

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

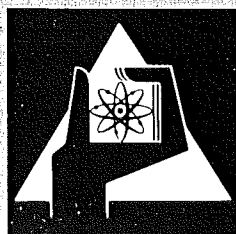
Dezember 1974

KFK 1996

Institut für Experimentelle Kernphysik

Tiefemperatur-Bestrahlungsmessungen
am V_3 Ga-Mehrkerleiter

K.-R. Krebs, P. Maier, E. Seibt



**GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 1996

Institut für Experimentelle Kernphysik

Tiefemperatur-Bestrahlungsmessungen
am $V_3\text{Ga}$ -Mehrkernleiter

K.-R. Krebs, P. Maier und E. Seibt

Gesellschaft für Kernforschung mbH Karlsruhe

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	
Abstract	
1. Einleitung	1
2. Experimentelles	4
2.1 Bestrahlung im Heliumbad	4
2.2 Targethalterung und Probenpräparation	6
2.3 Strommeßapparatur	7
3. Messungen	8
3.1 Kritische Strommessungen	8
3.2 Übergangstemperatur	11
3.3 Thermische Erholung	12
4. Diskussion der Ergebnisse	14
4.1 Bestimmung der Volumenpinnkraft	14
4.2 Defekterzeugung	18
4.3 Bestrahlungs- und Ausheileffekte	21
5. Schlußbemerkungen	25
I. Tabellen	27
II. Abbildungen	30
III. Literaturhinweise	51

Zusammenfassung

Winkelabhängige kritische Strommessungen an V_3Ga -Mehrkernleiterdraht (360 Filamente) zur Bestimmung von Stromtragfähigkeit und Volumenpinningkraft wurden an der Heliumbad-Bestrahlungsanlage am Karlsruher Zyklotron durchgeführt. Für den kritischen Strom I_{c0} wurde bei paralleler Orientierung zum äußeren Magnetfeld ($\theta = 0^\circ$) eine Zunahme relativ zur transversalen Anordnung ($\theta = 90^\circ$) gefunden. Ein Anisotropiewert von $I_{c0}(0^\circ)/I_{c0}(90^\circ) = 1,45 \pm 0,05$ zwischen $B = 3$ und 7 T wurde festgestellt. Der V_3Ga -Draht wurde mit 50 MeV-Deuteronen bei einer Proben temperatur unter 15 K bis zu einem Gesamtfluß von maximal $2,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ bestrahlt. Dabei wurde eine Reduktion der Übergangstemperatur um 16 % und der Stromtragfähigkeit um 50 % festgestellt. In anschließenden Ausheillexperimenten bei Raumtemperatur (21° C) und bei 100° C wurde nur geringfügige Erholung der Stromtragfähigkeit um maximal 15 % erreicht. Einige Abschätzungen über Anzahl von Atomverlagerungen und Defektclustergrößen im Probenmaterial werden aufgezeigt. Schließlich wird die Feldabhängigkeit der Volumenpinningkraft vor und nach Bestrahlung mit theoretischen Modellen verglichen.

Abstract

"Low Temperature Irradiation Measurements of a V_3Ga Multifilamentary Composite Wire"

Angular dependent critical current measurements of a V_3Ga multifilamentary composite wire (360 filaments) were performed at the heliumbath-irradiation facility of the Karlsruhe cyclotron for determination of the critical current and the volume pinning forces. For the critical current I_{c0} an increase was observed at a position parallel to the external magnet field ($\theta = 0^\circ$) relative to a transversal position ($\theta = 90^\circ$). An anisotropy was found for $I_{c0}(0^\circ)/I_{c0}(90^\circ) = 1,45 \pm 0,05$ between $B = 3$ and 7 T. The V_3Ga wire was irradiated with 50 MeV deuterons at a sample temperature of less than 15 K up to a total maximum flux

of $2.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. In this experiment, a reduction of about 16 % and 50 % was observed in the transition temperature and in the critical current, respectively. In subsequent annealing experiments conducted at room temperature (21°C) and at 100°C only a small recovery of about 15 % at the maximum was obtained for the critical current. Some estimations are reported of the number of atomic displacements and defect cluster widths in sample material. Finally, the field dependence of the volume pinning force before and after irradiation is compared to theoretical models.

Eingegangen am: 19.11.74

1. Einleitung

Die A 15-Supraleiter V_3Ga und Nb_3Sn stehen zur Zeit wegen ihrer günstigen elektrischen und thermischen Daten in der für technische Anwendungen besonders geeigneten Compositdrahtbauweise in Entwicklung ^{1,2,3,4)}. Anwendungsgebiete finden sich u.a. in der wissenschaftlich-technologischen Forschung bei der Erzeugung von starken Magnetfeldern, wie z.B. Magnete für Kernresonanzspektrometer, Beschleuniger und Energiespeicher ^{5,6,)}. Besonders interessant wäre die Anwendung von V_3Ga oder Nb_3Sn für Torusmagnete in Fusionsreaktoren, da das obere kritische Magnetfeld von NbTi-Legierungen (11 Tesla gegenüber 22 T bei V_3Ga) hier die erzielbare Leistungsdichte begrenzt. So würde man z.B. bei einem 250 MW-Tokamak-Reaktor durch Erhöhung der maximalen Feldstärke am Leiter von 10 auf 13 Tesla den Radius des Ringes von 15 auf 9 m verkleinern können ⁷⁾.

Bei diesen Anwendungsmöglichkeiten stellt sich u.a. die Frage, ob die hohe Stromtragfähigkeit der Hochfeldsupraleiter bei der Strahlenbelastung im Beschleuniger- oder Reaktorbetrieb erhalten bleibt. Denn sicher kann die Magnetwicklung nicht vollständig von der z.B. durch das Blanket hindurchtretenden Strahlung (ca. 10^{14} Neutronen/cm² · sec, $E_n = 14,1$ MeV im Core) abgeschirmt werden. Dadurch könnten die Hochfeldeigenschaften des Supraleiters, die von einer optimalen Störstellenverteilung im Kristallgitter abhängig sind, reduziert werden. So fanden PARKIN und SCHWEITZER ⁸⁾ an einem mit schnellen Reaktorneutronen (10^{19} n/cm²) bei 60°C bestrahlten Nb_3Sn -Mehrkernleiter eine Reduktion der Stromtragfähigkeit um 96 % bezüglich des unbestrahlten Materials - dieser Sachverhalt wird als Nb_3Sn -Katastrophe bezeichnet - während NbTi (B1-Struktur) selbst bei der 6-fachen Neutronenfluenz nur etwa 18 % Degradation zeigte. Ein ähnliches strahlenresistentes Verhalten von B1-Legierungen (NbTi mit 44 Gew. % Ti) wurde auch bei früheren Deuteronenbestrahlungsexperimenten ⁹⁾ gefunden.

Für eine Simulation der Neutronenschädigung im Supraleitermaterial bieten sich auch geladene Teilchen, z.B. Protonen an, da die erforderlichen Energieverteilungen und Teilchenflußdichten durch Energievariation und Fokussierung leichter dargestellt werden können. Die Wirksamkeit von Protonen bezüglich der Defektproduktion im Supraleitermaterial ist bei ca. 20 % höherer Primärenergie fast gleich, wie durch Vergleich von Streuquerschnittsmessungen mit Protonen und Neutronen an Nb in einer kürzlich erschienenen Arbeit ¹⁰⁾ gezeigt wurde. Außerdem kann man versuchen, durch gezielte Bestrahlung mit verschiedenen hochenergetischen Teilchen Einsichten in die Mechanismen zur Verankerung von Flußlinien zu erhalten, die für die hohe Stromtragfähigkeit technischer Supraleiter verantwortlich sind. Um zwischen verschiedenen Verankerungsmodellen entscheiden zu können, müssen die nach Bestrahlung eintretenden Änderungen der Supraleitereigenschaften und nach Möglichkeit die genaue Art der erzeugten Defekte durch Geometrieeffekte verschiedener Meßgrößen und ergänzend durch elektronenmikroskopische Aufnahmen bestimmt werden. Hauptziel dieser Arbeit ist hier, experimentell ermittelte Aussagen über die

(1) Stromtragfähigkeit und

(2) Übergangstemperatur

eines technologisch interessanten V_3Ga -Mehrkernleiters vor und nach Deuteronenbestrahlung zu erhalten. Ergänzend wurde (3) die Winkelabhängigkeit des kritischen Stromes von unbestrahlten, bestrahlten und ausgeheilten V_3Ga -Proben bestimmt.

Die Bestrahlungsmessungen wurden an der Heliumbad-Bestrahlungsanlage ^{11,12)} am Karlsruher Isochron-Zyklotron durchgeführt. Eine fast vollständige Zusammenstellung von früheren Bestrahlungsexperimenten befindet sich bei SOELL ¹³⁾. Besonders erwähnt sei die Bestrahlung von Nb_3Sn (COFFEY et al. ¹⁴⁾) mit 15 MeV-Deuteronen bei 30 K und mit Deuteronen und Protonen (3 MeV) bei 100° C (WOHLLEBEN ^{15,16)}), da dieses Material ähnliche Eigenschaften wie V_3Ga haben sollte.

Die in dieser Arbeit beschriebene Bestrahlung eines V_3Ga -Mehrkernleiters wurde bei Bestrahlungstemperaturen von $T \lesssim 15$ K mit 50 MeV-Deuteronen im flüssigen Helium durchgeführt. Im Abschnitt 2 werden die dazu notwendigen experimentellen Einrichtungen beschrieben, während in den Abschnitten 3, 4 und 5 die einzelnen Messungen mit ihren Ergebnissen dargestellt, diskutiert und zusammengefaßt werden. Im Anhang finden sich Zusammenstellungen von Tabellen und Abbildungen.

2. Experimentelles

2.1 Bestrahlung im Heliumbad

Überblick:

Die Heliumbad-Bestrahlungsanlage für Protonen, Deuteronen oder α -Teilchen mit einer Energie von 25 MeV pro Nukleon ist am Karlsruher Zyklotron fest installiert. Da die Anlage bereits ausführlich beschrieben ist ^{11,17)}, soll hier nur kurz der grundsätzliche Aufbau skizziert werden (Abb. 1). Der Zyklotronstrahl wird mit Hilfe der Quadrupollinsen L1 bis L3 auf die $V_3\text{Ga}$ -Probe im Bestrahlungs-Kryostaten fokussiert und anschließend im Faraday-Käfig (FK) zur Ladungsmessung aufgefangen. Ein Blendensystem B definiert die Bestrahlungsfläche auf der Probe. Die Klappschirme K1 bis K3 dienen zur Strahlkontrolle und Strahlstrommessung. Die Flüssig-Helium- und Stickstoff-Versorgung erfolgt mittels einer Einfüllautomatik aus He- bzw. N_2 -Kannen über Fernleitungen. Das anfallende He-Gas wird in der He-Rückgewinnung in Gasflaschen gedrückt. Nach erfolgter Bestrahlung der Probe wird diese in das Zentrum des unterhalb der Strahlebene montierten Supraleitungsmagneten (Bohrung 55 mm, 7,5 Tesla bei 4,2 K, SIEMENS) eingefahren und ihre Supraleitungseigenschaften ausgemessen. Die zur kritischen Strom- und Temperaturmessung benutzte Meßelektronik und Überwachungseinrichtungen sind aus Strahlsicherheitsgründen außerhalb der Experimentierhalle (Standort Bestrahlungskryostat) untergebracht.

Bestrahlungsvorgang:

Zu Beginn eines Bestrahlungsexperimentes sind verschiedene, vorbereitende Strahleinstellungen und Messungen notwendig. Mit einem primären Strahlführungssystem (Ablenkmagnet, Vertikalablenkmagnet, Schaltmagnet und zwei Quadrupoldupletts) wird der gewählte Teilchenstrahl (hier Deuteronen) auf den 1. Klappschirm K1 (s. Abb. 1) hinter der Betonabschirmung fokussiert und auf geometrische Ausdehnung kontrolliert. Den weiteren Strahltransport übernimmt ein sekundäres Magnetsystem (Triplettsystem L1 bis L3). Zusätzliche Aufgabe dieses Magnetsystems ist, ein

Cu-Lochblendensystem (Lochdurchmesser 10 mm) möglichst homogen auszuleuchten. Damit wird die gesamte freiliegende Drahtprobe gleichmäßig bestrahlt, wodurch nicht nur Schädigung, sondern auch evtl. Erhöhung des kritischen Stromes mit festgestellt werden kann. Die Strahltransmission durch den Bestrahlungskryostaten (im mit flüssigem Helium gefüllten und ungefüllten Zustand) wurde über den Faraday-Käfig FK mit einem Stromintegrator (TOMLINSON 2200) gemessen und beträgt für Deuteronen etwa 60 %. Entscheidend für die Transmissionsbestimmung ist die Möglichkeit der Ladungsmessung am Ort der Probe. Die dafür geeignete Targethalterung wird im Abschnitt 2.2 beschrieben. Außerdem ist es möglich, die Strahlfokussierung am Probenort - auch im flüssigen Helium - mittels eingefahrenem Szintillationsschirm über Fernsehkameras zu kontrollieren.

Nach diesen Messungen wird Helium bis zum maximalen Stand aufgefüllt (He-Füllmenge ca. 30 l), die präparierte V_3Ga -Drahtprobe (s. Abschn. 2.2) in Bestrahlungsposition eingefahren und in Raten bestrahlt. Die Heliumnachfüllung geschieht dabei automatisch, ohne daß der Strahlbetrieb unterbrochen werden muß. Gemessen werden die Bestrahlungszeiten, die im Faraday-Käfig aufgefangene Ladung und die Pausenzeiten. Mit einer Preset-Technik werden dabei Integratoren und elektronische Zähler gesteuert. Zur Ausmessung des kritischen Stromes I_c wird die definiert bestrahlte V_3Ga -Probe in das Zentrum des Hochfeldmagneten eingefahren (Homogenitätsabweichung 0,1 % über 2 cm Kugeldurchmesser).

Während der gesamten Bestrahlungsdauer wird die momentan resultierende Bestrahlungstemperatur mitgeschrieben (X(t), Y(t)-Schreiber). Dazu wird ein Meßstrom $I_{Meß} = 100$ mA durch die Probe geschickt, um fortwährend ihren supraleitenden Zustand zu überprüfen. Die Bestrahlungstemperatur blieb auf diese Weise unterhalb der Übergangstemperatur von V_3Ga , also $T_{Bestrahlung} < T_{co} = 14,7$ K.

2.2 Targethalterung und Probenpräparation

Für die Bestrahlungs- und winkelabhängigen kritischen Strommessungen an V_3Ga -Draht wurde die in Abb. 2 gezeigte Targethalterung (Material: Ferrozell und Teflon) verwendet. Sie enthält (a) einen Beam-stop (Graphitscheibe 20 mm \emptyset , 12 mm dick) für Ladungsmessungen am Probenort, (b) einen um 90° im flüssigen Helium drehbaren Probenträger, (c) einen ZnS-Schirm für Strahlfokussierungszwecke und (d) eine nicht kontaktierte Testprobe (8 V_3Ga -Drähte parallel nebeneinander) für Energieabsorptionsmessungen nach der He-Verlustmethode. Außerdem sind an der Halterung verschiedene Temperaturmeßwiderstände (geeichte C- und Pt-Widerstände) in Höhe der V_3Ga -Probe für thermische Erholungsmessungen angebracht. Der drehbare Probenträger ist für einen Maximalstrom von 100 A ausgelegt und für Drahtproben geeignet. Die Winkeleinstellung und die Positionierung der Probe im flüssigen Helium (Winkel zwischen Draht- bzw. Stromrichtung und Magnetfeld: $0 \leq \theta \leq 90^\circ$) geschieht außerhalb des Kryostaten mittels einer dünnen V2A-Stange und einer Klemmeinrichtung mit Justiermarken. Die Unterschiede zwischen der Winkeleinstellung bei Raumtemperatur und Betriebszustand liegen innerhalb von $\Delta\theta = \pm 1,5^\circ$. Die Targethalterung läßt sich noch um ihre Achse drehen und in der Höhe verfahren. Die verschiedenen Einstellpositionen (Probe in Magnetmitte, in Strahlebene, u.a.) werden durch Abstandshalter definiert, um reproduzierbare Einstellungen zu gewährleisten.

