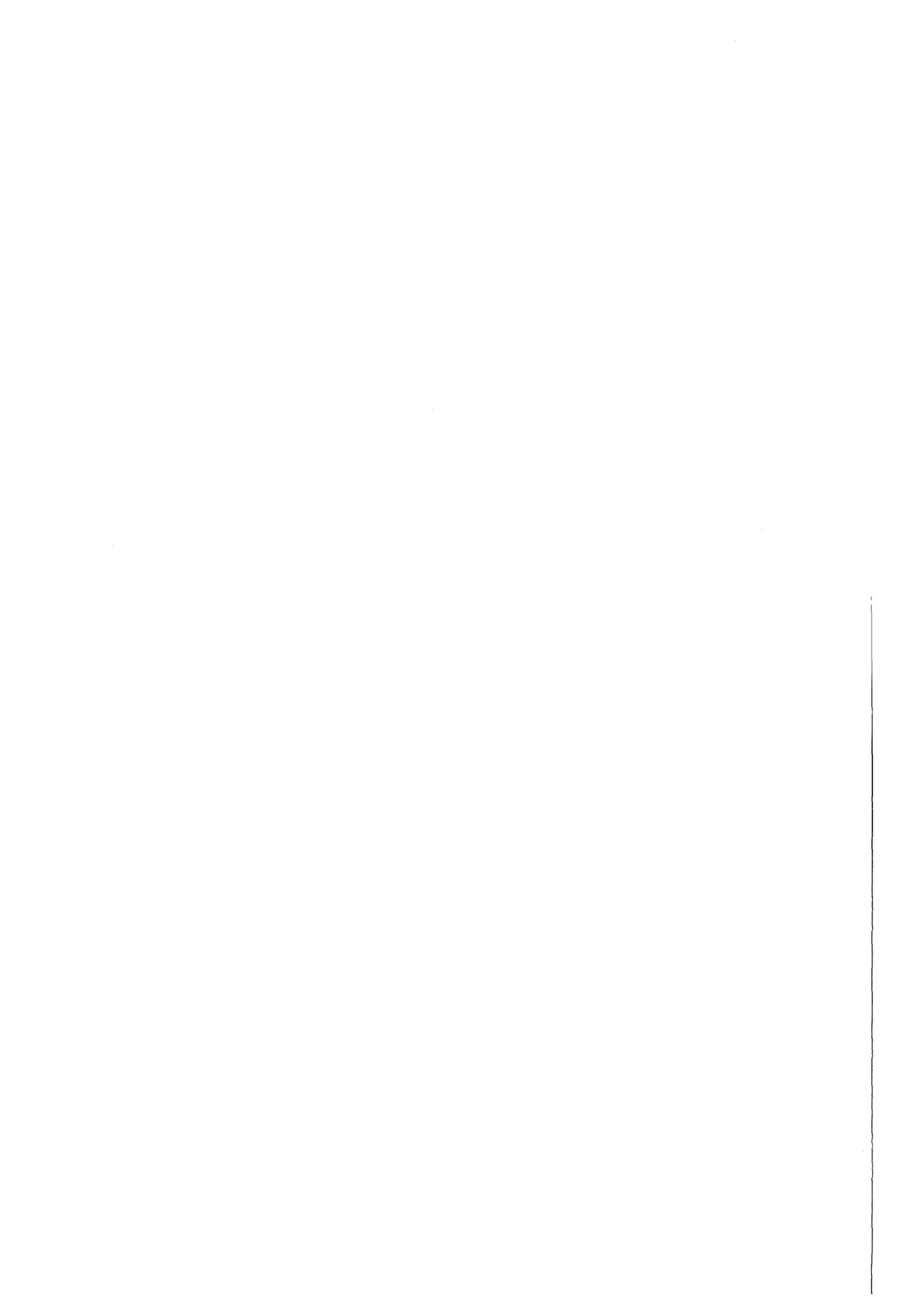


KfK 3518
Juni 1983

Feldverstärkung durch magnetische Flußkonzentrierung

W. Schauer, F. Arendt
Institut für Technische Physik

Kernforschungszentrum Karlsruhe



Kernforschungszentrum Karlsruhe
Institut für Technische Physik

KfK 3518

Feldverstärkung durch magnetische
Flußkonzentrierung

W. Schauer, F. Arendt

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Für die Bestimmung der kritischen Stromdichte und des oberen kritischen Feldes supraleitender Materialien sind Kurzproben-Untersuchungen in hohen Magnetfeldern erforderlich. Hierzu dient im Institut für Technische Physik des KfK ein supra-leitender Magnet, der aus Segmenten von Nb₃Sn-Bandleiter-Flachspulen aufgebaut ist und ein Feld von 13 Tesla in 65 mm Bohrung erzeugt (Intermagnetics General Co.). Zur Feldverstärkung werden ferromagnetische Flußkonzentratoren aus Holmium und Terbium verwendet. Hierdurch kann im Arbeitsspalt eine Felderhöhung auf 16 Tesla erreicht werden. Der vorliegende Bericht enthält neben den Gesichtspunkten zur Auswahl des ferromagnetischen Materials experimentelle Ergebnisse und Berechnungen zur Felderhöhung durch ferromagnetische Flußkonzentrierung.

Field enhancement by magnetic flux concentration

Summary

Short sample measurements in high magnetic fields are necessary to determine the critical current density and the upper critical field of superconducting materials. To perform these investigations a superconducting solenoid composed of Nb₃Sn tape wound pancakes (Intermagnetics General Co.) is used in the KfK Institut für Technische Physik, which produces a field of 13 Tesla in a 65 mm bore. Holmium and Terbium flux concentrators are mounted in the bore to increase the central field by ferromagnetic flux concentration. This leads to an enhanced field of 16 Tesla in the gap. The report summarizes aspects concerning the relevant data of the ferromagnetic material, experimental results and calculations of the field enhancement by ferromagnetic flux concentration.

INHALT

Seite

Zusammenfassung/ Summary

I	Einleitung	3
II	Materialien zur Flußkonzentration	4
III	Experimente zur Flußkonzentrierung	6
IV	Computerrechnungen zur Flußkonzentration mit Holmium	10
IV.1	Spule	10
IV.2	Magnetisierungskurve	11
IV.3	Einfluß der Geometrieparameter auf die Feldüberhöhung	13
Anhang A:	Umrechnungen für Magnetisierungswerte	15
Anhang B:	Berechnung des Entmagnetisierungsfaktors	17



I EINLEITUNG

Zu Studium und Entwicklung von supraleitenden Materialien ist es erforderlich, die Magnetfeldabhängigkeit ihrer kritischen Daten zu untersuchen. Dabei ist es aus zwei Gründen wünschenswert, möglichst hohe Magnetfelder anzuwenden. Einerseits ist der Einsatz technischer Supraleiter wie Nb_3Sn heute in Bereichen bis zu 15 Tesla möglich. Kritische Stromdichten sollten also auch bis zu diesen Feldern bestimmt werden können. Zum anderen besteht ein grundlegendes Interesse daran, Untersuchungen beispielsweise des pinning-Verhaltens bis zum oberen kritischen Feld H_{c2} auszudehnen. Nur so kann nämlich der Einfluß von Mikrostruktur und H_{c2} auf die Flußverankerung getrennt untersucht werden. Wenn Messungen bis zu H_{c2} bei 4,2 K auch häufig nicht möglich sind, da die H_{c2} - (4,2 K)-Werte vieler Materialien oberhalb 20 Tesla liegen, so können temperaturvariable Messungen ($4,2 \text{ K} \leq T < T_c$) hier jedoch aufschlußreiche Aussagen machen.

Für Untersuchungen in hohen Magnetfeldern steht im Institut für Technische Physik seit sieben Jahren ein Hochfeld-Solenoid zur Verfügung, der in 65 mm Bohrung bei 4,2 K ein Zentralfeld von 13 Tesla erzeugt. Seine wichtigsten Daten sind: Länge 250 mm, Außendurchmesser 275 mm, Strom 144 A (bei 13 Tesla), Induktivität 22 Hy, gespeicherte Energie 230 kJ (bei 13 Tesla), Feldhomogenität in 5 cm Kugel 0,7 %, Auferregungszeit 25 min ("virgin run" bis 13 Tesla).

