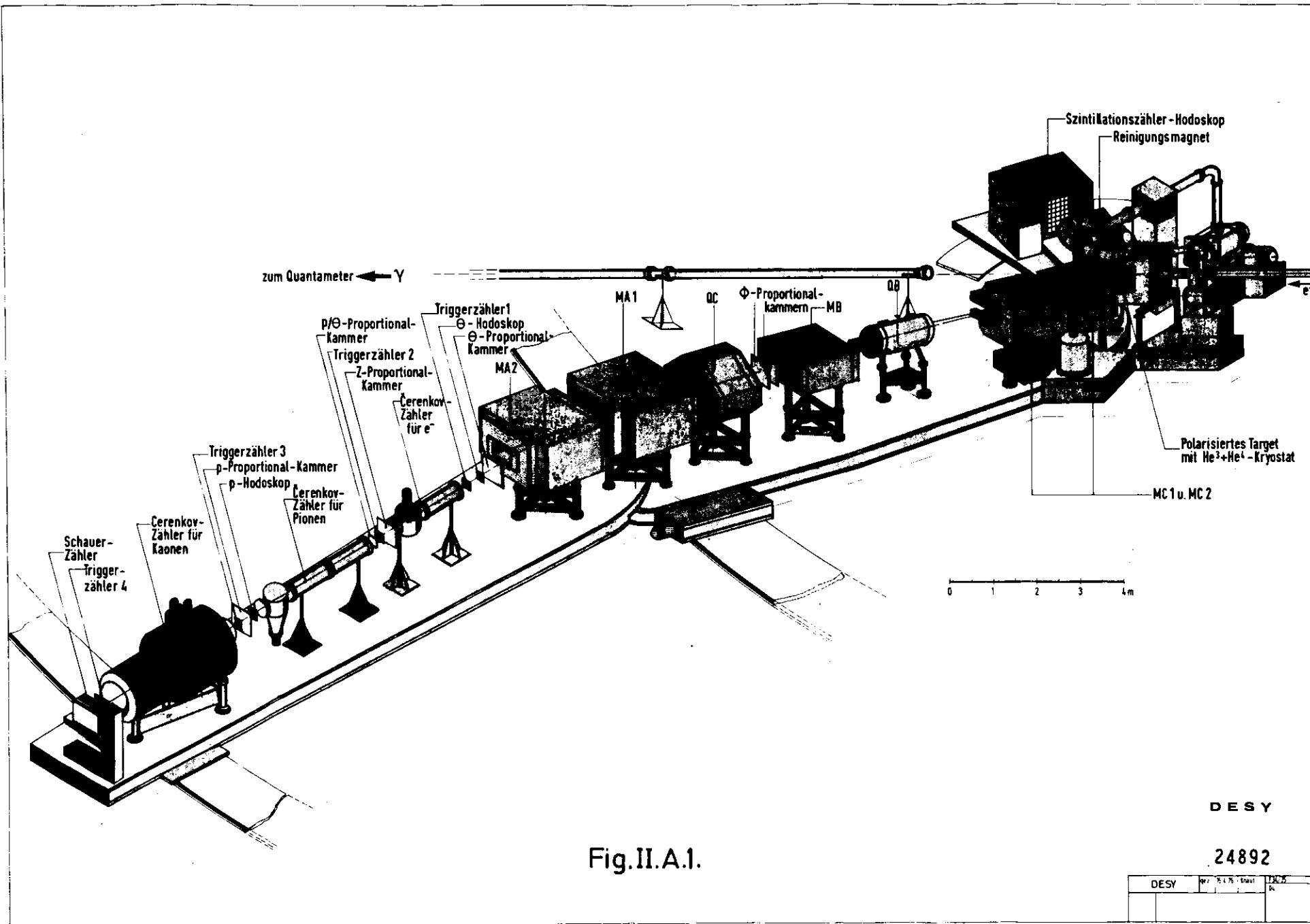
- 68 Kryol, Kryostat für supraleitende Magnete der Fa. Siemens
- 69 Instruction Manual "Backward Oszillator Tube O-Type Carcinotron"
der Fa. Thomson-CSF (Frankreich)
- 70 Calora Ultrathermostat Type NB der Fa. Calora Meßtechnik GmbH, Lorch
- 71 Calora Tauchkühler Type TK64 s. Ref. 70
- 72 Hersteller: Fa. Siemmel, Paris und Fa. Astel, Paris
- 73 Hersteller Fa. Philips
- 74 DESPOT Operation Manual
- 75 z. B. V. Petricek : Nucl. Instr. Meth. 58, 111 (1968)
J. J. Hill, D. A. Hill : ANL/HEP 7359 (1973)
- 76 B. Sonne : Int. Ber. DESY F35-74/1 (1974)
- 77 J. Knütel : Int. Ber. DESY F34-77/2 (1977)
- 78 T. R. Roberts, S. D. Sydoriak : Phys. Rev. 102, 304 (1956)
- 79 O. V. Lounasmaa : Experimental Principles and Methods below 1 K,
London 1974
- 80 J. R. Chen et al. : Phys. Rev. Lett. 21, 1279 (1968)
- 81 H. Genzel : High Energy Physics with Polarized Beams and Targets,
Argonne 1976
- 82 K. H. Althoff et al. : Nucl. Phys. B53, 9 (1973)
- 83 W. Meyer : Dissertation, Bonn IR-77-4 (1977)