Die verwendete Drahtprobe (Durchmesser 0,255 mm, Länge 22 mm, bestrahlter Teil 10 mm) ist ein V_3Ga -Mehrkernleiter mit 360 Filamenten (Fil.-Durchmesser etwa 7 μm), die in einer CuGa-Matrix eingelagert sind. Ein Querschliffbild dieses im National Laboratory BROOKHAVEN hergestellten Leitermaterials zeigt Abb. 3. Die dunklen, körnigen Ränder der einzelnen Filamente bilden die interessierende V_3Ga -Schicht, die auf etwa 1 μm Dicke abgeschätzt wurde. Weitere Spezifikationen sind in Tab. 1, S. 28 zusammengestellt. Die für die Bestrahlungsmessungen verwendete V_3Ga -Draht-

probe ist auf zwei gewinkelten Kupferträgern jeweils auf 7 mm Länge mit PbSn-Lot + In aufgelötet. Diese Winkelträger werden durch Zentrierstifte leichtgleitend in einer ringförmigen Schale aus Teflon gehalten, um die Probe beim Abkühlvorgang nicht mechanisch zu belasten. Der Stromanschluß besteht aus einem flexiblen Cu-Flechtband. Die freie Probenlänge zwischen den angelöteten Spannungsabgriffen beträgt 4,6 mm.

2.3 Strommeßapparatur

Der kritische Strom I_c der V_3Ga -Drahtprobe wurde in einer direkten Gleichstromanordnung im Heliumbad ($T = 4,2$ K) gemessen ¹⁸⁾. In Abb. 4 ist der Meßaufbau schematisch dargestellt. Man erkennt die Stromversorgung für den SL-Magneten und die V_3Ga -Drahtprobe, Probenstrom, Magnetstrom und Temperaturfühler. Zur empfindlichen Messung der Probenspannung U_p beim Übergang vom supraleitenden zum normalleitenden Zustand der V_3Ga -Probe wurde eine Nanomat-anlage (Typ 9208, Fa. BURSTER) mit einer Nennauflösung von 10^{-9} V verwendet. Diese Anlage besteht aus einem Galvanometer mit nachgeschaltetem Fotozellenverstärker (Typ Amplispot) und dem dazugehörigen Steuer- und Versorgungsgerät. Die Probenspannung U_p wurde über ein zweiadriges, abgeschirmtes Kabel ohne Lötstellen abgegriffen. Die im Experiment aufgetretenen Störspannungen sind Thermospannungen von etwa 16 μV . Um mechanische Störungen (Bodenschwingungen in der Experimentierhalle am Zyklotron) zu unterdrücken, wurde der hochempfindliche Galvanometerverstärker auf ein Bleifundament mit stark schwingungsdämpfender Unterlage (rasterartige Gummimatte) thermisch isoliert aufgebaut. Mit dieser Anordnung konnte aus der Schreiberaufnahme der U_p - I_p -Kurve noch eine Spannungsschwankung von ± 5 nV sicher registriert werden. In Abb. 5 ist zur Demonstration dieser Auflösung das Originalschreiberbild einer U_p - I_p -Kurve von V_3Ga im stark gespreizten Maßstab gezeigt.

3. Messungen

Nach Fokussierung, Transmissions- und Verlustmessungen (s. Abschn. 2.1) wurde entsprechend dem in Abb. 6 skizzierten Zeitplan bestrahlt. Die Effektkontrollmessungen bei zwei charakteristischen magnetischen Induktionen $B = 1$ und 4 Tesla und bei 2 Winkeln $\theta = 0^\circ$ bzw. 90° ($\theta = \angle(B, I)$) dienten zur Abschätzung der erforderlichen Bestrahlungszeiten, während die winkelabhängigen kritischen Strommessungen zwischen $B = 0$ bis 7 T für die Winkel $\theta = 0^\circ, 22,5^\circ, 45^\circ, 67,5^\circ$ und 90° in größeren Meßpausen (in Abb. 6 durch weiße Bereiche dargestellt) durchgeführt wurden. Während der Deuteronen-Bestrahlung wurde die Temperatur der Probe wie beschrieben kleiner als $T_{co} = 14,7$ K gehalten. Diese Temperaturschwelle erlaubte einen maximalen Deuteronenstrom von 270 nA.

Nach einer gesamten Deuteronenzahl von $\phi t = 2,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ entsprechend einer Bestrahlungszeit von etwa 20 h wurde die Bestrahlung beendet und Übergangstemperaturmessungen durchgeführt. Anschließend wurde die Probe mehreren Ausheilperioden bei Raumtemperatur (21° C) und bei 100° C ausgesetzt und dabei ihr Erholungsverhalten beobachtet.

3.1 Kritische Strommessungen

Bei diesen Messungen wurde der kritische Strom I_{co} (Index Null bedeutet hier Messung an unbestrahlter Probe) als der Transportstrom I_p definiert, bei dem die Probenspannung $U_p = 1 \mu\text{V}$ beträgt bezüglich einer effektiven Probenlänge von $4,6$ mm. Der Fehler für den so bestimmten kritischen Strom ist im wesentlichen durch die grafische Auswertung der xy-Schreiberbilder bestimmt und beträgt $1,5 \%$. Bei den Messungen war die Homogenität des Magnetfeldes im Probenbereich besser als 1% und die magnetische Feldstärke auf $1,5 \%$ bekannt. Die Reproduzierbarkeit der Magnetfeldmessungen war besser als $0,1 \%$.

Die Änderungsgeschwindigkeit \dot{I}_p des Transportstromes wurde entsprechend dem Maximalstrom bei $B = 0$ Tesla gewählt und betrug

24 A/min. Um eine evtl. Geschwindigkeitsabhängigkeit der I_{c0} -Messungen zu überprüfen, wurden Versuche mit verschiedenen \dot{I}_p zwischen 3 und 24 A/min durchgeführt. Innerhalb der apparativen Nachweisgenauigkeit konnten jedoch keine Unterschiede bezüglich I_{c0} festgestellt werden.

Aus apparativen Gründen konnten I_c -Messungen nur bei der Temperatur des flüssigen Heliums (unter Atmosphärendruck) durchgeführt werden. Die durch Strombelastung bedingte Änderung der Proben temperatur wurde über einen geeichten C-Widerstand überwacht. Die Genauigkeit $\Delta T/T$ betrug etwa $5 \cdot 10^{-4}$ bei fehlendem Magnetfeld. Die Magnetfeldabhängigkeit der Temperaturwiderstände wurde nur in linearer Näherung berücksichtigt. Damit betrug der Fehler der relativen Temperaturmessungen mit Schreiberauswertung $+ 0,01$ K bei 4,2 K. Eine Temperaturerhöhung während der I_c -Messungen an $V_3\text{Ga}$ -Draht wurde innerhalb dieser Nachweisgenauigkeit nicht beobachtet. 18)

Die resultierenden Meßergebnisse für die kritische Stromdichte j_c von $V_3\text{Ga}$ -Draht in Abhängigkeit vom Deuteronenfluß Φt und magnetischer Induktion B sind in Abb. 7 für $\theta = 90^\circ$ aufgezeigt. Man erkennt die charakteristische $j_c(B)$ -Kurve für $\Phi t = 0$. Jedoch nach Bestrahlung mit $\Phi t = 0,9, 1,5$ und $2,6 \cdot 10^{17}$ Deuteronen pro cm^2 wird jeweils ein deutlicher Abfall bezüglich j_{c0} bemerkbar. Um den Bestrahlungseffekt zu verdeutlichen, wurde das Verhältnis der kritischen Ströme I_c/I_{c0} nach und vor Bestrahlung in Abhängigkeit vom aufintegrierten Deuteronenfluß Φt aufgetragen. In Abb. 8 ist diese Abhängigkeit für $B = 1$ und 4 T dargestellt.*) Zunächst deutet sich in beiden Kurven eine schwache Erhöhung um maximal 2 % bei einem Deuteronenfluß von $1,3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, anschließend eine gleichmäßige Abnahme um maximal 10 % bei $0,9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ an. Bei diesem Deuteronenfluß setzt ein charakteristischer Knick für beide Kurven ein. Es folgt ein steiler, fast linearer Abfall der Kurven auf einen reduzierten I_c -Wert um 50 % bei dem hier maximalen Deuteronenfluß von $2,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. Diese Erscheinung ist für Mehrkernleiter mit A 15-Material auffallend und läßt sich mit dem von PARKIN und SCHWEITZER 8)

*) Die zugehörigen Meßwerte sind in Tabelle 2, S. 29 angegeben.

gefundenen Sachverhalt an Neutronen bestrahlten Nb₃Sn-Mehrkernleitern vergleichen.

Um den Bestrahlungseinfluß auf die Abhängigkeit des Pinningmechanismus von der Strom-Feld-Orientierung zu untersuchen, wurden vor und nach Bestrahlung winkelabhängige kritische Strommessungen durchgeführt. Dabei wurde der Winkel zwischen Draht- bzw. Transportstromrichtung I und der Richtung der äußeren magnetischen Induktion B zwischen 0° und 90° variiert. In Abb. 9 geben 4 Einzeldarstellungen jeweils 4 charakteristische Stationen in der Behandlung der V₃Ga-Probe wieder. Oben links beginnend ist die Abhängigkeit des normierten kritischen Stromes vom Winkel θ und B für die unbestrahlte Probe dargestellt. In allen Darstellungen wurde aus Übersichtsgründen auf den jeweiligen $I_c(B)$ -Wert bei $\theta = 90^\circ$ normiert. Man erkennt für den "Lorentz kräftefreien" Fall ($\theta = 0^\circ$) eine leicht ansteigende Tendenz bei wachsender magnetischer Induktion B. So ergibt sich bei der unbestrahlten Probe im Bereich $3 \text{ T} < B < 7 \text{ T}$ ein Anisotropiewert $I_{c0}(0^\circ)/I_{c0}(90^\circ) = 1,45 \pm 0,05$, während bei der maximal bestrahlten Probe ($\Phi t = 2,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$) sich ein nur geringfügig kleinerer Wert von $1,30 \pm 0,10$ ergibt (s. Abb. 9 links unten). Dies bedeutet zunächst, daß durch Bestrahlung kein merklicher Einfluß auf die Geometrieabhängigkeit des kritischen Stromes und damit des Pinningverhaltens ausgeübt wird, obwohl I_c nach Bestrahlung ($\Phi t = 2,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$) um ca. 50 % reduziert wurde. Jedoch weisen die Bilder rechts oben ($\Phi t = 0,9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$) und rechts unten (nach 1 h Temperung bei 100°C) in Abb. 9 auf einen gewissen Bestrahlungseinfluß hin, zumal für die I_c -Kurven bei $\theta = 0^\circ$ (Probe parallel zu B) interessante Überschneidungen auftreten. Diese Fälle sind im einzelnen noch ungeklärt und werden weiter untersucht.

Eine Zusammenfassung der winkelabhängigen Messungen liefert in Abb. 10 ein Polardiagramm vom kritischen Strom bei $B = 4 \text{ T}$ vor und nach maximaler Deuteronenbestrahlung sowie nach maximaler Ausheilung (9 h bei 100°C; s. auch Abschn. 3.3). Die durchge-

zogenen Kurven entsprechen folgender, empirisch gefundener Fitfunktion

$$j_c(\theta, B) = j_c(90^\circ, B) \cdot \sin^2 \theta + j_c(0^\circ, B) \cdot \cos^2 \theta, \quad (3.1)$$

welche die Winkelabhängigkeit der kritischen Stromdichte $j_c(\theta, B)$ nach Einsetzen der Meßwerte für zwei Winkel $\theta = 0^\circ$ und 90° liefert. Die maximalen Abweichungen der Meßwerte von den elliptischen Kurven betragen 2,5 %. Jedoch die hier nicht eingezeichneten I_c -Werte für verschiedene Zwischenstufen ($\Phi t = 0,9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$; Tempern nach 1 h bei 100° C , u.a.; s. in Abb. 9 Bilder rechts oben und unten) bedingen relativ starke Ausbeulungen der Winkelverteilung. Diese experimentell gefundenen Winkelverteilungen von j_c werden wahrscheinlich durch den komplizierten Leiteraufbau mit verursacht.

3.2 Übergangstemperatur

Nach maximaler Bestrahlung sowie nach thermischer Ausheilung wurde an der $V_3\text{Ga}$ -Probe jeweils die Übergangstemperatur T_c durch Absenken des Heliumspiegels im Bestrahlungskryostaten gemessen. Die Probe erwärmt sich dabei im Heliumgasraum langsam, wobei ihre horizontale Ausrichtung einen minimalen Temperaturgradienten über das Probenvolumen bewirkt ($\Delta T/\Delta X \approx 0,01 \text{ K/mm}$). Da die Temperaturerhöhungsgeschwindigkeit etwa 1 K pro h beträgt, beeinflussen auch Wärmeübergangswiderstände die Genauigkeit der Messung fast nicht. Eine auf diese Weise gemessene $R(T)$ -Kurve zeigt Abb. 11, wobei Korrekturen wegen schwankender Thermospannungen durchgeführt wurden. Die Angaben für T_c sind jeweils aus der Mittelwertbildung der Übergangstemperaturen bei 10 % und 90 % des normalleitenden Widerstandes entnommen. So ergibt sich für die unbestrahlte $V_3\text{Ga}$ -Probe:

$$T_{c0} = 14,7 \pm 0,1 \text{ K}. \quad (3.2)$$

Nach 20 h Deuteronenbestrahlung ($\Phi t = 2,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$) zeigte sich eine Absenkung der Übergangstemperatur um 16 % auf

$$T_c(\Phi t = 2,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}) = 12,3 \pm 0,1 \text{ K}, \quad (3.3)$$

während nach 9 h Ausheilung bei 100° C sich nur eine leichte Erhöhung auf $(T_c)_{\text{Ausheilung}} = 12,4 \pm 0,1 \text{ K}$ bemerkbar machte. Diese geringe Erholung ist auf eine Verbreiterung der Übergangskurve zurückzuführen, denn die Temperatur betrug für 10 % R_n (R_n = Normalleitungswiderstand) in beiden Fällen 12,03 K. Dagegen beträgt die Gesamtbreite des Übergangs ($T_{90\% R_n} - T_{10\% R_n}$) nach 16 h Ausheilung bei 21° C etwa 0,6 K und nach 9 h Temperung bei 100° C etwa 0,8 K.