Der Magnet ist aus 2 x 11 Doppel-Flachspulen (pancakes) aufgebaut, die aus Nb_3Sn -Bandleiter gewickelt sind. Die modulare Bauweise erlaubt eine Abstufung des Verhältnisses Supraleiter : Kupfer-Stabilisierungsschicht : Stahlverstärkung, die der axialen Variation der Feld- und Kräfteverteilung Rechnung trägt.

Zur Erhöhung des Zentralfeldes wurden Versuche durchgeführt, bei denen die magnetische Kraftflußdichte durch ferromagnetische Kerne konzentriert wird. Hierzu eignen sich besonders Materialien mit hoher Sättigungsmagnetisierung, wie sie die schweren Seltenerd-Metalle aufweisen. Sowohl mit Kernen aus Holmium wie auch aus Terbium konnten Felderhöhungen von ca. 3 Tesla in einem 5,5 mm breiten Arbeitsspalt erreicht werden. Gesichtspunkte, die die Materialauswahl betreffen, sind im folgenden Abschnitt dargelegt.

II MATERIALIEN ZUR FLUSSKONZENTRATION

Wichtigstes Kriterium zur Auswahl eines Ferromagnetikums zur Flußkonzentrierung ist die Sättigungsmagnetisierung M_s . Die höchsten M_s -Werte liegen bei den schweren Seltenerd-Metallen vor.

Die seltenen Erden haben die elektronische Konfiguration $4f^n 5d^1 6s^2$. Die drei äußeren Elektronen bilden das Leitungsband, während die lokalisierten 4f-Elektronen die magnetischen Eigenschaften der Ionen bestimmen. Die experimentell ermittelten magnetischen Momente stimmen gut mit Berechnungen überein, bei denen L-S-Kopplung der Momente zugrunde gelegt wird ¹⁾ (im Gegensatz zum praktisch reinen Spinmagnetismus der 3d-Elektronen in Fe, Co und Ni). Das größte magnetische Moment weist Holmium ($4f^{10}$) mit $10,34 \mu_B/\text{Atom}$ auf. - Die seltenen Erden kristallisieren in hexagonaler Struktur (hcp). Die Magnetisierung ist anisotrop: Für Ho und Tb sind die a- und b-Achsen in der Basisebene Richtungen leichter Magnetisierung, während für Felder parallel zur c-Achse Sättigung erst in sehr viel höheren Feldern erreicht wird. (Abb. 1) Deshalb liegt die Magnetisierung polykristalliner Proben mit statistisch orientierten Kristalliten unterhalb der Sättigungsmagnetisierung, solange die polarisierenden Felder nicht groß genug sind, alle Momente zu orientieren. Wie Abb. 1 zeigt, ist dies für Ho erst oberhalb

13 Tesla der Fall. Für Tb hingegen setzt sich der schwache lineare Anstieg der Magnetisierung für Felder parallel zur c-Achse bis zu 15 Tesla fort, ohne zu sättigen. ¹⁾ Bei beiden Metallen ist also aufgrund der magnetokristallinen Anisotropie nicht zu erwarten, daß ein polarisierendes Feld von 13 Tesla die Sättigungsmagnetisierung erzeugt. Werte für Sättigungsmagnetisierungen sind in Tab. 1 angegeben (Umrechnungen für emu, μ_B /Atom und A/m bzw. Tesla finden sich im Anhang A).

Der ferromagnetisch geordnete Zustand besteht aus Domänen, in denen die magnetischen Momente aufgrund der Austauschwechselwirkung parallel ausgerichtet sind. Ein äußeres Magnetfeld orientiert im Sättigungsfall die Magnetisierung aller Domänen in Feldrichtung. Die erreichte Magnetisierung nimmt mit zunehmender Temperatur ab, da Temperaturanregung die langreichweitige magnetische Ordnung zerstört. Bei der Curie-Temperatur T_{Cu} geht der Ferromagnetismus in Paramagnetismus über. Bei den meisten seltenen Erden existieren oberhalb T_{Cu} jedoch noch weitere (nicht ferromagnetische) magnetisch geordnete Phasen. ^{1), 2)}

Terbium geht bei der Neel-Temperatur $T_N = 229$ K vom paramagnetischen Zustand in eine magnetisch geordnete Phase über, bei der die magnetischen Momente in der hexagonalen Basisebene liegen und längs der c-Achse um einen (temperaturabhängigen) Winkel drehen (Helix). Bei $T_{Cu} = 221$ K erfolgt der Übergang zum Ferromagnetismus mit parallelen Momenten in allen Ebenen senkrecht zur c-Achse. Bei Holmium setzt magnetische Ordnung in Form einer basalen Helix unterhalb $T_N = 133$ K ein. Im ferromagnetischen Zustand ($T_{Cu} = 20$ K) sind die magnetischen Momente konisch um die c-Achse angeordnet, ein magnetisierendes Feld bewirkt ihre Ausrichtung in der Basisebene.

Bei der Verwendung von Spulenkernen aus Seltenerd-Metallen ist die Curie-Temperatur (Tab. 1) ein wichtiger Parameter, da nur unterhalb T_{Cu} Ferromagnetismus auftritt und das Magnetsystem über T_{Cu} hinaus aufgewärmt werden muß, um Remanenzfelder abzubauen.

Tab. 1 Curie-Temperatur T_{Cu} und Sättigungsmagnetisierung $\mu_0 M_s$ (4,2 K) einiger Elemente ^{1), 2)}:

	T_{Cu} [K]	$\mu_0 M_s$ [T]
Fe	1059	2,16
Permandur (FeCo)	1219	2,46
Er	20	3,04
Ho	20	3,87
Dy	85	3,81
Tb	221	3,41

III EXPERIMENTE ZUR FLUSSKONZENTRIERUNG

Tabelle 1 zeigt, daß Holmium als Flußkonzentrator in supraleitenden Magneten besonders geeignet ist. Holmium hat eine hohe Sättigungsmagnetisierung und ordnet erst unterhalb 20 K ferromagnetisch, d. h. ein Aufwärmen des Magnetsystems über 20 K ermöglicht einen Feldlauf vom Nullfeld aus ("virgin run"). - Der Weg, die Remanenz über Entmagnetisierungszyklen abzubauen, ist wenig praktikabel.

Über Flußkonzentratoren aus Ho und Dy in einem supraleitenden NbTi-Solenoid wurde zum ersten Mal 1973 in einer russischen Arbeit berichtet. ³⁾ Für beide Materialien wurden bei 4,2 K in einem 0,7 mm breiten Spalt Felderhöhungen gemessen, die der Sättigungsmagnetisierung entsprechen. In einem Nb₃Sn-Solenoid des Siemens-Forschungslabors, Erlangen, wurde beim Einbau zweier Ho-Kerne eine Felderhöhung von 14,2 T auf 16 T erreicht. ⁴⁾

Die von uns verwendete Anordnung ist in Abb. 2 gezeigt. Die zylindrischen Holmium-Kerne haben einen Durchmesser von 35 mm und eine Höhe von 45 mm. Zwischen ihren Stirnflächen ist ein 5,5 mm breiter Spalt, der einen Probenhalter mit zentraler Hallsonde (LHGT-321, transversale Tieftemperatursonden, Lake Shore Cryotronics Inc./Cryophysics) enthält. Die Kerne sind in Halterungen aus glasfaserverstärktem Kunststoff fixiert. Dadurch wird der Spalt auf eine Höhe von 3 mm reduziert. Der Spalt bietet hinreichend Platz für Kurzprobenuntersuchungen von supraleitenden Drähten und Schichtsupraleitern.-Die magnetische Kraftflußdichte B im Inneren des Ferromagnetikums und - wegen der Stetigkeit der Normalkomponenten - im Spalt zwischen den ferromagnetischen Zylinderkernen beträgt

$$B = \mu_0 \cdot (H_i + M) = \mu_0 \mu H_i \quad (1)$$

und ist gegenüber dem Feld ohne Kerne

$$B_a = \mu_0 H_a \quad (2)$$

um den Betrag

$$B - B_a = \mu_0 (M - (H_a - H_i)) = \mu_0 \cdot (M - H_e) \quad (3)$$

erhöht. M ist die Magnetisierung des Ferromagnetikums

$$M = (\mu - 1)H_i, \quad (4)$$

H_a ist das äußere Feld, das durch die Ampèrewindungen des Solenoids erzeugt wird. Das Feld im Inneren der ferromagnetischen Kerne, H_i , ist gegenüber dem äußeren Feld H_a um das entmagnetisierende Zusatzfeld $H_e = NM$ herabgesetzt:

$$H_i = H_a - H_e = H_a - NM \quad (5)$$

Das Korrekturfeld H_e ist der Magnetisierung proportional und hängt über den Entmagnetisierungsfaktor N (μ) von der Geometrie ab. Für zylindrische Kerne ist der (ballistische) Entmagneti-

sierungsfaktor in Abhängigkeit vom Dimensionsverhältnis $p = \text{Länge} : \text{Durchmesser}$ und von der Permeabilität μ tabelliert. ⁵⁾ Durch graphische Interpolation lassen sich die $N(\mu, p = 1,29)$, entsprechend dem Dimensionsverhältnis $p = 45/35 = 1,29$ der von uns verwendeten Kerne, bestimmen.