Anhang

Mit den beschriebenen Versionen von DESPOT sind bisher folgende Experimente gemacht worden:

- a) He^4 -Kryostat (JK, 2.5T)
- | | |
|---|---|
| $\pi^- p \uparrow \rightarrow \pi^0 n$ | P. Bonamy et al., Nucl. Phys. B52, 392 (1973) |
| $\gamma p \uparrow \rightarrow \pi^0 p$ | H. Bienlein et al., Phys. Lett. 46B, 131 (1973) |
| $\gamma p \uparrow \rightarrow \pi^+ n$ | H. Genzel et al., Nucl. Phys. B92, 196 (1973) |
- b) He^4/He^3 -Kryostat (0.5K, 2.5T)
- | | |
|---|---|
| $\gamma n \uparrow \rightarrow \pi^- p$ | J. Knütel, Int. Bericht DESY F34 - 77/2 |
| $\gamma p \uparrow \rightarrow \pi^+ X$ | M.-J. Schachter, Int. Bericht DESY F35 - 77/1 |

Der Aufbau der Photoproduktionsexperimente ist in Fig. A.1 ($\gamma p \uparrow \rightarrow \pi^0 p$) und Fig. A.2 dargestellt.



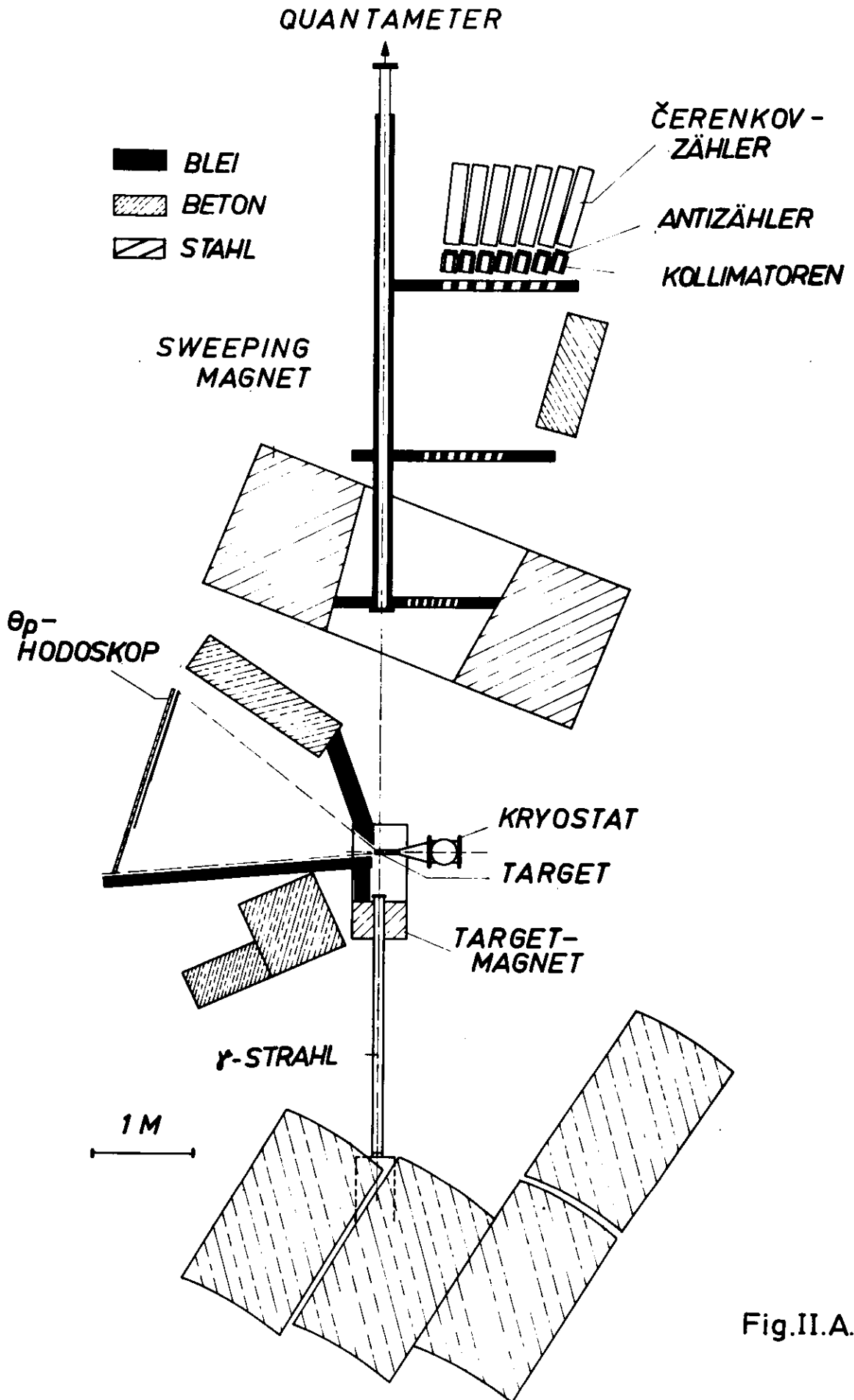


Fig.II.A.2.