3.3 Thermische Erholung

Nach eingetretener Reduktion der Stromtragfähigkeit des $V_3\text{Ga}$ -Drahtes durch Strahlenbelastungen ist es nun interessant zu beobachten, durch welche Behandlung diese Strahlenschäden wieder ausheilen. Um auch hier geometrieabhängige Effekte zu studieren, wurden wiederum winkelabhängige I_c -Messungen durchgeführt. So wurde die Drahtprobe nach einer relativ langen Aufheizperiode (ca. 48 h bei $T < 77 \text{ K}$) insgesamt 16 h bei Raumtemperatur (21° C) gelagert und nach mehreren Zeitabschnitten vermessen (s. auch Abb. 6). Anschließend wurde die Probe in zwei Perioden von 1 h und 8 h bei 100° C getempert, wobei der Probenträger aus der Halterung ausgebaut wurde. Auf eine höhere Tempertemperatur wurde verzichtet, um sicherzustellen, daß die Probe sich nicht an ihren Lötstellen löst. Außerdem hatte die Probe selbst nach einer Woche noch eine Radioaktivität von 500 mrem/h in 1 cm Abstand. Eine Zusammenfassung der Ausheilerggebnisse ist in Abb. 12 dargestellt. Man erkennt für $\theta = 0^\circ$ und 90° ein unterschiedliches Ausheilverhalten. Für den transversalen Fall ($\theta = 90^\circ$) ergibt sich bei kleinen Induktionen ($B < 4 \text{ T}$) eine Ausheilung des Bestrahlungseffektes bis zu 20 %, bei höheren Induktionen ($B > 4 \text{ T}$) ist der Ausheileffekt geringer. Dagegen treten im longitudinalen Fall ($\theta = 0^\circ$) für $B > 2 \text{ T}$ interessante Effekte nach Ausheilung bei Raumtemperatur (21° C) auf. So nimmt

beispielsweise I_c mit zunehmender Ausheilung bei 21°C weiterhin ab (bis um einen Faktor 4 bezüglich der I_c -Werte des maximal bestrahlten V_3Ga -Drahtes), um dann erst nach 9 h Temperung bei 100°C wieder Werte oberhalb der Kurve für maximal bestrahltes V_3Ga (in Abb. 12 gestrichelt gezeichnete Kurve) anzunehmen. Diese Effekte könnten auf eine martensitische Transformation der A15-Phase zurückzuführen sein. Solche Transformationen, die eine geringfügige Verzerrung der kubischraumzentrierten Elementarzellen bedeuten, wurden an V_3Ga -Schichten von $10\ \mu\text{m}$ Dicke elektronenmikroskopisch beobachtet ¹⁹⁾. Es bilden sich dabei schichtförmige Strukturen (Schichtdicke $100\ \text{\AA}$) innerhalb der einzelnen Körner aus, die wiederum den Pinningmechanismus ändern können.

4. Diskussion der Ergebnisse

4.1 Bestimmung der Volumenpinningkraft

Die genaue Art der Pinningmechanismen, die in V_3Ga jeweils bei bestimmten Magnetfeldern wirksam werden, ist im einzelnen noch nicht geklärt. Hinzu kommen noch die Effekte, die durch Bestrahlung eintreten. In der Literatur findet man die Angabe, daß ganz allgemein bei A15-Supraleitern ¹⁹⁾ und insbesondere bei V_3Ga ²⁰⁾ Korngrenzen wirksam sind, da die elektrischen Eigenschaften in den einzelnen Körnern unterschiedlich sind. Neben der elastischen und der Flußschlauchkern-Wechselwirkung kann man die diamagnetische Wechselwirkung mit als wichtigste annehmen. Die letztere wurde gründlich studiert an Phasengrenzen in PbBi-Legierungen mit großen (einige μm) normalleitenden Ausscheidungen ²¹⁾.

Allgemein gilt bei $B/B_{c1} \gg 1$ für die Volumenpinningkraft P_V ein Skalengesetz der Form:

$$P_V \sim \{B_{c2}(T)\}^n \cdot f(b) \quad (4.1)$$

mit $b = B/B_{c2}$ und n zwischen 1 und 3. Da hier alle Messungen bei einer Temperatur $T = 4.2$ K durchgeführt wurden, ist nur der 2. Term $f(b)$ von Bedeutung. Hierfür ist die Kenntnis der räumlichen statistischen Verteilung der Pinningzentren bei der Summation der Einzelhaftkräfte zur Volumenpinningkraft notwendig. Drei idealisierte Fälle sind in Abb. 13 schematisch dargestellt. Man erkennt unter a) statistisch verteilte punkartige (Punktdefekte), b) linienförmige (z.B. Schraubenversetzungen) und c) flächenhafte Haftzentren (z.B. Korngrenzen). Jeweils durch Aneinanderreihen der nächst niedrigeren Struktur kann man sich eine größere entstanden denken. Dabei sind die zu größeren Haftstellen angeordneten Einzelstörungen wirksamer als eine regellose Anhäufung. So wird beispielsweise bei völlig homogener Verteilung der punkartigen Haftstellen (s. Abb. 13a) die Volumenpinningkraft im Falle eines starren Flußschlauch-

gitters sogar verschwinden, da die Einzelhaftkräfte bei der Summation sich gegenseitig aufheben. Dagegen erhält man für die Flußschlauchkern-Wechselwirkung (Flußschlauchkern bevorzugt Gebiete mit niedrigerer Feldverdrängungsenergie, z.B. normalleitende Ausscheidungen) bei hoher Flußschlauchdichte und flächenhafter Defektstruktur (s. Abb. 13c) folgende Abhängigkeit der Volumenpinningkraft P_V von b :

$$P_V \sim b^{1/2}(1-b). \quad (4.2)$$

Ein vereinfachtes, phänomenologisches Konzept zur Bestimmung der Volumenpinningkraft hat KRAMER²²⁾ entwickelt. Statt der Einzelkräfte werden hier nur die beiden Grenzfälle der elastischen Verzerrung des Flußschlauchgitters (bei kleinen Kräften) und des Abscherens ganzer Gitterbereiche (bei großen Kräften) betrachtet. Da ein linienförmiges System von Haftstellen wesentlich stärker wirkt als einzelne Störstellen, werden nur solche Linienkräfte und daraus aufgebaute Flächenkräfte betrachtet. Bei steigender Magnetfeldstärke wird das Flußschlauchgitter von den schwächer wirkenden Linien abreißen und um die stärksten scheren. Die Wahrscheinlichkeit, eine bestimmte Anzahl von Haftstellen auf einem Flußschlauch zu finden, wird pauschal nach einer statistischen Verteilungsfunktion angenommen. Die zum Losreißen eines Flußschlauches vom Haftzentrum nötige Kraft wird aus der Änderung der im Flußschlauchgitter gespeicherten Energie bestimmt. Bei schwachen Einzelkräften (Verzerrung des Flußschlauchgitters) erhält man für die Volumenpinningkraft P_V unter Benutzung der elastischen Konstanten des Flußschlauchgitters nach LABUSCH²³⁾:

$$P_{V,p} = K_p \cdot b^{1/2}(1-b)^{-2} \quad (4.3)$$

und bei starken Einzelkräften (Gitterscherung) entsprechend:

$$P_{V,s} = K_s \cdot b^{1/2}(1-b)^2 \quad (4.4)$$

mit $b = B/B_{c2}$, K_p = Einzelhaftkraft-Parameter und K_s = Scherkraft-

Parameter. Hierbei hängt K_p nicht von b ab, sondern wird im wesentlichen von der Defektdichte bestimmt. K_s dagegen ist eine Funktion der elastischen Konstanten des Flußschlauchgitters, so daß $P_{V,S}$ nur über die Abstände der Flußschläuche von der Defektanordnung abhängt. Zusammengefaßt für den gesamten Feldbereich erhält man damit ²²⁾:

(4.5)

$$P_V = b^{1/2}(1-b)^{-2} \int_0^{K_{pm}} p(K_p) K_p \cdot dK_p + K_s b^{1/2}(1-b)^2 \int_{K_{pm}}^{\infty} p(K_p) \cdot dK_p$$

mit $K_{pm} = K_s(1-b)^4$ und $p(K_p)$ = Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Flußschlauch mit der Kraft K_p verankert wird.

Für den Ort des Maximums der $P_V(b)$ -Kurve ergibt sich näherungsweise

$$b_{P_V(\max)} = 1 - (\langle K_p \rangle / K_s)^{1/4} \quad (4.6)$$

mit $\langle K_p \rangle$ = Mittelwert der Einzelhaftkräfte. Der Ort $b_{P_V(\max)}$ des Maximums der Kurve $P_V(b)$ wird im wesentlichen von den schwächeren Einzelhaftkräften K_p beeinflusst, während der Abfall bei hohen Induktionen praktisch nur von K_s abhängt.

Dieses Modell von KRAMER ist besonders auf Supraleiter mit relativ hohen κ zugeschnitten, zu denen die A15-Supraleiter gehören (z.B. V_3Ga mit $\kappa \approx 37$). Es erlaubt zwar keine direkten Rückschlüsse auf die im einzelnen wirksamen Pinningmechanismen, jedoch erhält man Informationen, ob bevorzugt schwache oder starke Haftstellen wirksam sind. Außerdem werden keine mikroskopischen Parameter benötigt, solange man nicht die Einzelhaftkräfte bestimmen will.

Für die Funktion $f(b)$ erwartet man nach diesem Modell im Falle starker Haftkräfte (linien- und flächenförmige Haftstellen) eine Abhängigkeit der Form:

$$f_1 \sim b^{1/2}(1-b)^2. \quad (4.7)$$

Wenn auch schwächere Kräfte eine Rolle spielen sollten, muß das Integral in Gl.(4.5) ausgewertet werden. In Abb. 14 ist diese erwartete Abhängigkeit (durchgezogene Kurve) der Volumenpinningkraft von der reduzierten Induktion b zusammen mit den experimentell bestimmten P_{V_0} -Werten (V_3 Ga-Draht, unbestrahlt) aus

$$P_{V_0} = B \cdot j_{c0} \cdot \sin \theta \quad (4.8)$$

für $\theta = 90^\circ$ dargestellt. Die Normierungskonstanten sind

$F_{SL} \cdot P_{V(max)} = 43,8 \text{ T} \cdot \text{A}$ bei $b = 0,2$ (F_{SL} = Querschnittsfläche Supraleiter) und $B_{c2} = 24 \text{ T}$. Das obere kritische Feld wurde geringfügig den Daten angepaßt (Literaturwert ²⁴)

$B_{c2} (T = 0 \text{ K}) = 23,6 \text{ T}$). Zum besseren Vergleich sind noch folgende andere Funktionen $f_i(b)$, $i = 2, 3, 4$, einer möglichen Feldabhängigkeit in Abb. 14 gestrichelt eingezeichnet:

$$f_2(b) \sim b^{1/2}(1-b), \quad (4.9)$$

$$f_3(b) \sim b(1-b)^2, \quad (4.10)$$

$$f_4(b) \sim b(1-b). \quad (4.11)$$

Die Maxima $P_{V_0}/P_{V_0(max)} = 1$ liegen bei folgenden reduzierten Induktionen:

Funktion:	f_1 ,	f_2 ,	f_3 ,	f_4	
$b(f_{max})$:	0,2,	0,33,	0,33,	0,5.	(4.12)

Zusammenfassend kann man sagen, daß die Funktion

$$f_1(b) \sim b^{1/2}(1-b)^2 \quad (4.13)$$

am besten den Verlauf der P_{V_0} -Meßwerte wiedergibt. Zwar ist die Übereinstimmung nur für $b > 0,15$ befriedigend, jedoch gelten

die meisten Modelle nur für relativ hohe Flußschlauchdichten. Durch diese qualitative Übereinstimmung erhärtet sich die Aussage, daß bei unbestrahltem V_3Ga flächenhafte Defektstrukturen für das Flußpinning vorwiegend verantwortlich sind.

4.2 Defekterzeugung

Das Defekterzeugungsspektrum in einem mit energiereichen Teilchen bestrahlten Metall setzt sich zusammen aus elastischen und nichtelastischen Streuteilen:

$$\sigma_{\text{Defekt}} = \sigma_{\text{elast.}} + \sigma_{\text{inelast.}} \quad (4.14)$$

So haben z.B. die auf die V_3Ga -Drahtprobe auftreffenden Deuteronen eine Energie $E_1 = 47$ MeV und verlieren in der Probe im Mittel etwa 2,7 MeV. Diese Verluste entstehen durch elastische (Elektronenstöße, Atomverlagerungen) und durch inelastische Zusammenstöße (Kernreaktionen) mit den Metallatomen. Für die Erzeugung von Kristallgitterdefekten (z.B. Bildung von Frenkel-paaren) spielen die elastischen Atomstöße eine dominierende Rolle, wobei für die vom einfallenden Teilchen der Masse m_1 und Energie E_1 auf das Atom (Masse m_2) übertragene Energie E_2 folgendes gilt:

$$E_2 = E_1 \frac{4 m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \cdot \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right), \quad (4.15)$$

wobei θ der Streuwinkel des einfallenden Teilchens (hier Deuteron) im Schwerpunktssystem ist. Ein Atomgitterdefekt wird dann erzeugt, wenn E_2 ausreicht, ein Atom von seinem Gitterplatz auf eine Zwischengitterstelle zu verlagern:

$$E_2 \geq E_{\text{Verl.}} \quad (4.16)$$

Charakteristische Verlagerungsenergien $E_{\text{Verl.}}$ von Metallen

liegen zwischen 20 und 40 eV (z.B. $E_{\text{Verl.}} = 22$ eV für Cu).
Bei zentralem Stoß kann folgende maximale Energie nach Gl.(4.5)

$$E_{\text{max}} = \frac{4 m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \cdot E_1 \quad (4.17)$$

übertragen werden. Für dieses Experiment berechnet sich E_{max} mit einer mittleren Atommasse für $V_3\text{Ga} + \text{GaCu}$ -Matrix von $m_2 \approx 60$ AME zu

$$E_{\text{max}} = 5,8 \text{ MeV.} \quad (4.18)$$

Dagegen gilt für die mittlere, primär übertragene Energie \bar{E} :

$$\bar{E} = E_{\text{Verl.}} \ln(E_{\text{max}}/E_{\text{Verl.}}), \quad (4.19)$$

wobei sich mit der Verlagerungsenergie für Cu ($E_{\text{Verl.}} = 22$ eV) folgender mittlerer Energiewert ergibt:

$$\bar{E} = 275 \text{ eV.} \quad (4.20)$$

Ein solches primär gestoßenes Atom erzeugt im Metall eine sog. Defektkaskade, bestehend aus Ansammlungen (Cluster) von Zwischengitteratom- und Leerstellen (verdünnte Zonen). Eine Vorstellung davon vermittelt Abb. 15. Um stabile Cluster bei entsprechend tiefen Temperaturen zu bilden, müssen die Zwischengitteratomhäufungen von den verdünnten Zonen (Leerstellen) genügend weit entfernt sein, damit ihre Rekombinationswahrscheinlichkeit entsprechend gering ist. Man kennt nun aus elektronenmikroskopischen Aufnahmen von MERKLE²⁵⁾, daß die Defektkaskaden sich bei einer bestimmten Größe (abhängig von Primärenergie > 50 KeV und Kristallstruktur) in einzelne Nebenkaskaden aufspalten. Dabei bleiben bei wachsender Primärenergie Ausdehnung und Konzentration der Hauptkaskade erhalten, jedoch wächst die

Zahl der Nebenkaskaden. Für den maximalen Durchmesser d_{\max} dieser Defektkaskaden findet man experimentell ²⁶⁾:

$$d_{\max} = E_{\max}^{1/2} / \alpha \quad (4.21)$$

mit $\alpha = 0,41 \text{ KeV}^{1/2} / \text{\AA}$. Mit $E_{\max} = 5,8 \text{ MeV}$ für Deuteronen ergibt sich für die räumliche Ausdehnung solcher getrennter Defektkaskaden:

$$d_{\max} = 180 \text{ \AA}. \quad (4.22)$$

Diese Ausdehnung liegt immerhin schon in der Größenordnung der Flußschlauchabstände im Flußgitter von V_3Ga bei einigen Tesla (z.B. bei 7 Tesla ca. 170 \AA).