In die Berechnung der Felderhöhung durch die zylindrischen Flußkonzentratoren geht der $\mu(H_i)$ -Zusammenhang ein. Dieser kann aus dem Experiment gewonnen werden, da

$$\mu = \frac{1 - N}{(\mu_0 H_a / B) - N} \quad (6)$$

eine iterative Bestimmung erlaubt: Unter der Annahme $H_a = H_i$ wird bei einem gegebenen Feld in einem ersten Schritt μ aus den experimentellen Werten $\mu_0 H_a$ und B bestimmt: $\mu^{(0)} = B / \mu_0 H_a$. Mit $N(\mu^{(0)})$ folgt dann aus Gleichung (6) ein Wert $\mu^{(1)}$ usf. Das Verfahren konvergiert nach wenigen Schritten.

Die so gewonnenen μ -Werte für die Anordnung mit Ho-Kernen sind in Abb. 3 dargestellt.

Die im Experiment mit Holmiumkernen gefundene Felderhöhung ist in Abb. 4 angegeben. Das Zentralfeld der Anordnung ist gegen den Strom der felderzeugenden Windungen des 13 T-Magneten aufgetragen. Oberhalb $\mu_0 H_a = 6 \text{ T}$ beträgt der Feldzuwachs 3 T, so daß beim maximalen Erregerstrom von 144 A ($\mu_0 H_a = 13 \text{ T}$) im Spalt 16 T zur Verfügung stehen. Mit $\mu(13 \text{ T}) = 1,280$ und $N = 0,138$, entsprechend der zuvor erwähnten iterativen Bestimmung, ergibt sich $\mu_0 H_i = 12,50 \text{ T}$ und $\mu_0 M = 3,50 \text{ T}$. Damit bleibt $\mu_0 M$ nur knapp unter dem Sättigungswert von 3,74 T. Diese Abweichung ist verständlich, da einerseits bei der gegebenen Anordnung Streufeldverluste auftreten, zum anderen die Kerne im Feld von $\mu_0 H_a = 13 \text{ T}$ noch nicht ganz bis zur Sättigungsmagnetisierung polarisiert sind. Die mit Hallsonden gemessene radiale Feldverteilung (Abb. 6) zeigt, daß in einem Durchmesser von 2 cm $\Delta B/B$ bei 16 T maximal 0,6 % beträgt.

Bei Flußkonzentratoren aus Terbium ergab sich, verglichen mit Holmium, ein um 2,3 % geringerer Feldzuwachs. Aufgrund der hohen Curie-Temperatur und des höheren Preises von Terbium ist, bei vergleichbarem Feldzuwachs, Holmium das geeignetere Material für Flußkonzentratoren in supraleitenden Magneten. (Holmium: 9,10 DM/g, Terbium: 20,30 DM/g; Universal Matthey Products).

Die Berechnung der Felderhöhung aus dem experimentell bestimmten $\mu(H_1)$ -Zusammenhang hat aus mehreren Gründen nur Näherungscharakter:

- Die tabellierten Werte des (ballistischen) Entmagnetisierungsfaktors N für einen Zylinder sind Näherungswerte, deren Genauigkeit mit abnehmendem Verhältnis p von Länge zu Durchmesser abnimmt. Darüber hinaus führt die zweifache Interpolation, einmal hinsichtlich μ , zum anderen hinsichtlich p , zu einer zusätzlichen Ungenauigkeit der verwendeten N -Werte. Gravierender als die Interpolationsfehler ist jedoch die Tatsache, daß der ballistische anstelle des magnetometrischen Entmagnetisierungsfaktors verwendet wurde. Der ballistische Entmagnetisierungsfaktor gilt für eine um die Zylindermitte gelegte Meßspule, während der magnetometrische Wert sich auf den Mittelwert des ganzen Zylinders bezieht. Die magnetometrischen Entmagnetisierungsfaktoren für Zylinder sind größer als die ballistischen Werte und liegen zwischen letzteren und den für das Ellipsoid geltenden.
- Vernachlässigt wird ferner, daß die Magnetisierung M der Kerne im Feld des Solenoiden inhomogen ist. Damit werden N , M und H_1 im Kernvolumen ortsabhängig.
- Schließlich ist die experimentelle Bestimmung des Zentralfeldes oberhalb 13 Tesla fehlerbehaftet, da die Charakteristik der Hallsonden $U_{\text{Hall}}(B)$ von 13 Tesla auf 16 Tesla linear extrapoliert wurde.

IV COMPUTERRECHNUNGEN ZUR FLUSSKONZENTRATION MIT HOLMIUM

Mit Hilfe eines magnetostatischen Computerprogramms lassen sich die Abschätzungen zur Felderhöhung verbessern, die im vorhergehenden Kapitel durchgeführt wurden und vor allem auf der Interpolation für den ballistischen Entmagnetisierungsfaktor beruhen. Insbesondere ist es dabei möglich, die Orts- und Permeabilitätsabhängigkeit der Entmagnetisierung zu berücksichtigen. Die Berechnungen wurden mit dem Programm GFUN2D 6) durchgeführt und umfassen drei Schritte: (a) Modellierung der supraleitenden Spule, (b) Anpassung der Magnetisierungskurve von Holmium, so daß die Meßwerte durch das Programm reproduziert werden, (c) Variation der geometrischen Parameter der Holmiumkerne, um Abmessungen für eine hohe Flußkonzentration durch eine möglichst kleine Materialmenge zu bestimmen.

IV.1 Spule

Eine Modellierung der Stromdichte in der supraleitenden Spule ist nötig, weil vom Hersteller keine Angaben über die Stromdichte-Verteilung vorliegen, während die äußeren Abmessungen bekannt sind. Außerdem ist davon auszugehen, daß die Stromdichte sowohl in der Mitte der Spule (hohe Absolutfeldstärke) als auch an den Enden (hohe radiale Feldkomponente, die senkrecht zur Breitseite des Nb_3Sn -Bandleiters steht) kleiner ist als im Zwischenbereich. In Abb. 2 sind die 5 Teilspulen dargestellt, mit denen die aus 22 Doppel-Flachspulen bestehende Spule modelliert wurde: Eine 5,5 cm lange Zentralspule (Z) wird auf jeder Seite von einer je 5 cm langen Spule (S) mit höherer Stromdichte flankiert, an die sich jeweils eine 3 cm lange Spule (R) mit der gleichen Stromdichte wie die Zentralspule anschließt. Alle Spulen sind in radialer Richtung 8 cm dick. Bei den in Abb. 2 angegebenen Stromdichten erzeugen sie ein Zentralfeld von 13 Tesla, dessen Homogenität den Angaben für die reale Spule entspricht.

IV.2 Magnetisierungskurve

Für die Feldrechnungen wird jeder Holmium-Kern in 36 Teilbereiche aufgeteilt, in denen die Magnetisierung jeweils als konstant angesehen wird. In der vorhandenen Version von GFUND2D darf sich bei Solenoidgeometrie kein Ferromagnetikum auf der Achse befinden. Im Modell wird dies Schwierigkeit dadurch umgangen, daß in die Ho-Kerne zentrale "Löcher" von 0,8 mm Durchmesser "gebohrt" werden. Bei 35 mm Außendurchmesser bedeutet das eine Reduktion der Ho-Fläche um 5×10^{-4} , so daß kein merkbarer Einfluß auf die Ergebnisse zu erwarten ist. Als repräsentative Feldstärke im Luftspalt wird der Wert bei $r = 3$ mm verwendet.