Um die Gesamtzahl der Verlagerungen $n_{\text{Verl.}}$ zu berechnen, benötigt man den Verlagerungsquerschnitt pro Atom

$$\sigma_{\text{Verl.}} = \int W(E) d\sigma(E), \quad (4.23)$$

wobei $d\sigma(E)$ von der Art des Primärteilchens und dem gestoßenen Atom abhängt. $W(E)$ gibt die Anzahl von Verlagerungen pro primär gestoßenes Atom der Energie E an. Für 50 MeV-Deuteronen an Ni findet man den folgenden extrapolierten Wert ²⁷⁾:

$$(\sigma_{\text{Verl.}})_{\text{Ni}} = 5 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2. \quad (4.24)$$

Wenn man für $W(E)$ einen Mittelwert entsprechend

$$\overline{W(E)} = \overline{E} / 2E_{\text{Verl.}} \quad (4.25)$$

mit einer mittleren Übertragungsenergie $\overline{E} = 275 \text{ eV}$ annimmt, so erhält man mit Gln. (4.18), (4.23) und (4.24) für den maximalen Deuteronenfluß von $2,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ eine untere Grenze für die Gesamtzahl der Verlagerungen

$$n_{\text{Verl.}} = 4 \cdot 10^{-3} \text{ pro Gitteratom},$$

entsprechend

$$n_{\text{Verl.}} = 3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}. \quad (4.26)$$

Unter der Annahme, daß diese bei dem Deuteronenfluß $\phi t = 2,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ erzielten Defekte in Clustern maximaler Ausdehnung homogen verteilt sind, findet man einen maximalen Clusterabstand von etwa 900 \AA . In elektronenmikroskopischen Aufnahmen wird in Abb. 16 an neutronenbestrahltem Nb von TUCKER et al. ²⁸⁾ sehr deutlich die Häufung der Defekte zu Clustern sichtbar gemacht, die mit wachsendem Neutronenfluß sich noch vergrößern. Wenn die Defektcluster nun genügend dicht liegen, können sie die ungestörten Bereiche abschirmen, so daß dadurch die Supraleitungseigenschaften lokal stark geändert werden können.

4.3 Bestrahlungs- und Ausheileffekte

Die durch Deuteronen-Bestrahlung und Ausheilung erzielten Änderungen der Volumenpinningkraft P_V sind in Abb. 17 dargestellt. Hier ist P_V auf die maximale Volumenpinningkraft $P_{V0(\text{max})}$ der unbestrahlten Probe normiert (Normierungs-Konstante $P_{V0(\text{max})} = 5,15 \cdot 10^9 \text{ Nm}^{-3}$). Es zeigt sich die schon von der I_c -Reduktion (s. Abb. 7 und 8) her bekannte Abnahme im Betrag von P_V . Entscheidender für Schlußfolgerungen auf die wirksamen Haftmechanismen und ihre Veränderungen durch Bestrahlung und Ausheilung ist die Feldabhängigkeit von P_V . In dem eingesetzten Bild in Abb. 17 ist die Änderung der Induktion $B_{P_V(\text{max})}$, bei der $P_V(B)$ maximal wird, in Abhängigkeit von der Deuteronenbestrahlung dargestellt. In erster Näherung zeichnet sich ein linearer Anstieg mit wachsendem Deuteronenfluß ϕt ab. Ein der Abb. 14 entsprechender Vergleich mit modellabhängigen Funktionen $f(b)$ für die Abhängigkeit der Volumenpinningkraft von der reduzierten Induktion b ist in Abb. 18 durchgeführt. Zur Demonstration des Bestrahlungseffektes ist nochmals im oberen Teil der Ab-

bildung das Ergebnis aus Abschn. 3.1 für die Messung vor Bestrahlung gezeigt. Im unteren Bild werden die nach Bestrahlung erzielten Meßergebnisse mit den Funktionen

$$f_2(b) \sim b^{1/2}(1-b) \quad (4.27a)$$

und

$$f_4(b) \sim b(1-b) \quad (4.27b)$$

verglichen. Die mit f_4 verglichenen Meßwerte berücksichtigen eine mögliche Reduktion von B_{c2} durch Bestrahlung, die aus der entsprechenden T_c -Reduktion zu etwa 45 % abgeschätzt wurde. Eine Feldabhängigkeit der Form $f_2(b)$ wurde von COOTE et al. ²⁹⁾ gefunden für Flußschlauchpinning an Phasengrenzen in PbBi-Legierungen mit großen normaleitenden Ausscheidungen. Man kann diese Funktion ableiten für flächenförmige Haftstellen, die von der diamagnetischen Wechselwirkung mit Flußschläuchen hervorgerufen werden. Dazu setzt man die für $B \gg B_{c1}$ gültige Beziehung für die reversible Magnetisierung

$$M_{\text{rev}} = - \frac{B_{c2} - B}{\mu_0 (1 + (2\kappa^2 - 1)\beta_A)} \quad (4.28)$$

mit μ_0 = magnetische Induktionskonstante, κ = Ginzburg-Landau-Parameter und $\beta_A = 1,06$ für dreieckförmiges Flußschlauchgitter in die Formel für die resultierende Einzelhaftkraft K_0 ein:

$$K_0 \sim \frac{\Delta M_{\text{rev}}}{\lambda} d_z \quad (4.29)$$

mit ΔM_{rev} = Unterschied der reversiblen Magnetisierung von gestörtem und ungestörtem Bereich,

λ = Eindringtiefe des Magnetfeldes und

d_z = mittlere Ausdehnung der Störstelle in z-Richtung.

Anschließende Summation für flächenförmige Haftstellen nach

$$P_V \sim N_x B_{c2}^{1/2} K_0 \cdot b^{1/2}, \quad (4.30)$$

wobei N_x die Anzahl der Haftstellen pro Längeneinheit der Flußschlauchnormalen bedeutet, ergibt die gewünschte Form

$$P_V \sim b^{1/2}(1-b) \quad (4.31)$$

und damit $f_2(b)$. Daraus kann man schließen, daß ebenfalls nach der Bestrahlung flächenförmige Haftstellen, jedoch in reduzierter Wirksamkeit vorliegen. Folgendes qualitatives Bild zur Erklärung der I_c -Reduktion durch Bestrahlung bietet sich an:

In A 15-Strukturen wirken Korngrenzen als weitzusammenhängende, flächenförmige Haftstellen (s. Abb. 13c). Je nach thermischer Behandlungsart können diese Haftstellen optimal wirksam werden. Dabei sollten die Haftstellendurchmesser d größer als 2λ sein, bei V_3Ga etwa 3600 \AA (Korngröße etwa 5000 \AA). Durch Bestrahlung werden nun Defektkaskaden mit ihren Nebenkaskaden gebildet (s. Abschn. 4.2). Die mittleren räumlichen Ausdehnungen d_{Defekt} solcher Kaskaden sind durch die Primärenergie der einfallenden Teilchen gegeben (s. Gl. 4.21). Sie wachsen mit zunehmendem Teilchenfluß (s. Abb. 16). Bei fortgesetzter Steigerung des Teilchenflusses bilden sich größere Zusammenlagerungen von Einzelclustern. Diese unterbrechen die zusammenhängenden Flächen für das Korngrenzenpinning und reduzieren damit ihre Wirksamkeit. Für die Einzelhaftkraft resultiert daraus für die Flußschlauch-Kernwechselwirkung:

$$K_o \sim \frac{B_c^2}{\kappa^2} (1-b) \cdot d_{\text{Korngrenze}} \quad (4.32)$$

($d_{\text{Korngrenze}}$ = Länge der Korngrenzenfläche in Flußschlauchrichtung).

Durch Bestrahlung wird die effektive Größe der Korngrenzenfläche reduziert. Im Rahmen eines dynamischen Modells (KRAMER²²) kann man deshalb auch nicht mehr die für sehr starke Haftkräfte (große Flächen) hergeleitete Funktion $f_2(b)$ benutzen, sondern muß eine komplizierte Summation über verschieden starke Einzelhaftkräfte K_o durchführen.

Zur Diskussion der Ausheileffekte auf die Volumenpinningkraft sei auf die Übersichtsdarstellung in Abb. 6 hingewiesen. Hier sind in den beiden oberen Diagrammen die Bestrahlungs- und Ausheileffekte auf die Größen $(I_c \cdot B)_{\text{max}}$ und $B_{(I_c \cdot B)_{\text{max}}}$

dargestellt. Im Fall $\theta = 90^\circ$ (Symbol +) sind diese mit dem Maximum der zugehörigen Volumenpinningkraft über den Supraleiterquerschnitt $F_{SL} = 8,5 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2$ verknüpft. Da man im Fall $\theta = 0^\circ$ nicht von einer Volumenpinningkraft ($P_V = j_c \cdot B \cdot \sin \theta$) sprechen kann, geben die Größen in Abb. 6 (Symbol 0) nur interessante Eigenschaften der Feldabhängigkeit des kritischen Stromes nach Bestrahlung und Ausheilung wieder, wobei $j_c \cdot B = \alpha$ häufig als KIM-ANDERSON-Parameter bezeichnet wird³⁰⁾. Man sieht, daß für $\theta = 0^\circ$ ähnliche Effekte auftreten wie für 90° , wobei die Änderungen dem Betrage nach größer sind. Dies könnte seinen Grund darin haben, daß die größten Ausdehnungen der gebildeten Defektcluster räumlich gerichtet sind, und zwar in Richtung der Flußschläuche. Interessant ist auch, daß die in Abb. 6 gezeigten Bestimmungsgrößen nach Bestrahlung und der maximalen Ausheilung von 9 h bei 100° C gegenüber den Werten vor Bestrahlung nur geringfügig verschoben sind, wenn man mit den relativ großen Effekten für die Zwischenstufen vergleicht. Diese Ausheileffekte hängen sicher damit zusammen, daß die durch Bestrahlung erzeugten Störstellen im Material wandern können, d.h. eine bestimmte Lebensdauer besitzen, die wiederum von Primärenergie, Teilchen-, Defektart u.a. Faktoren abhängen. So beträgt die Temperatur, bei der Zwischengitteratome in Cu frei im Kristallgitter zu wandern beginnen, 35 bis 55 K, und bereits bei 220 bis 270 K werden ganze Anhäufungen von Leerstellen oder Zwischengitteratomen beweglich. Um solche Veränderungen der Defektstrukturen im einzelnen zu diskutieren, ist jedoch eine genauere Kenntnis der strahlungsinduzierten Defektarten und ihrer Kinetik notwendig.

5. Schlußbemerkungen

Die Ergebnisse der durchgeführten richtungsabhängigen Messungen des kritischen Stromes an V_3Ga -Mehrkernleitermaterial in Verbindung mit Bestrahlungs- und Ausheilexperimenten können in 5 Punkten zusammengefaßt werden:

- 1) Für den kritischen Strom des Mehrkernleiterdrahtes wurde eine maximale Überhöhung bei Orientierung des Drahtes parallel zum äußeren Magnetfeld gefunden. Der Anisotropiewert beträgt dabei $I_{c0}(0^\circ)/I_{c0}(90^\circ) = 1,45 \pm 0,05$.
- 2) Bei Bestrahlung mit 50 MeV-Deuteronen sinkt die Stromtragfähigkeit bis zu einem Teilchenfluß von 10^{17} cm^{-2} nur geringfügig (um 10 %), dann jedoch steil auf 50 % des I_{c0} -Wertes vor Bestrahlung. Die Erholung beim Aufwärmen der Probe bis Raumtemperatur bleibt gering; selbst beim Tempern der Probe bei 100° C beträgt die Ausheilung nur maximal 15 %.
- 3) Für die Übergangstemperatur T_c wurde eine Reduktion von 14,7 K auf 12,3 K (etwa 16 %) bei nur 0,1 K Ausheilung gefunden. Aus einer Abschätzung des Einflusses der hier ermittelten T_c -Reduktion auf B_{c2} folgt, daß eine mögliche Abnahme von B_{c2} bis zu 45 % betragen kann. So wurden z.B. bei Bestrahlung von Nb_3Sn mit 15 MeV-Deuteronen bei 20 K eine Reduktion von B_{c2} um etwa 50 % gefunden¹⁴⁾.
- 4) Die im Verhältnis zu NbTi geringere Strahlenresistenz^{8,9)} von V_3Ga bei hoher Stromtragfähigkeit in starken Magnetfeldern ist bei der zukünftigen Auslegung von Fusionsreaktormagneten kritisch zu berücksichtigen.
- 5) Der Vergleich der experimentell bestimmten Volumenpinningkraft P_V mit theoretischen Modellen zeigt, daß in V_3Ga starke, flächenartige Haftzentren für die Flußschläuche zu einer relativ hohen Stromtragfähigkeit (etwa $2 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$) führen. Dies steht in Übereinstimmung mit anderen Ergebnissen,²⁰⁾

daß Korngrenzen die einzigen effektiven Haftzentren bei V_3Ga sind. Genauere Erklärungen über das bei Bestrahlung einsetzende Zusammenbrechen des Pinningmechanismus stehen noch aus.

In diesem Zusammenhang werden elektronenmikroskopische Aufnahmen des Probenmaterials nach verschiedenen Bestrahlungs- und Ausheilstufen notwendig, um 1.) die Defektstrukturen im einzelnen studieren zu können und 2.) damit Aussagen über den beeinflussten Pinningmechanismus zu erhalten. Für die Sichtbarmachung solcher Defektkaskaden sind Primärenergien von größer als 50 KeV erforderlich ²⁵⁾, wobei die Bildung von solchen Kaskaden gerade durch Primärteilchen hoher Einfallenergie begünstigt wird. Deshalb werden die Untersuchungen an A 15-Supraleitermaterialien mit 100 MeV α -Teilchen oder später evtl. mit 150 MeV Li^{3+} -Ionen fortgesetzt.

Für die erwiesene Unterstützung an dieser Arbeit danken wir Herrn Professor Dr. W. Heinz. Herrn Dr. K. Wohlleben sind wir für Diskussion und Ratschläge zu Dank verbunden. Für kryotechnische Betreuung der Bestrahlungsanlage sowie für unermüdlige Mitarbeit danken wir den Kryotechnikern Herrn H. Becker und Herrn J. Pytlik. Schließlich sei der Betriebsgruppe des Karlsruher Isochronzyklotrons unter Leitung von Herrn Dr. G. Schatz für die Bereitstellung der Maschine gedankt.

I. Tabellen

Tabelle 1: Daten zum Probenmaterial V_3Ga

a) Materialspezifikationen über V_3Ga -Mehrkern-
leiter

b) Allgemeine Daten über V_3Ga

Tabelle 2: Kritische Strommeßwerte in Abhängigkeit vom
Deuteronenfluß ϕt [cm^{-2}], von der Deuteronen-
dosis D [rad] und von der Atomverlagerungszahl
 $n_{verl.}$ [cm^{-3}].

Tabelle 1:

a) Materialspezifikationen über V_3Ga -Mehrkernleiter:

Drahtdurchmesser	$(0,255 \pm 0,001)$ mm
Filamentanzahl	360
Twist	ungetwistet
Filamentdurchmesser	7 ± 5 μ m (geschätzt nach Schliffbild)
V_3Ga -Schichtdicke	ca. $1,5$ μ m (" ")
Matrix	Cu-Ga
Anteil V_3Ga am Gesamtquerschnitt	ca. $1/6$ (" ")
Dichte ρ_m	$(7,96 \pm 0,04)$ g cm ⁻³
Probenlänge (bestrahlt)	$8 \pm 0,5$ mm
Abstand der Spannungsabgriffe	$4,6 \pm 0,2$ mm
Kritische Stromdichte im Draht ($B = 7$ T, unbestrahlt)	$(116,3 \pm 1,8) \cdot 10^6$ Am ⁻²
Kritische Stromdichte im Supra- leiter ($B = 7$ T, unbestrahlt)	$0,7 \cdot 10^9$ Am ⁻²

b) Allgemeine Daten von V_3Ga :

T_c ($B = 0$)	$14,83$ K (Ref. 24)
	$14,6 \pm 0,1$ K (Ref. 31)
	$14,7 \pm 0,1$ K (diese Arbeit)
B_{c2} ($T = 0$)	$23,6$ T (Ref. 24)
	$21,8$ T (Ref. 32)
B_{c2}^{G-L} ($T = 0$)	$33,9$ T (Ref. 24)
κ_{G-L}	37 (Ref. 33)
	$34,3$ (Ref. 24)
ξ_{BCS} ($T = 0$)	$49,7$ Å (Ref. 24)
ρ_n	$0,25 \cdot 10^{-4}$ Ω cm (Ref. 34)

Tabelle 2: Kritische Strommeßdaten vom V_3Ga -Mehrkernleiter vor und nach Deuteronenbestrahlung

Strahlenbelastung	ϕt [cm^{-2}]	0	$6,06 \cdot 10^{15}$ $\pm 0,73$	$1,19 \cdot 10^{16}$ $\pm 0,14$	$5,72 \cdot 10^{16}$ $\pm 0,69$	$8,90 \cdot 10^{16}$ $\pm 1,10$	$1,46 \cdot 10^{17}$ $\pm 0,18$	$1,81 \cdot 10^{17}$ $\pm 0,22$	$2,60 \cdot 10^{17}$ $\pm 0,31$	
	D [rad]	0	$1,45 \cdot 10^9$ $\pm 0,17$	$2,86 \cdot 10^9$ $\pm 0,34$	$1,37 \cdot 10^{10}$ $\pm 0,16$	$2,14 \cdot 10^{10}$ $\pm 0,26$	$3,50 \cdot 10^{10}$ $\pm 0,42$	$4,34 \cdot 10^{10}$ $\pm 0,52$	$6,23 \cdot 10^{10}$ $\pm 0,75$	
Atomverlagerungen *)	$n_{Verl.}$ [cm^{-3}]	-	$3,7 \cdot 10^{18}$	$7,3 \cdot 10^{18}$	$3,5 \cdot 10^{19}$	$5,5 \cdot 10^{19}$	$9,0 \cdot 10^{19}$	$1,1 \cdot 10^{20}$	$1,6 \cdot 10^{20}$	
Bestrahlungseffekt I_c/I_{co} (bezogen auf kritischen Strom I_{co} vor Bestrahlung)	B=1T	$\theta=0^\circ$	1 (26,043 $\pm 0,075$) **)	1,002 $\pm 0,011$	0,976 $\pm 0,013$	0,925 $\pm 0,010$	0,899 $\pm 0,011$ <hr/> 0,904 $\pm 0,014$	0,698 $\pm 0,009$	0,624 $\pm 0,005$	0,499 $\pm 0,006$
		90°	1 (22,023 $\pm 0,097$)	1,007 $\pm 0,010$	0,991 $\pm 0,013$	0,939 $\pm 0,009$	0,929 $\pm 0,011$ <hr/> 0,906 $\pm 0,013$	0,717 $\pm 0,008$	0,642 $\pm 0,009$	0,505 $\pm 0,008$
	4T	0°	1 (13,387 $\pm 0,040$)	1,013 $\pm 0,008$	1,022 $\pm 0,009$	0,969 $\pm 0,012$	0,944 $\pm 0,013$ <hr/> 0,952 $\pm 0,009$	0,789 $\pm 0,008$	0,719 $\pm 0,005$	0,601 $\pm 0,005$
		90°	1 (10,750 $\pm 0,060$)	1,013 $\pm 0,009$	1,009 $\pm 0,012$	0,977 $\pm 0,006$	0,961 $\pm 0,009$ <hr/> 0,955 $\pm 0,009$	0,814 $\pm 0,012$	0,730 $\pm 0,009$	0,591 $\pm 0,009$

*) Zur Abschätzung wurde der Verlagerungsquerschnitt von Ni benutzt ²⁷⁾.

***) Werte in Klammern sind I_{co} -Bezugswerte in [A].

II. Abbildungen

- Abb. 1: Schema des Bestrahlungsmeßaufbaus am Zyklotron.
K = Klappschirm, L = Magnetlinse, B = Blendensystem,
FK = Faradaykäfig, SL-Magnet = Supraleitungsmagnet.
- Abb. 2: Targethalterung für winkelabhängige I_c -Messungen mit
a) Beam-stop für Ladungsmessungen,
b) einen um 90° drehbaren Probenträger für V_3Ga -Draht,
c) einen ZnS-Schirm für Strahlfokussierungszwecke und
d) eine unkontaktierte Testprobe für Energieabsorptions-
messungen.
Die vordere Abdeckung ist entfernt, um die Probe in
drehbarer Teflonschale zu zeigen.
- Abb. 3: Querschliffbild eines V_3Ga -Mehrkernleiters (Draht-
durchmesser 0,255 mm) mit 360 Filamenten in CuGa-
Matrix eingelagert (Filamentdurchmesser etwa 10 μm ,
 V_3Ga -Schicht etwa 1 μm). Das Leitermaterial ist unge-
twistet. Weitere Spezifikationen s. Tabelle 1.
Hersteller: National Laboratory BROOKHAVEN.
- Abb. 4: Schematischer Meßaufbau für kritische Strommessungen.
- Abb. 5: $U_p - I_p$ -Charakteristik einer supraleitenden V_3Ga -Draht-
probe zur Demonstration des Auflösungsvermögens der
NANOMAT-Anlage. Äußeres transversales Magnetfeld
 $B = 3,0 T$.
- Abb. 6: Zeitlicher Ablauf der Bestrahlungs- und Ausheil-
experimente an V_3Ga -Draht. Zwischen den einzelnen
Bestrahlungs- und Ausheilperioden (weiße Bereiche)
befand sich die Probe im Heliumbad ($T = 4,2 K$).
- Abb. 7: Abhängigkeit der kritischen Stromdichte j_c (bezogen
auf den Drahtquerschnitt) von der äußeren Induktion B
für verschiedene Bestrahlungsabschnitte mit Deuteronen-

flüssen $\phi t = 0, 0,9, 1,5$ und $2,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. Auswertung von j_c bei einer Spannung von $1 \mu\text{V}$ über $4,6 \text{ mm}$ effektiver Probenlänge.

Abb. 8: Verhältnis j_c/j_{c0} des kritischen Stromes nach und vor Bestrahlung mit 50 MeV Deuteronen in Abhängigkeit vom Deuteronenfluß ϕt für 2 charakteristische Induktionen $B = 1$ und 4 T .

Abb. 9: Abhängigkeit des normierten kritischen Stromes vom Winkel θ ($\theta = \theta(B, I)$) und äußerer magnetischer Induktion B . Die 4 Darstellungen zeigen Meßergebnisse vor Bestrahlung (links oben), nach Deuteronenbestrahlung mit $0,9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ (rechts oben) und mit $2,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ (links unten) sowie nach einer Ausheilperiode von 1 h bei 100° C (rechts unten).

Abb.10: Polardiagramm des kritischen Stromes vor und nach maximaler Deuteronenbestrahlung sowie nach Ausheilung (9 h Temperung bei 100° C) von V_3Ga -Mehrkernleiterdraht. Die durchgezogenen Linien entsprechen der Fitfunktion in Gl.(3.1), S. 11.

Abb.11: Übergangstemperatur von V_3Ga vor und nach Deuteronenbestrahlung sowie nach 9 h Temperung bei 100° C . Der Widerstand R ist auf eine Probenlänge von $4,6 \text{ mm}$ bezogen.

Abb.12: Thermische Erholungskurven des kritischen Stromes von V_3Ga -Draht nach Deuteronenbestrahlung für $\theta = 0^\circ$ und 90° . In beiden Diagrammen sind die Meßkurven für unbestrahltes (leere Kreise) wie für maximal bestrahltes V_3Ga (leere Dreiecke, gestrichelte Kurven) eingezeichnet. Die Meßwerte nach den verschiedenen Ausheilperioden sind durch volle Symbole gekennzeichnet.

Abb.13: Schematische Darstellung von Defektstrukturen, die zu einer jeweils unterschiedlichen Summation der Einzel-

haftkräfte führen.

- a) Statistisch verteilte sowie
 - b) zu Linien und
 - c) zu Flächen geordnete Anhäufungen von Haftstellen.
- Das Flußschlauchgitter ist durch 5 einzelne Flußschläuche symbolisiert. Die aktiven Haftstellen sind in a) als volle Kugeln dargestellt.

Abb. 14: Vergleich der Feldabhängigkeit der experimentell bestimmten Volumenpinningkraft von unbestrahltem V_3Ga -Draht mit verschiedenen theoretischen Kurven f_1 bis f_4 (s. auch Gln. (4.7) und (4.9) bis (4.11) auf S. 17).

Abb. 15: Schematische Darstellung von Defektereignissen wie Frenkeldefekte, verdünnte Zonen, u.a. entlang der Bahn eines primär gestoßenen Atoms.

Abb. 16: Elektronenmikroskopische Aufnahmen von Defektclustern in neutronenbestrahltem Nb bei Raumtemperatur. Aufnahmen von TUCKER et al. ²⁸⁾.

Abb. 17: Änderung der Volumenpinningkraft für V_3Ga -Draht bei Deuteronenbestrahlung und Ausheilung. In dem eingesetzten Bild ist der Verlauf der zum Maximum von $P_V(B)$ gehörigen Induktion über dem Deuteronenfluß ϕt aufgetragen.

Abb. 18: Vergleich der Feldabhängigkeit der experimentell bestimmten, normierten Volumenpinningkraft für Deuteronen bestrahlten V_3Ga -Draht mit theoretischen Funktionen $f_1(b)$, $f_2(b)$ und $f_4(b)$. Oben im Bild sind zum Vergleich die Meßwerte vor Bestrahlung in Abhängigkeit von der reduzierten magnetischen Induktion $b = B/B_{c2}$ mit $B_{c2} = 24$ T gezeigt. Im unteren Bild sind die Meßwerte bezogen auf $B_{c2} = 24$ T (Kreise) und 13,2 T (Quadrate) aufgetragen. Die Reduktion von B_{c2} auf 13,2 T resultiert aus einer Abschätzung unter Berücksichtigung der T_c -Reduktion von V_3Ga nach Strahleneinfluß.

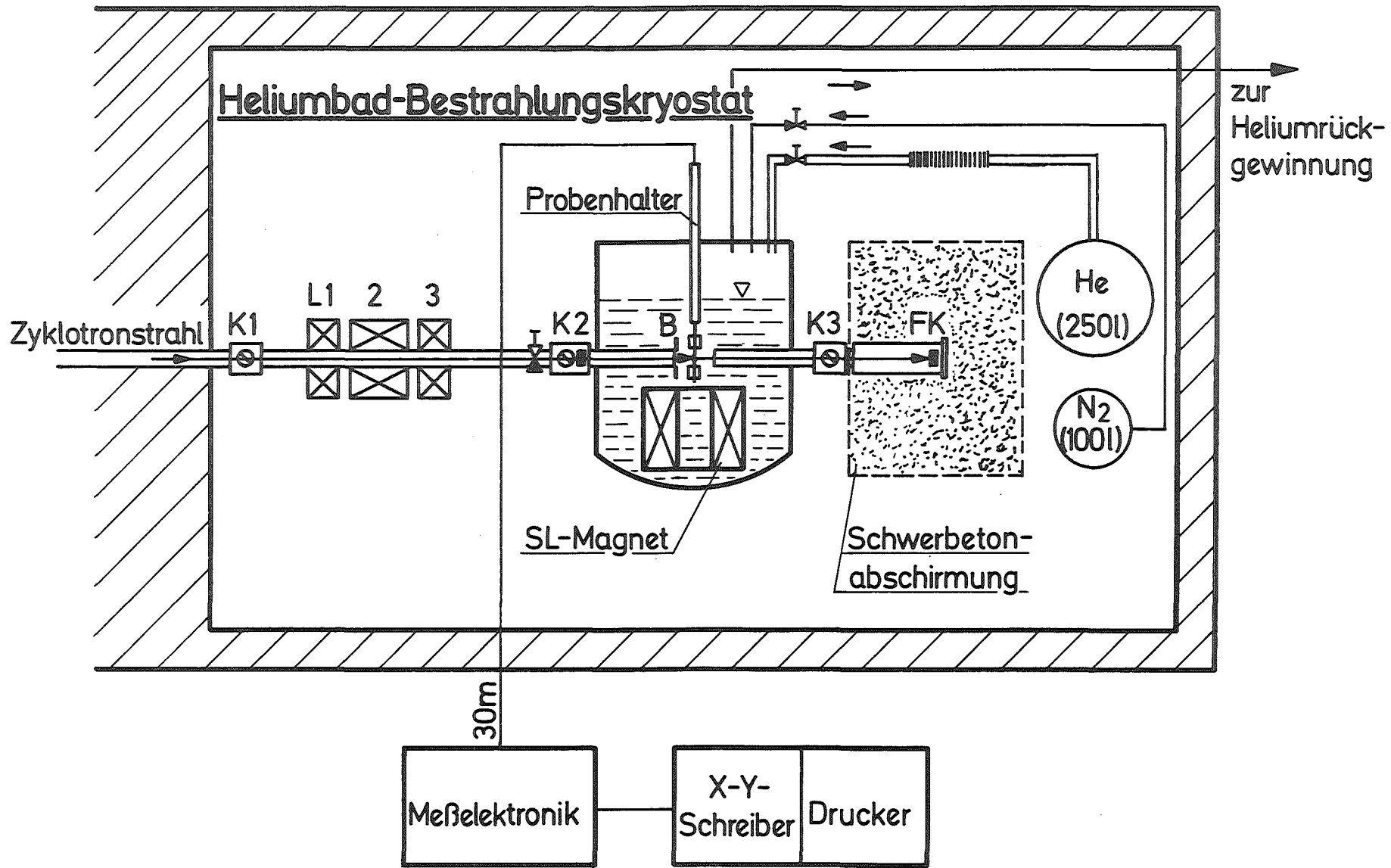
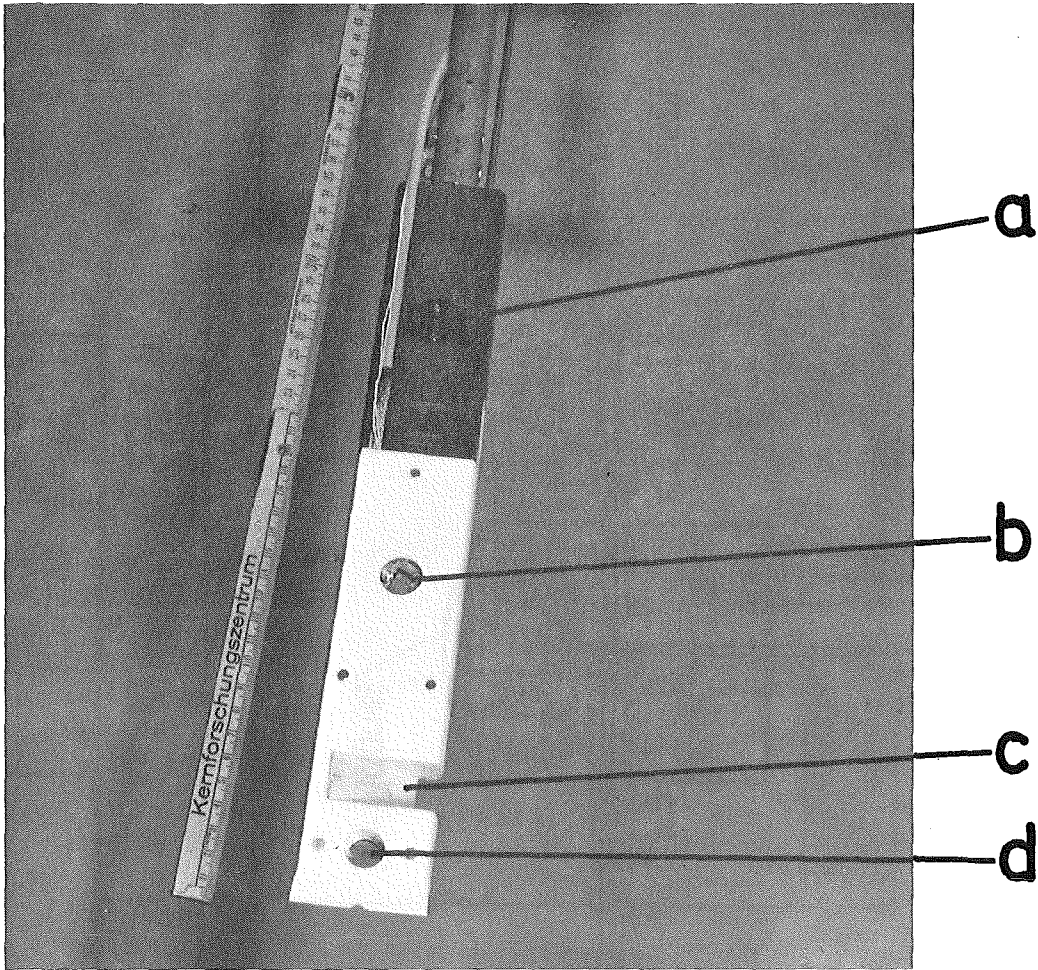