Das Programm erfordert die Eingabe einer $B-H_i$ -Magnetisierungskurve, die für Holmium nicht genügend genau bekannt war. Ausgehend von den in Abschnitt III iterativ bestimmten Permeabilitätswerten werden die Daten der $B-H_i$ -Kurve solange verändert, bis das Prgramm die experimentell gemessenen Feldwerte (Abb. 4) im 5,5 mm hohen Luftspalt in Abhängigkeit vom Spulenstrom richtig berechnet. Die $B-H_i$ -Kurve wird zunächst für kleine Magnetisierungen angepaßt, weil diese auch bei größerer Gesamtmagnetisierung an einigen Stellen der Kerne auftreten können. Dadurch wird schrittweise der gesamte experimentell bekannte Bereich erfaßt. Für die computer-experimentelle Bestimmung eines Punktes auf der Magnetisierungskurve sind 2 bis 4 Computer-Läufe nötig (jeweils ca. 3 Minuten auf einer IBM 3033).

Die gemessenen Feldwerte werden durch die Magnetisierungskurve in Tabelle 2 (Abb. 5) mit 1 % Genauigkeit, die der der Messung entspricht, rechnerisch reproduziert. Ein Beispiel verdeutlicht die Empfindlichkeit der Anpassung der $B-H_i$ -Kurve: Wird statt $B = 4,48$ T bei $\mu_0 H_i = 1,50$ T der Wert $B = 4,70$ T angenommen, so wird für ein äußeres Feld von 2 T eine Luftspaltfeldstärke von 4,23 T statt der gemessenen 4,1 T berechnet.

Eine Hilfe bei der Anpassung der $B-H_i$ -Kurve ist außerdem der Verlauf der differentiellen Permeabilität $\mu_{\text{diff}} = \Delta B / \mu_0 \cdot \Delta H_i$.

Tabelle 2: Magnetisierungskurve von Holmium für GFUND2D-Berechnungen

B [T]	$\mu_0 H_i$ [T]	$\mu_0 M = B - \mu_0 H_i$ [T]	$\mu = B / \mu_0 H_i$	$\mu_{diff} = \frac{\Delta B}{\mu_0} \cdot \Delta H_i$
0	0	0	-	-
1,70	0,10	1,60	17	17
3,00	0,52	2,48	5,8	3,10
3,90	1,00	2,90	3,9	1,88
4,48	1,50	2,98	3,0	1,16
5,62	2,50	3,12	2,25	1,14
6,75	3,50	3,25	1,93	1,13
7,85	4,50	3,35	1,74	1,10
10,20	6,50	3,70	1,57	1,18
13,32	9,50	3,82	1,40	1,04
16,40	12,50	3,90	1,31	1,03

Er weicht zwischen $B = 10$ T und 13 T von der monotonen Abnahme ab, vermutlich wegen des steilen Anstiegs der um die c-Achse des Holmiumkristalls polarisierten Magnetisierung (Abb. 1). Ein Vergleich der gemessenen und berechneten Abhängigkeit der Feldstärke im Luftspalt vom Radius (Abb. 6) zeigt eine gute Übereinstimmung. Lediglich der mit zwei verschiedenen Hallsonden gemessene Wert auf der Achse ($r = 0$) liegt um etwa $0,1$ T unterhalb des Wertes, der bei Extrapolation der berechneten Kurve in Abb. 6 zu erwarten wäre. Ein Vergleichswert bei $r = 0$ kann wegen der oben erwähnten programmtechnischen Schwierigkeit nicht direkt berechnet werden.

Die Sättigungsmagnetisierung $\mu_0 M_s$ ergibt sich aus Tabelle 2 zu $3,90$ T und ist mit dem experimentellen Literaturwert von $3,87$ T (entsprechend $10,34 \mu_B/\text{Atom}$) ^{1), 2)} in guter Übereinstimmung. Schließlich kann mit den Meßwerten und der Magnetisierungskurve der Entmagnetisierungsfaktor bestimmt werden (Tabelle 3, Anhang B).

In Umformung von Gl. (6) ergibt sich

$$N = \frac{(H_a/H_i) - 1}{\mu - 1} \quad (7)$$

Mit der für ein bestimmtes Luftspulenfeld H_a gemessenen Feldstärke im Luftspalt lassen sich über Abb. 5 die Werte für H_i und μ ermitteln. Der Entmagnetisierungsfaktor nimmt monoton von 0,26 bei $\mu_0 H_a = 1$ T auf 0,22 bei $\mu_0 H_a = 13$ T ab. Das stimmt mit der in ⁵⁾ angegebenen Größenordnung und Tendenz überein und bestätigt die dort ebenfalls angeführte Bemerkung, daß der wahre ("magnetometrische") Entmagnetisierungsfaktor größer als der tabellierte ballistische Wert ist, auf dem die Abschätzung in Abschnitt III beruht.

IV.3 Einfluß der Geometrieparameter auf die Feldüberhöhung

Form und Lage der Ho-Zylinder im 13 T-Magneten werden durch Radius r und Länge l sowie die Luftspalthöhe g bestimmt (Abb. 2). In Abb. 7 ist die Abhängigkeit der Luftspaltfeldstärke von diesen Parametern dargestellt. Da sie gering ist, können die geometrischen Abmessungen der Ho-Kerne vor allem nach ökonomischen und experimentellen Erfordernissen festgelegt werden. Erst wenn die Luftspalthöhe etwa die gleiche Größe wie der Radius der Ho-Kerne hat, verringert sich die Feldstärke merklich.

Eine andere Möglichkeit der Geometrievariation besteht darin, die Ho-Kerne als Kegelstümpfe zu gestalten und damit den Entmagnetisierungsfaktor merklich zu ändern. Bei $g = 5,5$ mm und $l = 45$ mm ergibt sich eine Luftspaltfeldstärke von 16,6 T, wenn $r = 7,5$ mm am Luftspalt und $r = 17,5$ mm am äußeren Ende ist. Allerdings wird dabei die radiale Ausdehnung des Hochfeldbereiches kleiner. Dreht man den Kegelstumpf um 180° (also $r = 17,5$ mm am Luftspalt und $r = 7,5$ mm am äußeren Ende), so vermindert sich die Luftspaltfeldstärke auf 15,4 T.

Abschließend soll noch eine weitere denkbare Möglichkeit zur Feldverstärkung durch ferromagnetische Einsätze in supraleitende Spulen angesprochen werden. Maximale Werte für Betriebsstrom und -feldstärke dieser Spulen sind durch die Feldverteilung begrenzt. Diese könnte durch das Einbringen der Einsätze so verändert werden, daß sich die Betriebswerte vergrößern ließen. Diese Möglichkeit wurde für zylindrische Holmium-Kerne untersucht, indem die maximale Feldstärke an der supraleitenden Spule berechnet wurde. Tatsächlich verringert sich die Feldstärke an der Innenseite der Spule in den axialen Bereichen, in denen sich der Ho-Kern befindet, verstärkt sich aber außerhalb dieser Bereiche. Dieser Effekt ist umso stärker, je größer der Radius der Kerne im Vergleich zum Spuleninnenradius ist. Eine Erhöhung der Feldverstärkung durch höhere Betriebsdaten der Spule läßt sich damit nur erreichen, wenn die ferromagnetischen Einsätze länger als die Spule sind. Außerdem sollte die Spule in der Mittelebene geteilt sein ("split coil"), weil sich im Bereich des Luftspaltes zwischen den ferromagnetischen Kernen auch am Spuleninnenrand Feldverstärkung ergibt.