Abb. 1



Nr. 3258 - 2206

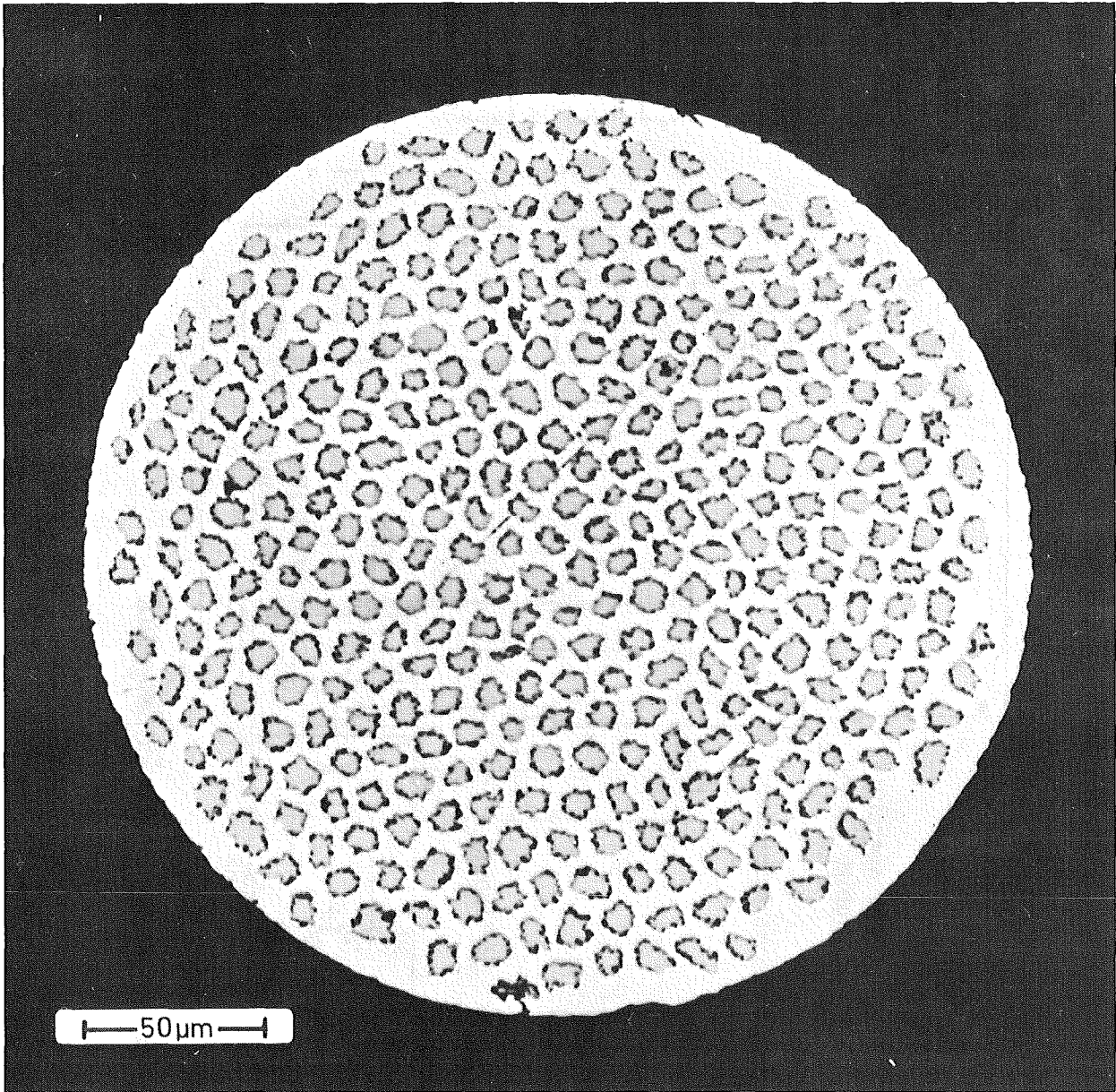


Abb. 3

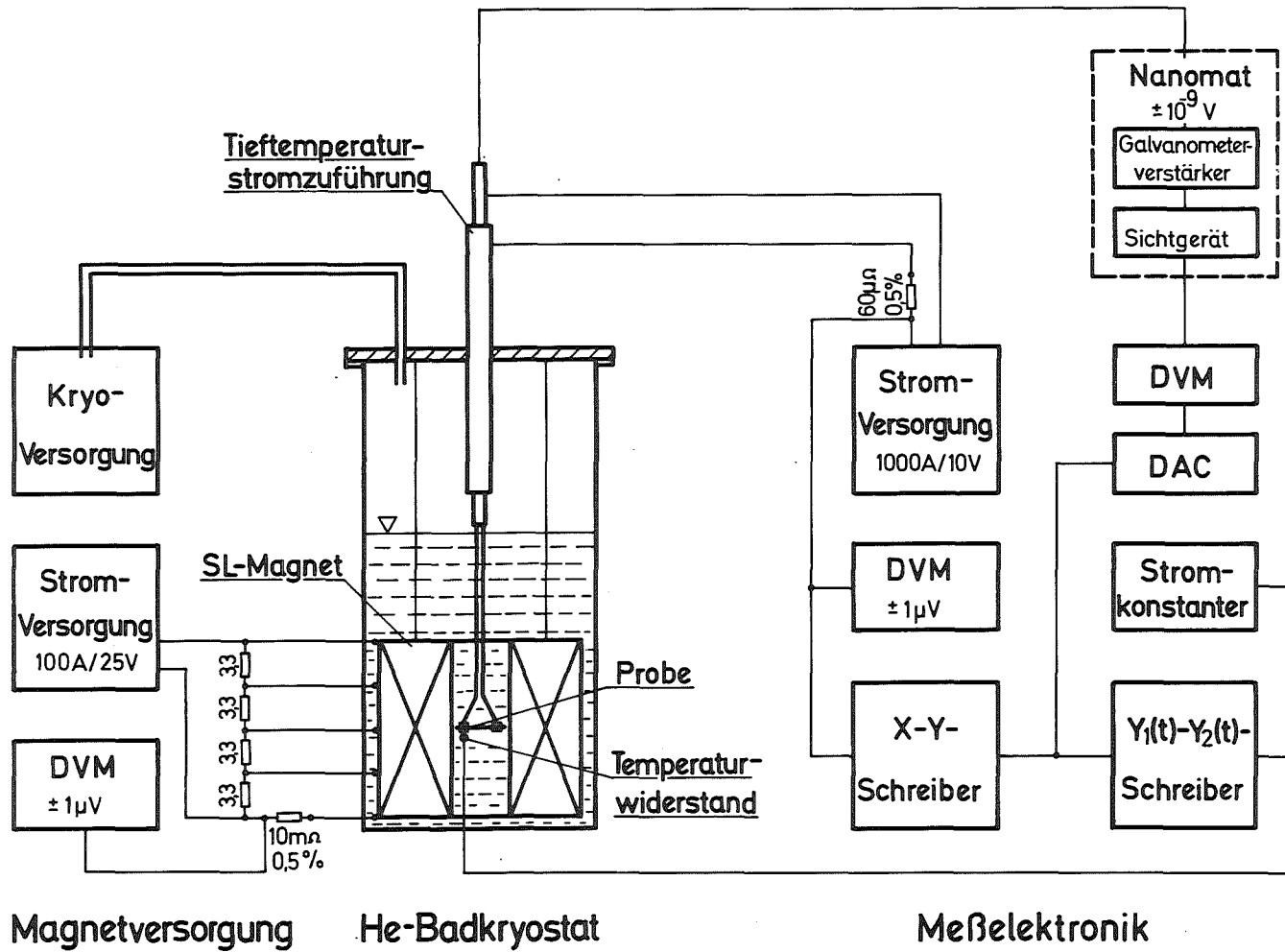


Abb. 4

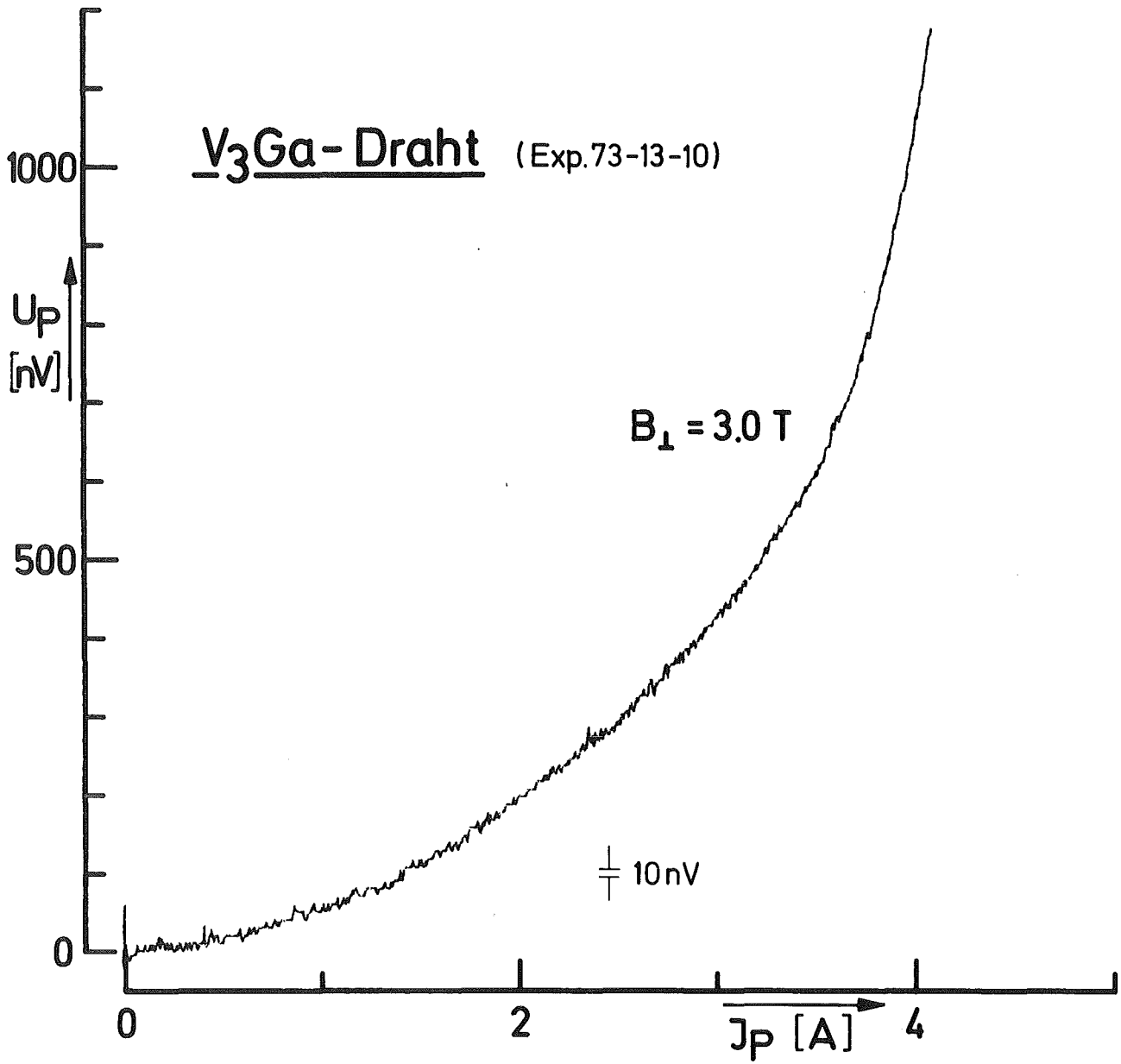


Abb. 5

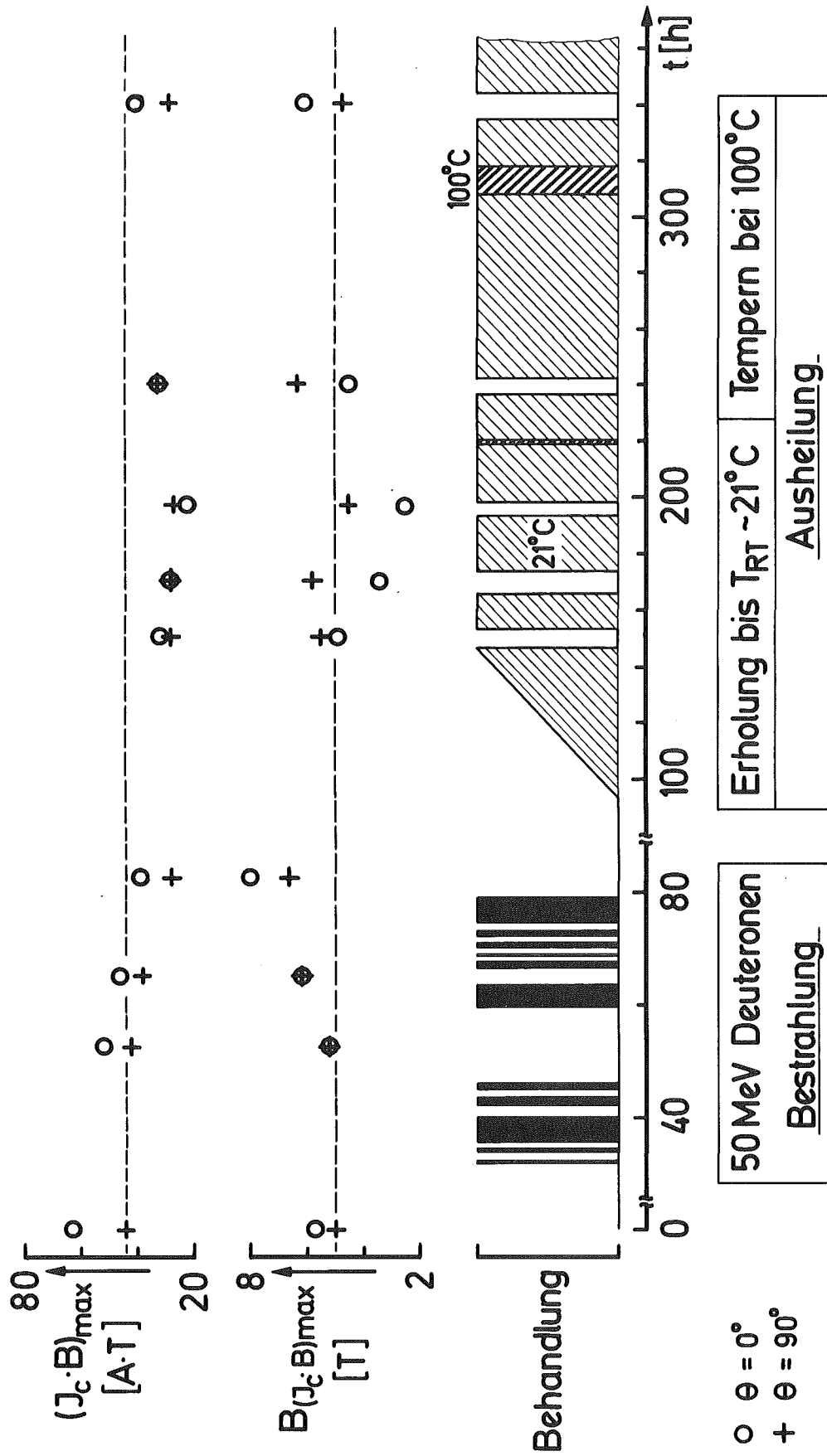


Abb. 6

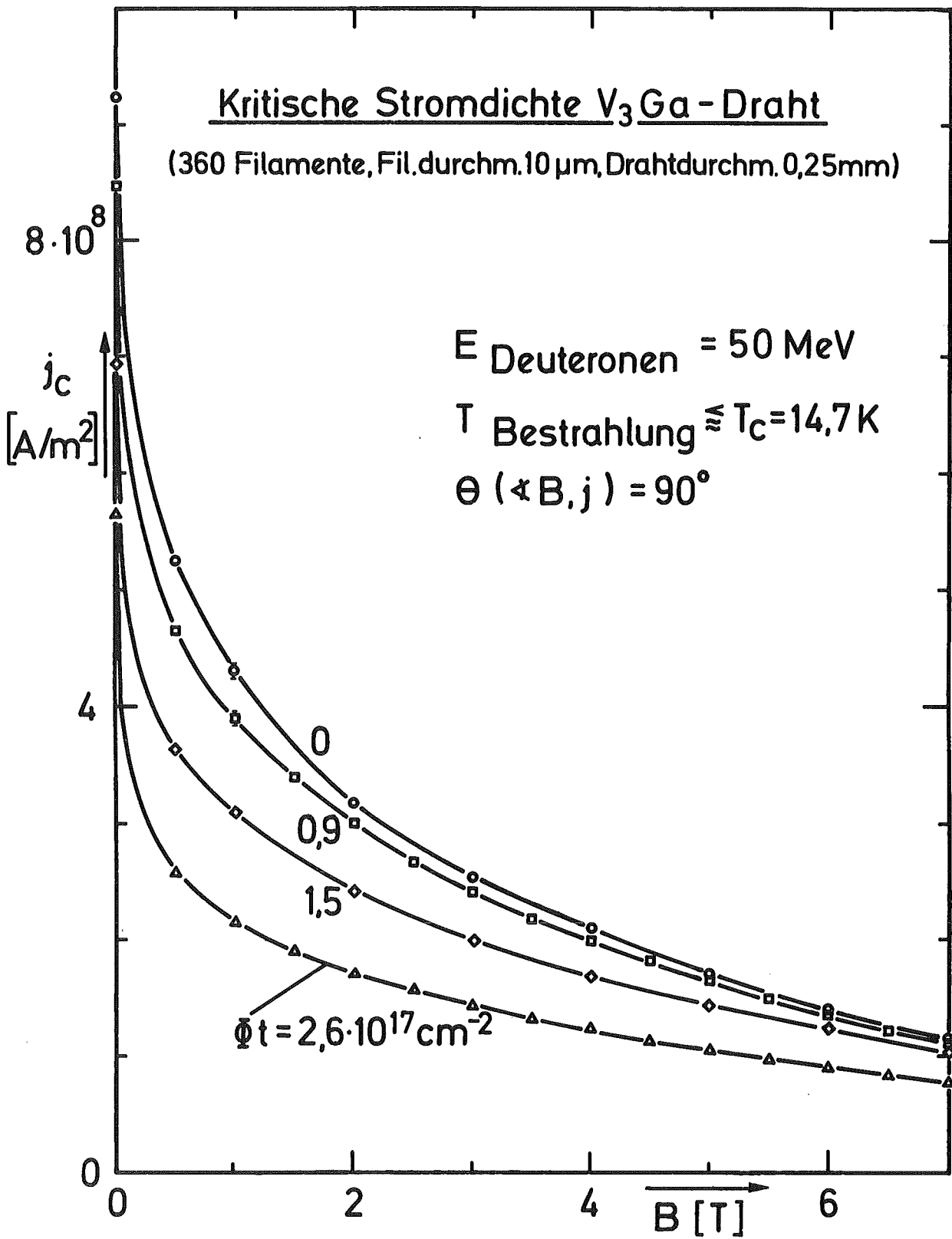


Abb. 7

Deuteronen-Bestrahlung V₃Ga-Draht (360 Filamente, Fil.durchm.10 μm)

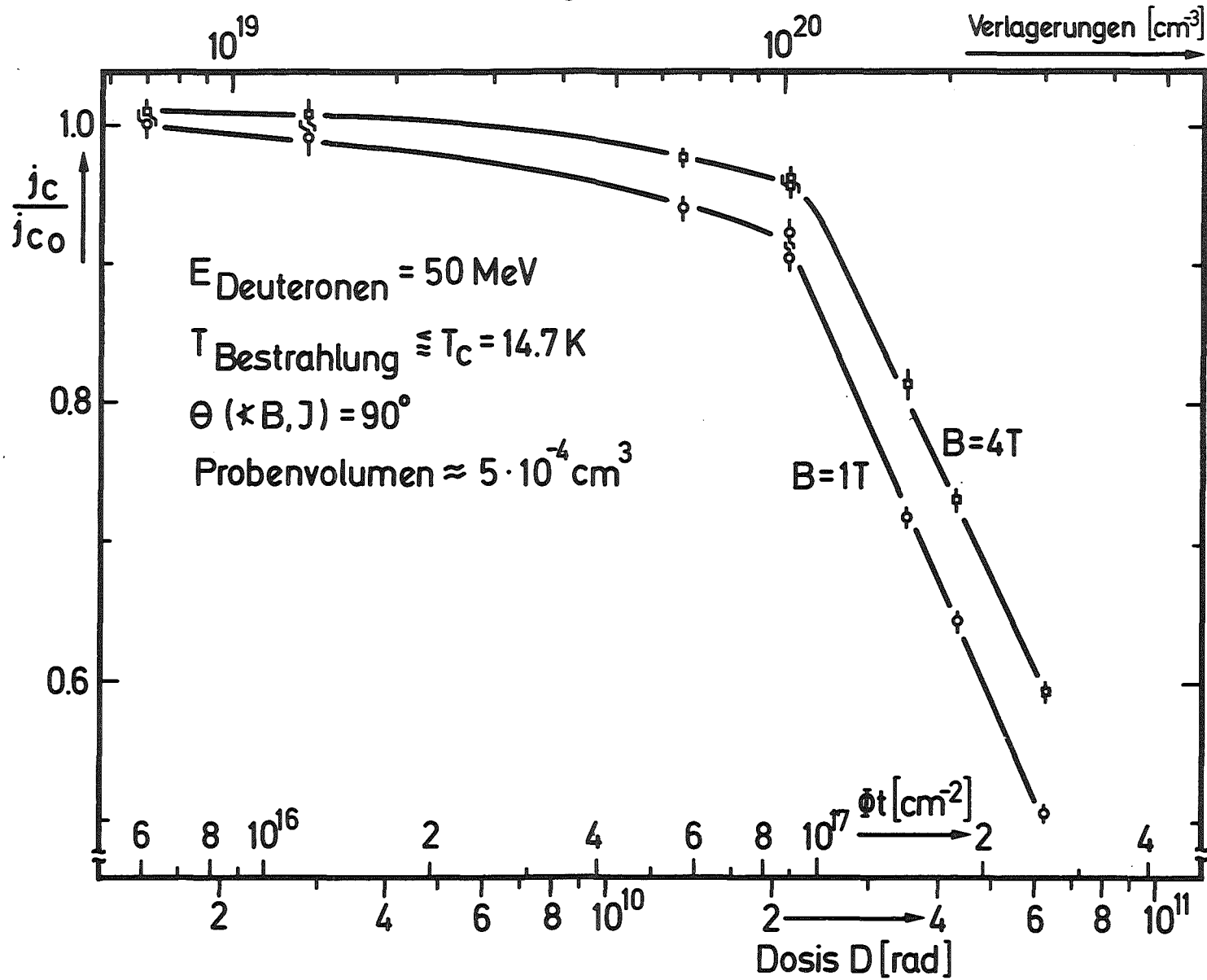


Abb. 8

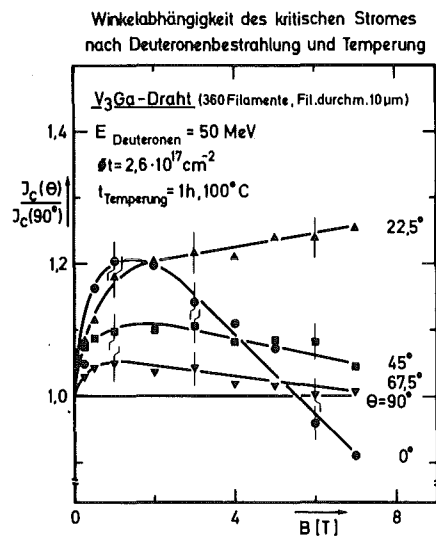
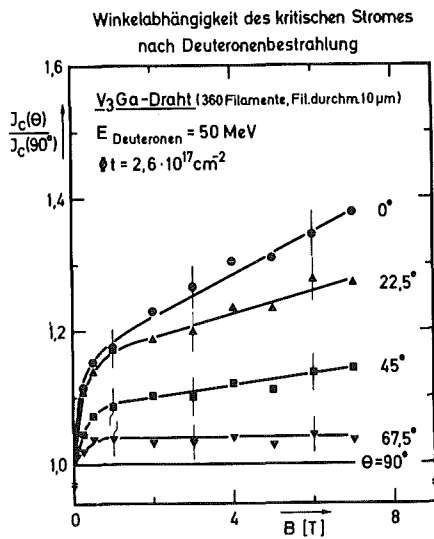
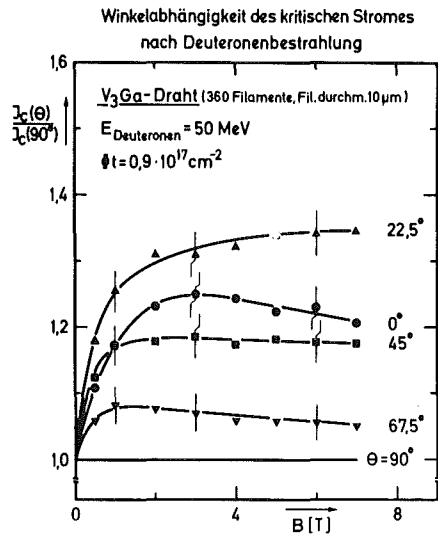
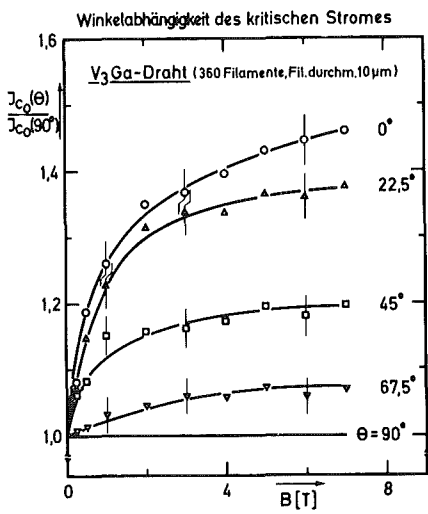