LITERATUR

1. B. Coqblin "The Electronic Structure of Rare-Earth Metals and Alloys: the Magnetic Heavy Rare-Earth", Academic Press, 1977
E. A. Nesbitt and J. H. Wernick "Rare-Earth Permanent Magnets", Academic Press, 1977
2. Gmelin Handbuch der Anorganischen Chemie, Seltenerdelemente Teil B 3, Bd. 39, Springer-Verlag, 1974
3. S. I. Goridov, L. S. Lazareva und B. G. Lazarev, Vopr. at Nauki i Tekh. (Ser. Fundam. i Prikl. Sverkhprovodimost, UDSSR) 1, 71 (1973)
4. G. Rupp, Cryogenics 18, 663 (1978)
5. F. Kohlrausch, "Praktische Physik", Bd. 2, S. 236, Teubner, 1962
6. M. J. Newman, J. Simkin, C. W. Trowbridge, L. R. Turner, GFUN Users' Guide, RHEL/R 244, Rutherford Laboratory, Chilton/England, 1973

Für die Durchführung der Messungen zur Felderhöhung mit Holmiumkernen danken wir Herrn N. Tonk.

ANHANG

A. Umrechnungen für Magnetisierungswerte

Die Sättigungsmagnetisierung wird, je nach Autor, in drei verschiedenen Einheiten angegeben:

a) m_s [1/at] = Zahl der Bohr'schen Magnetone pro Atom

$$\mu_s = m_s \mu_B \quad [\text{Am}^2/\text{at}, \text{emu/at}] \text{ ist das Sättigungsmoment pro Atom; Bohr'sches Magneton:}$$

$$\mu_B = 9,274078 \cdot 10^{-27} \text{ [J/T = Am}^2\text{]}$$

$$= 9,274078 \cdot 10^{-21} \text{ [erg/G = emu]}$$

b) m_s^* [emu/g] Sättigungsmoment pro g Material

c) $\mu_0 M_s$ [T], M_s [A/m] Sättigungsmoment pro m^3 Material

$$\mu_0 = 4 \pi \cdot 10^{-7} \text{ [Vs/Am]}$$

Für Umrechnungen werden folgende Größen benötigt:

$$N_A = 6,022045 \cdot 10^{23} \text{ [at/mol]}, \text{ Avogadro-Zahl}$$

$$A \text{ [g/mol]}, \text{ Atomgewicht}$$

$$\rho \text{ [g/cm}^3\text{]}, \text{ Dichte}$$

$$V_m \text{ [cm}^3\text{/mol]} = A/\rho, \text{ Molvolumen}$$

Damit gilt:

$$(1) \quad m_S = m_S^* \cdot \frac{A}{N_A \cdot \mu_B} = m_S^* \frac{A}{5584,9} \quad [1/\text{at}]$$

$$m_S^* \text{ in } [\text{emu/g}]$$

$$A \text{ in } [\text{g/mol}]$$

$$(2) \quad \mu_O M_S = \mu_O \cdot m_S \mu_B N_A \cdot V_m^{-1} \cdot 10^6 \quad [\text{T}]$$

$$= 7.018 \cdot m_S \cdot \rho/A \quad [\text{T}]$$

$$m_S \text{ in } [1/\text{at}]$$

$$\rho \text{ in } [\text{g/cm}^3]$$

$$A \text{ in } [\text{g/mol}]$$

$$(3) \quad \mu_O M_S = 1.257 \cdot 10^{-3} m_S^* \cdot \rho \quad [\text{T}]$$

$$m_S^* \text{ in } [\text{emu/g}]$$

$$\rho \text{ in } [\text{g/cm}^3]$$

B. Berechnung des Entmagnetisierungsfaktors

Aus den Meßwerten des Luftspulenfeldes $B_a = \mu_0 H_a$ und des Feldes im 5,5 mm hohen Luftspalt zwischen den Holmiumkernen (Länge: 45 mm, Durchmesser: 35 mm) ergeben sich anhand der computer-berechneten $B-H_i$ -Kurve die in Tabelle 3 zusammengestellten Werte für μ und N von Holmium.

Tabelle 3:

$\mu_0 H_a = B_a$ [T] (Luftspulenfeld)	B [T] (Feld im Luftspalt)	$\mu_0 H_i$ [T] (aus $B-H_i$ -Kurve)	$\mu = B / \mu_0 H_i$	N (nach Gl. (7))
1,0	2,7	0,40	6,75	0,261
1,5	3,5	0,80	4,38	0,259
2,0	4,1	1,24	3,42	0,253
3,0	5,3	2,25	2,36	0,245
4,0	6,4	3,25	1,97	0,238
5,0	7,5	4,20	1,79	0,241
7,0	9,7	6,20	1,56	0,230
10,0	13,0	9,10	1,41	0,221
13,0	16,0	12,10	1,33	0,221

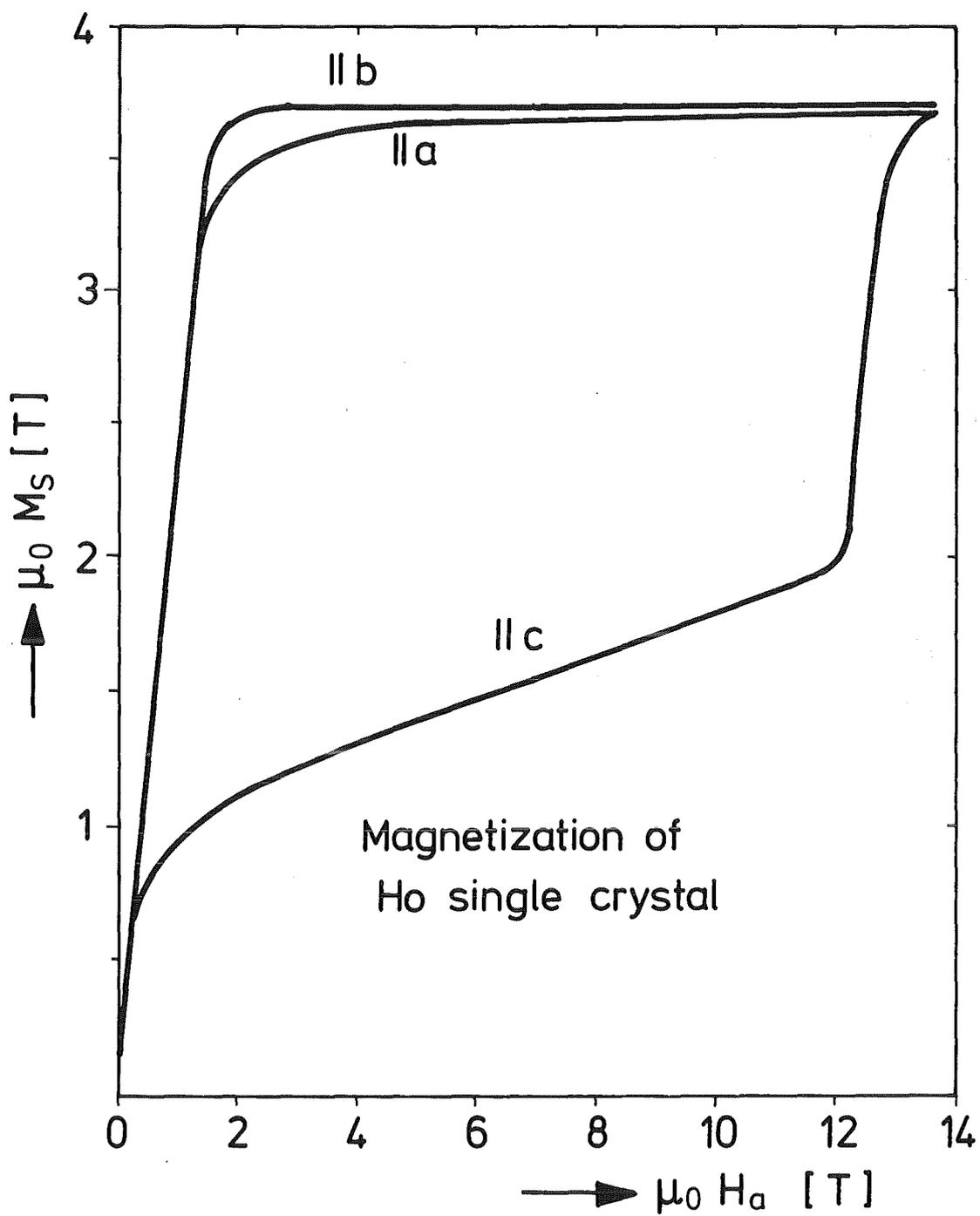
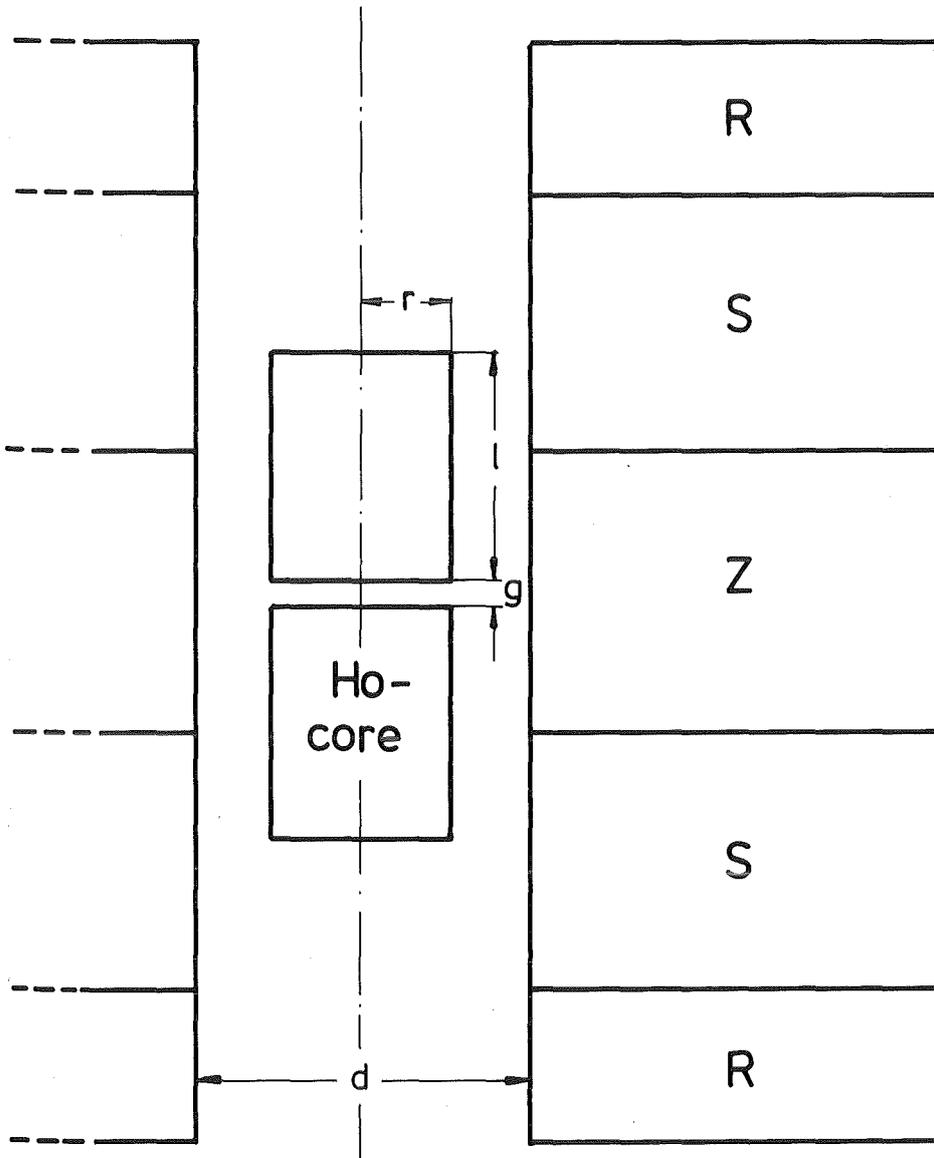


Fig. 1

13 Tesla magnet with Ho core pair



$$d = 65 \text{ mm}$$

$$g = 5,5 \text{ mm} \quad l = 45 \text{ mm} \quad 2r = 35 \text{ mm}$$

modelling of current distribution at 13 T :

$$j(Z) = j(R) = 13\,877 \text{ A/cm}^2$$

$$j(S) = 18\,195 \text{ A/cm}^2$$

Fig. 2

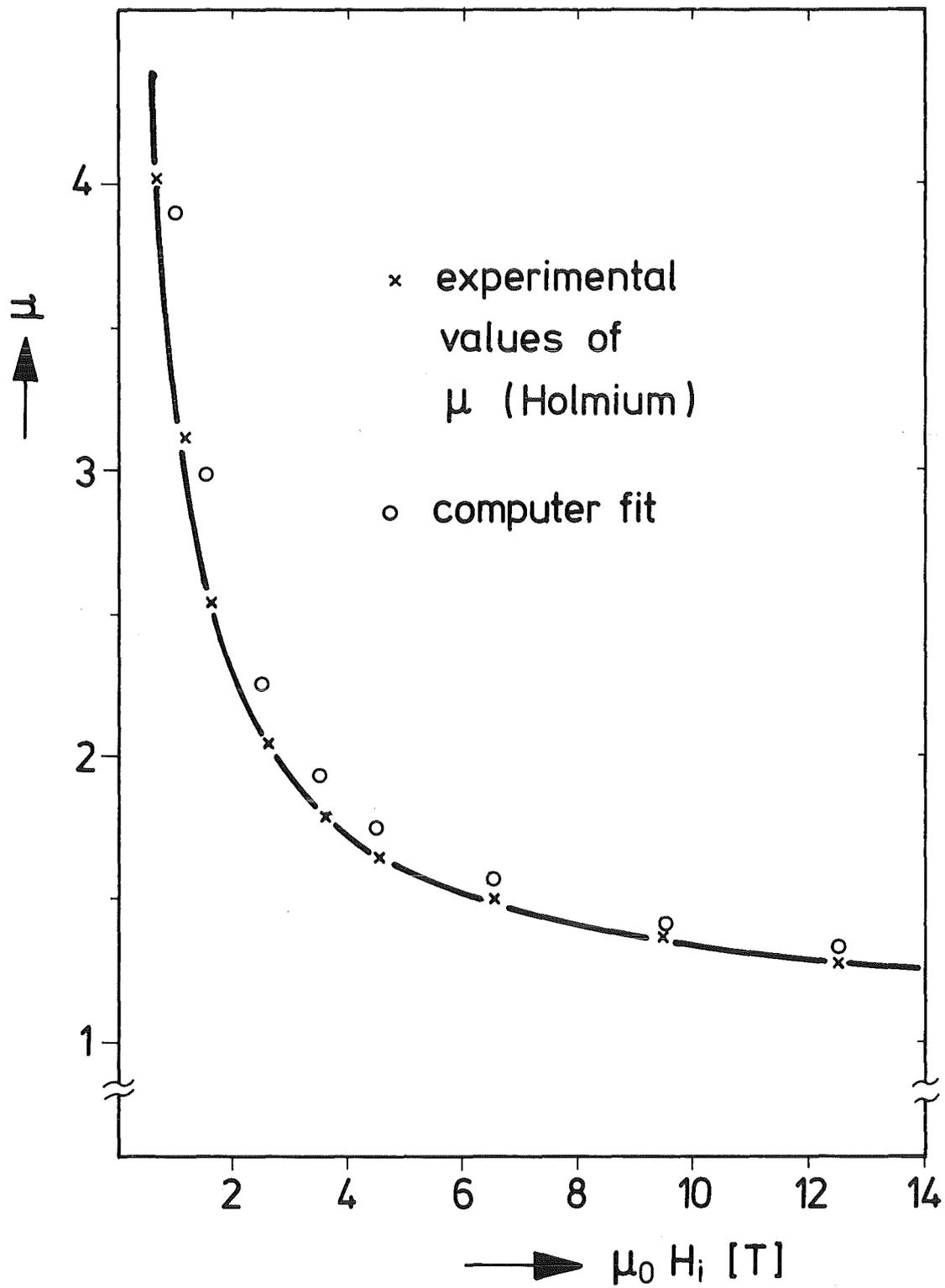


Fig. 3

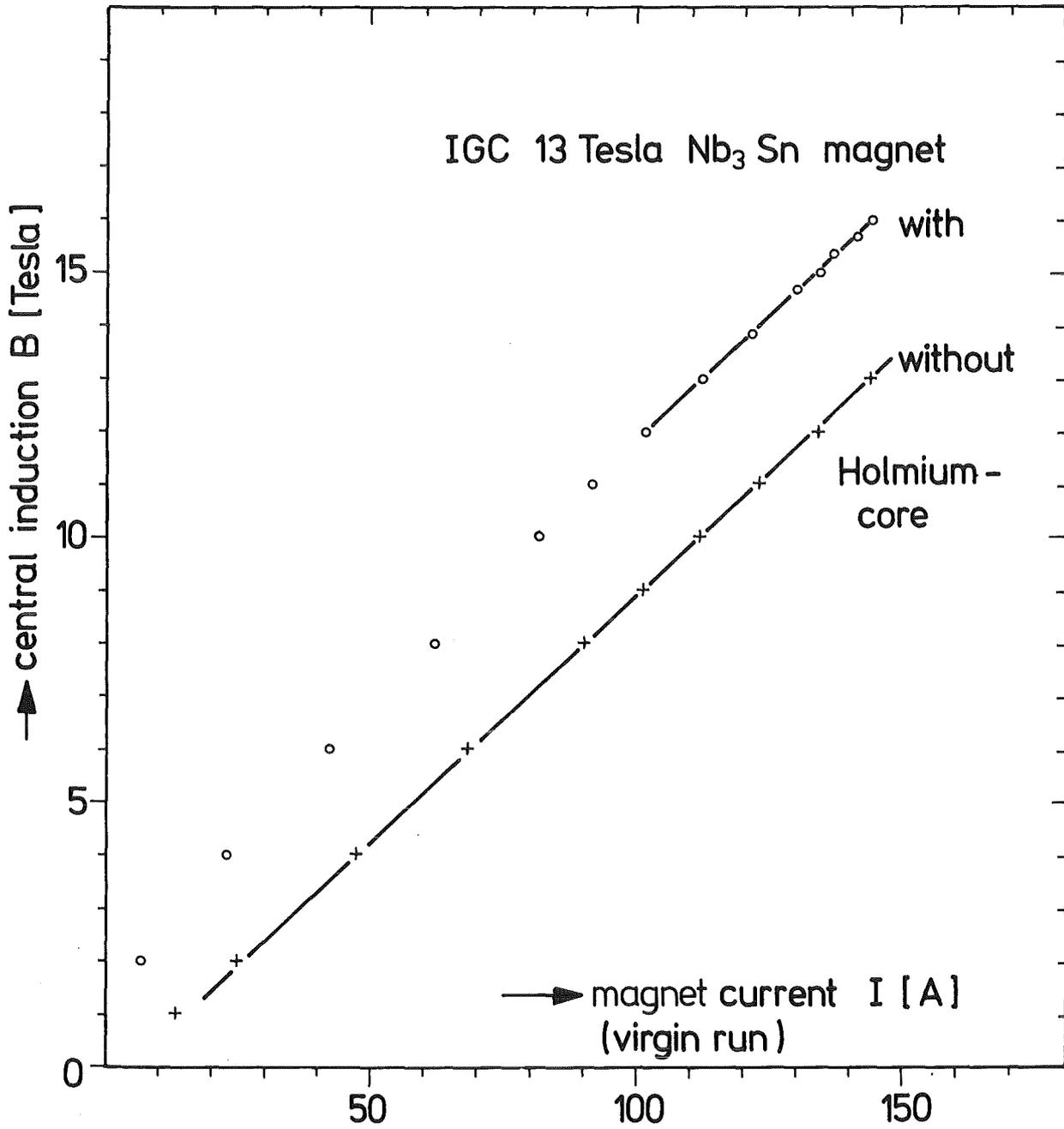


Fig. 4

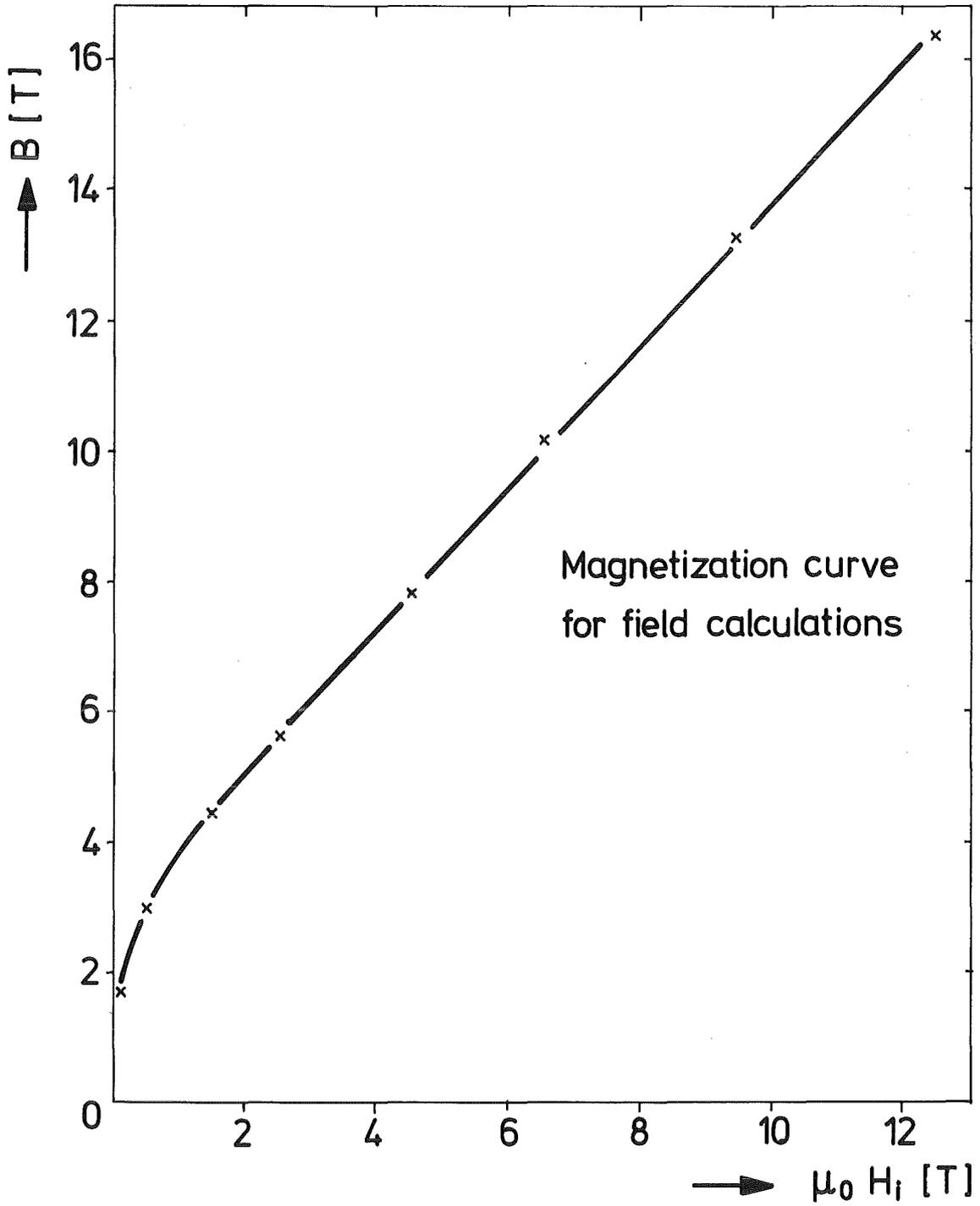


Fig. 5

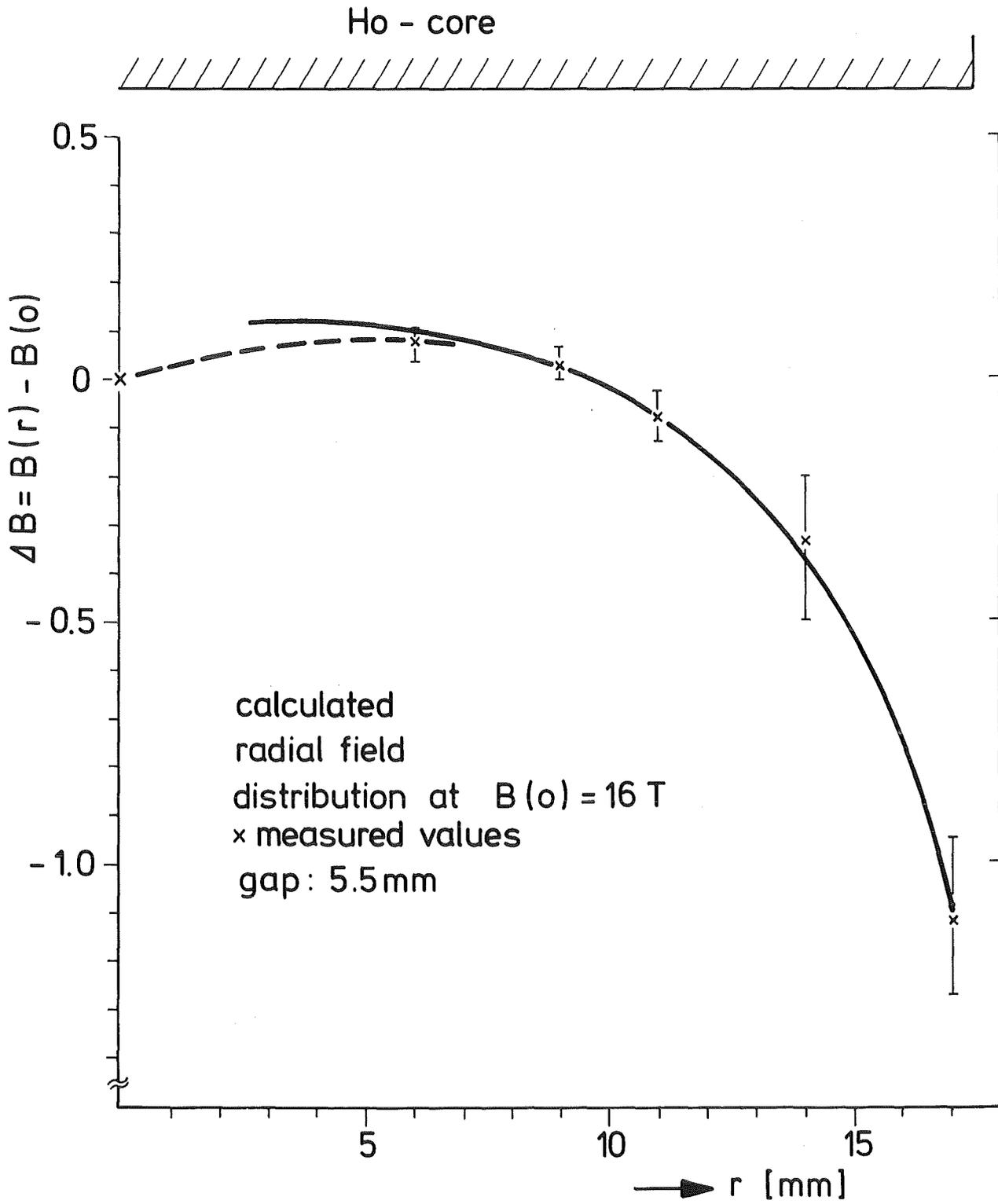


Fig. 6

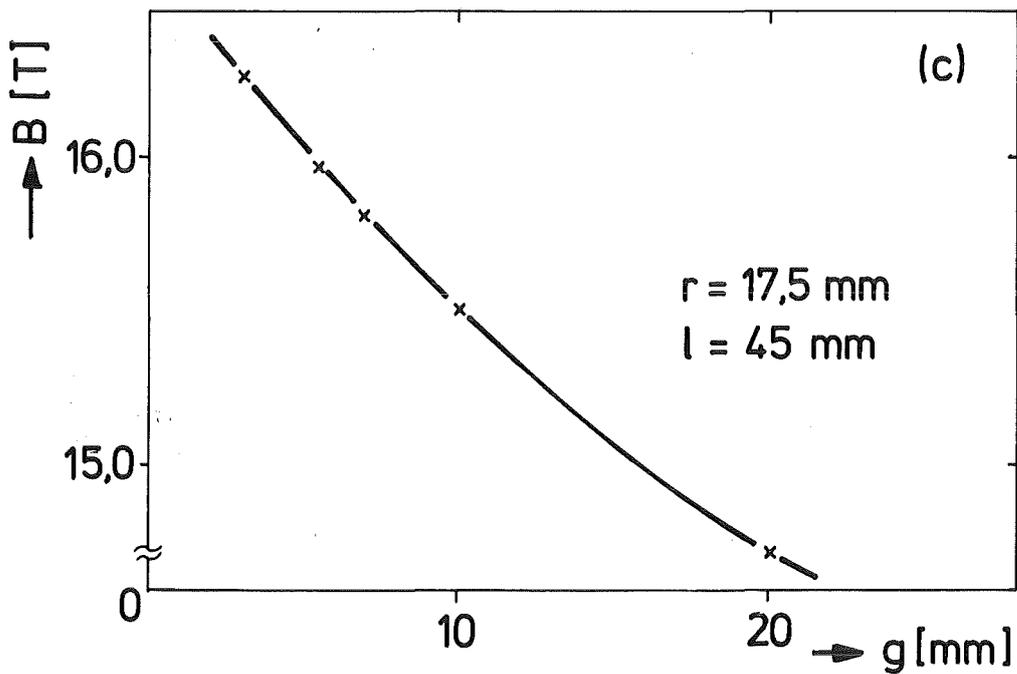
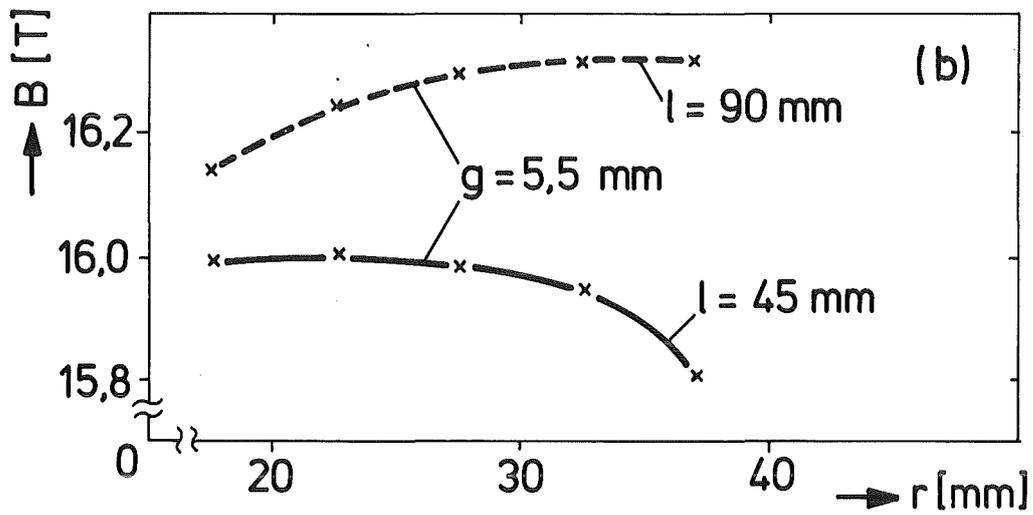
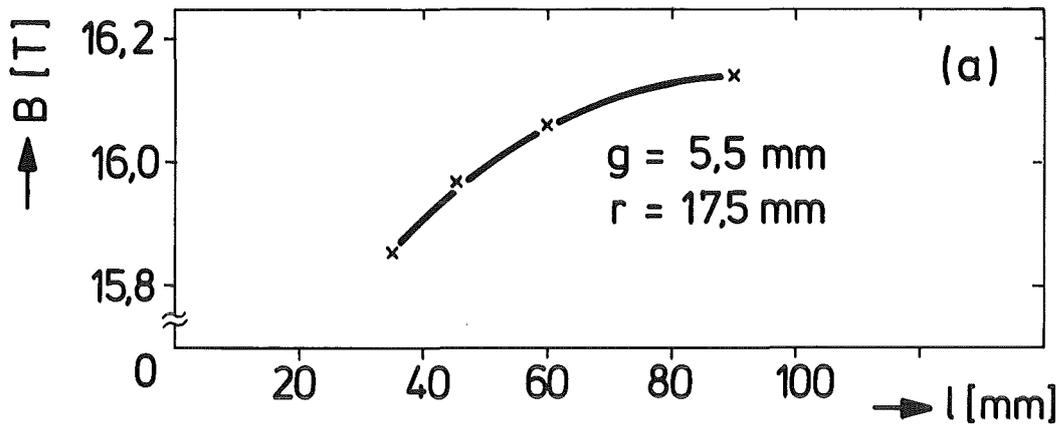


Fig. 7