Abb. 9

Winkelabhängigkeit Kritischer Strom von V_3Ga

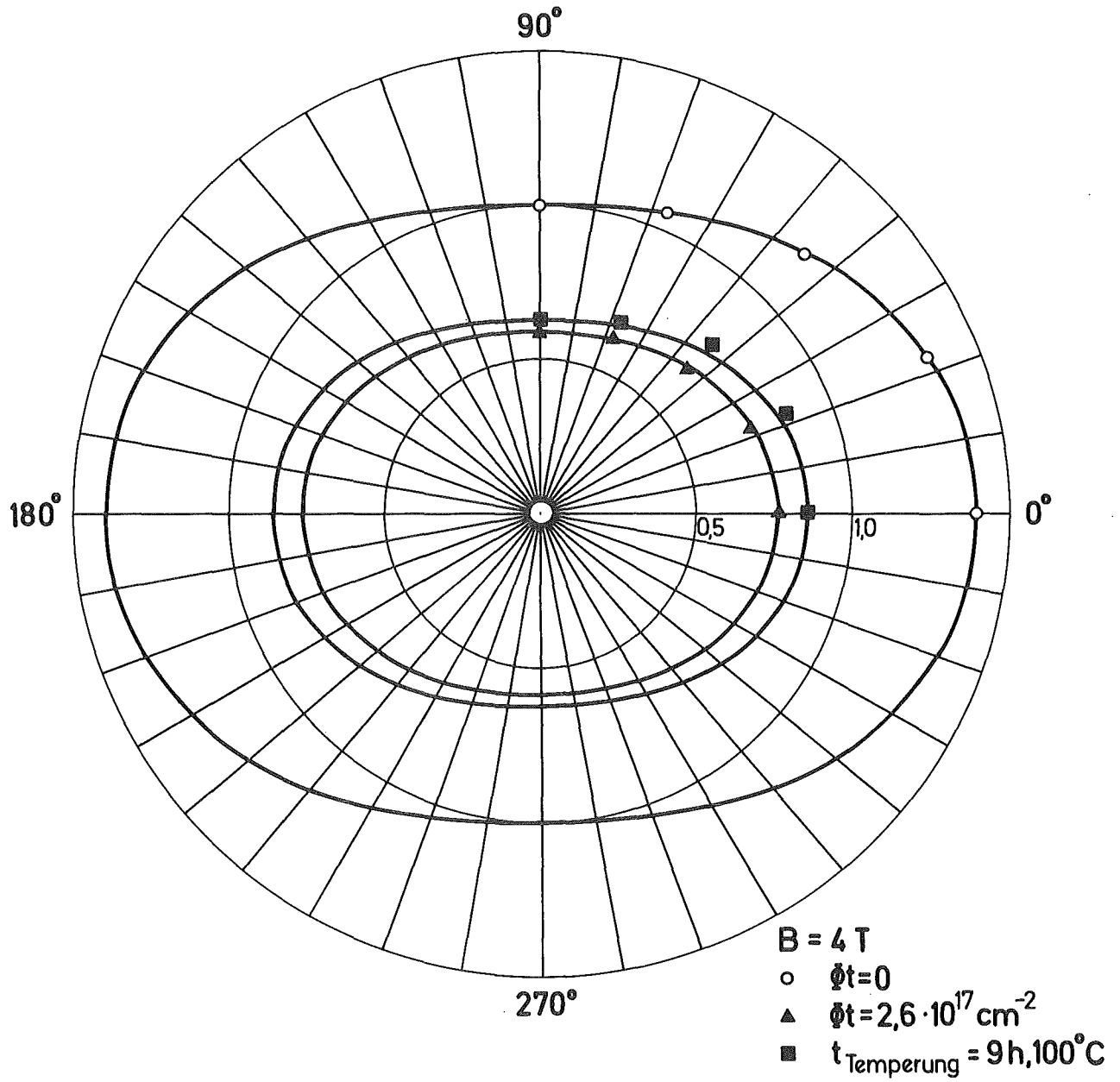


Abb. 10

Übergangstemperatur vor und nach Deuteronenbestrahlung

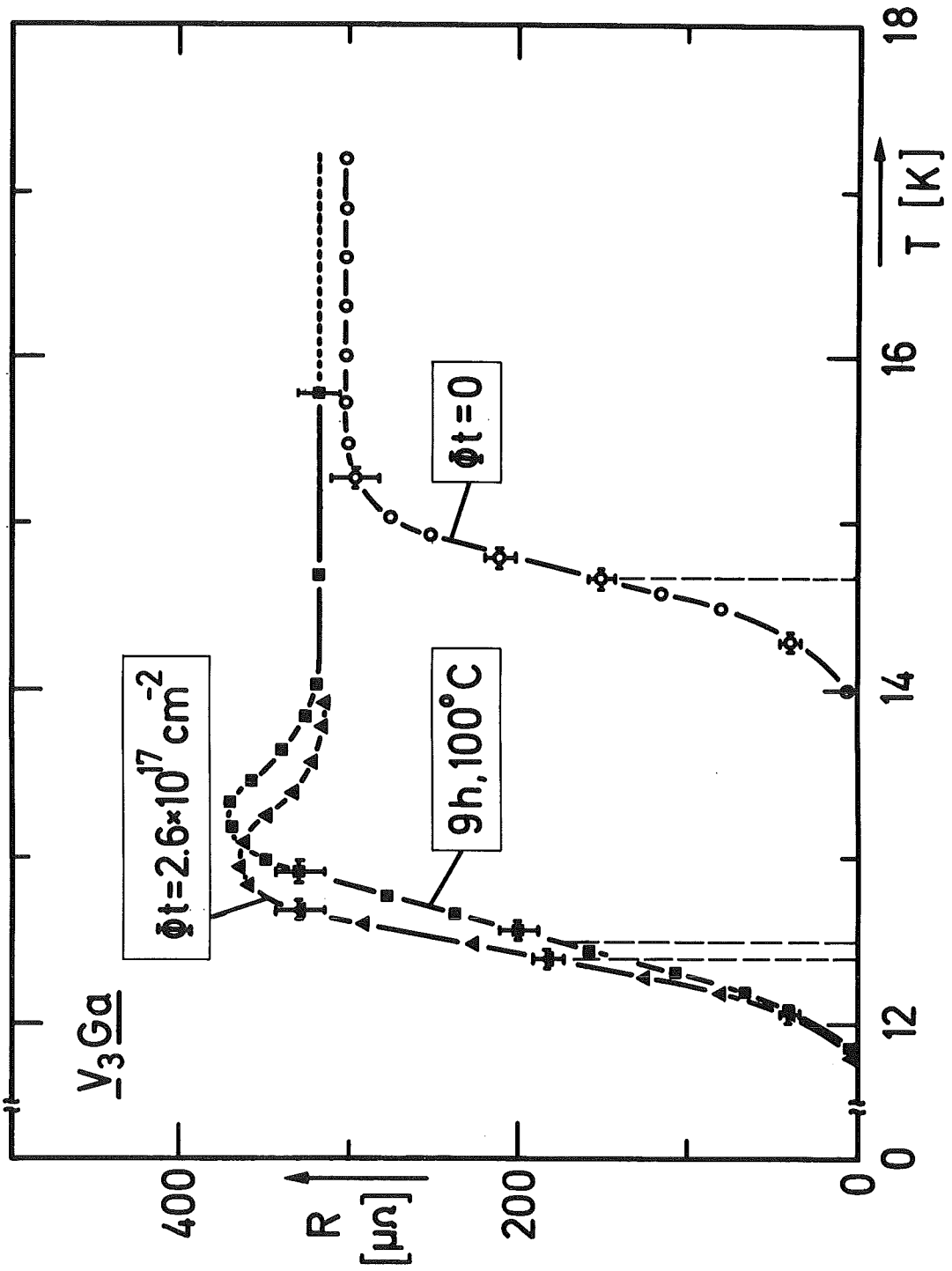


Abb. 11

Thermische Erholungskurven V_3Ga -Draht nach Deuteronenbestrahlung

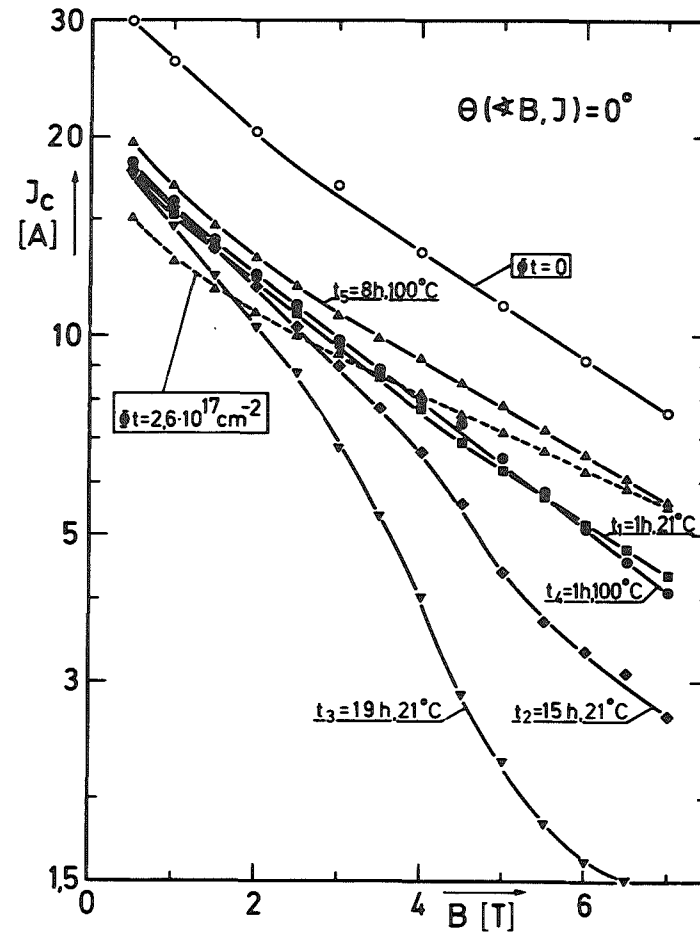
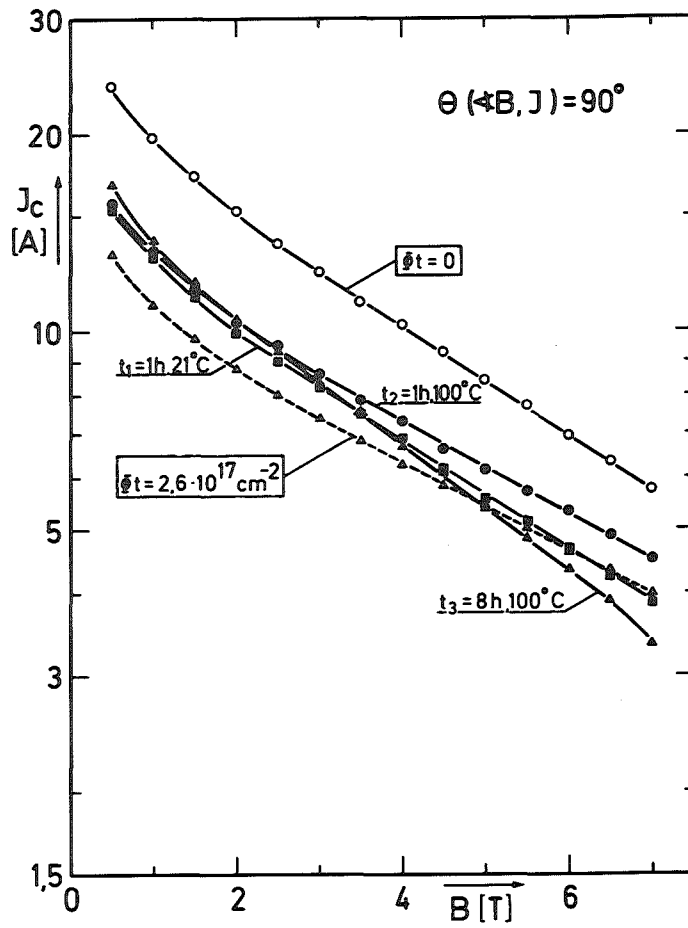
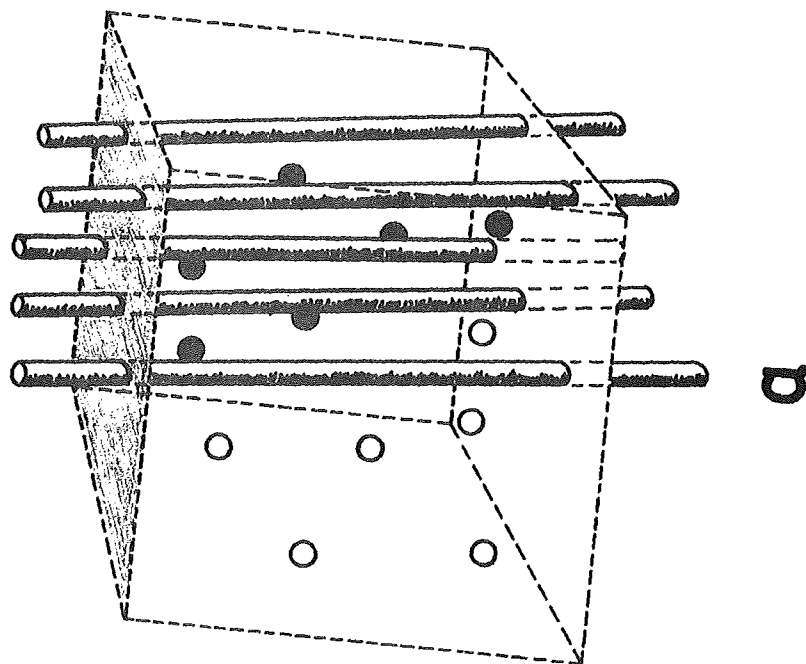
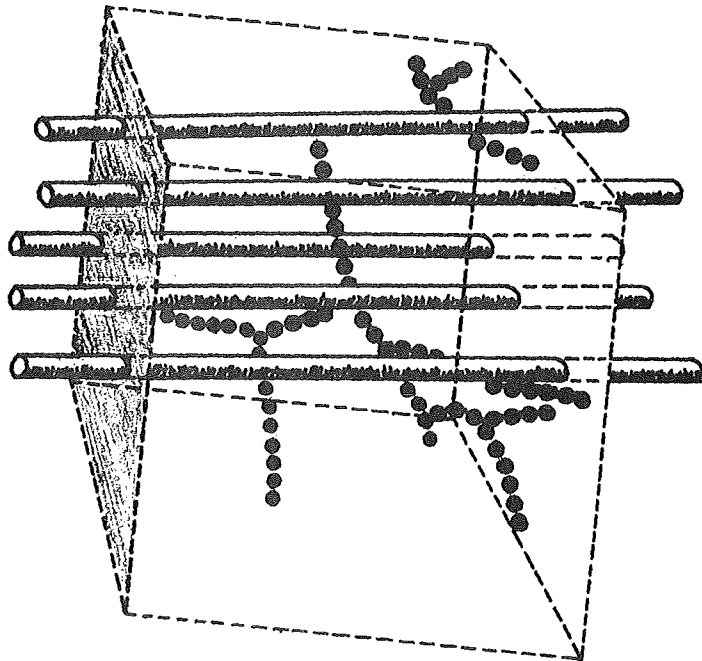


Abb. 12

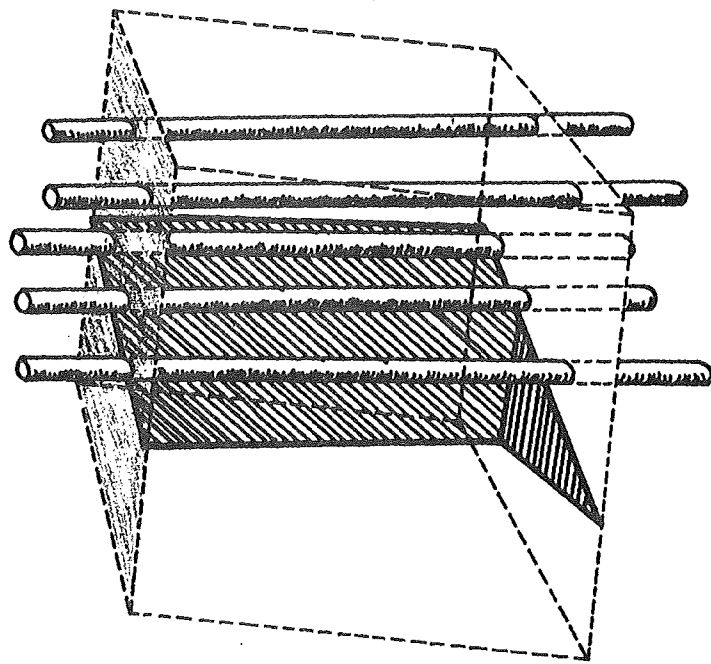
Defektstrukturen für Flußlinienpinning



a



b



c

Normierte Volumenpinningkraft (Exp. und theor. Daten)

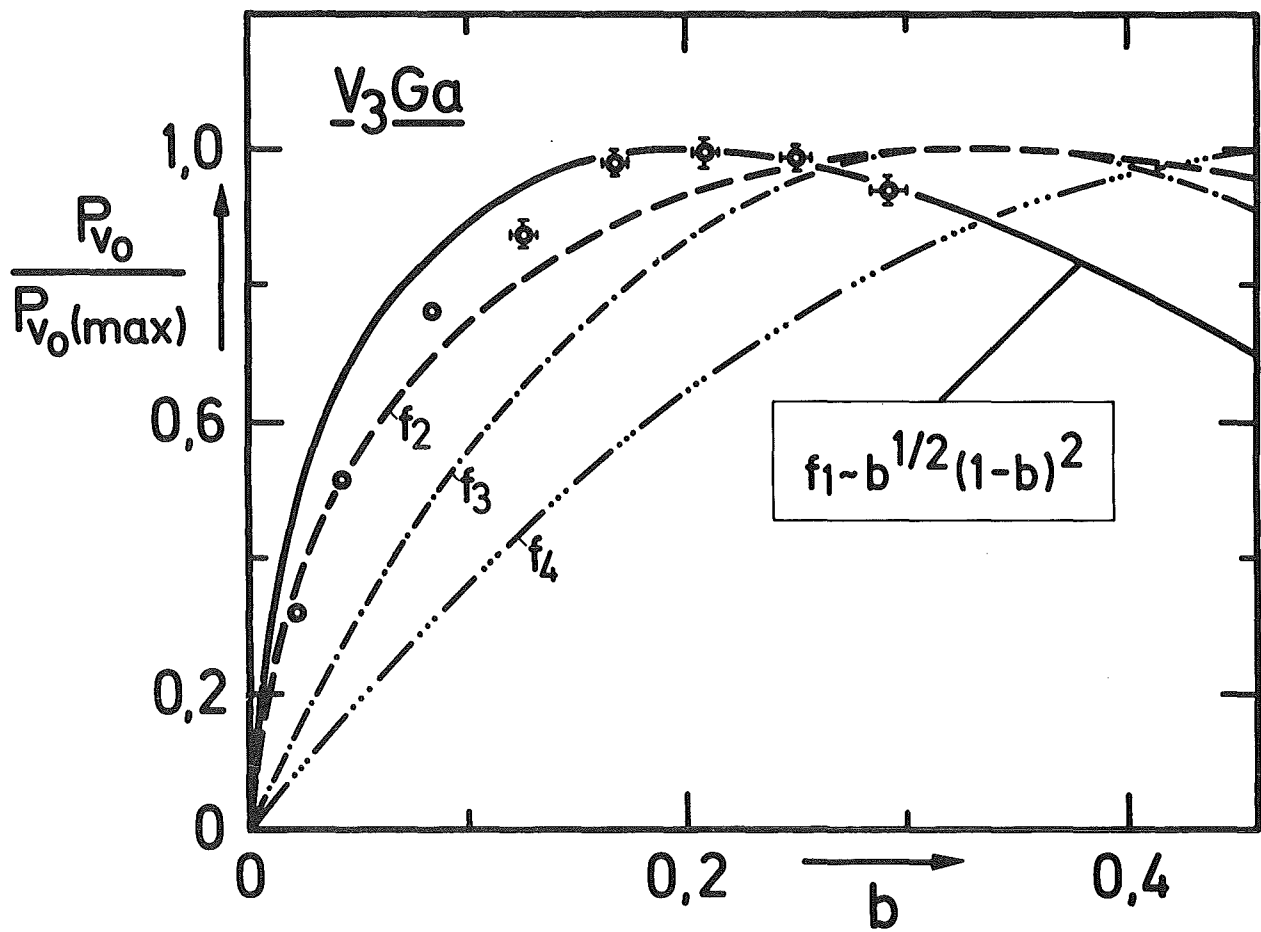
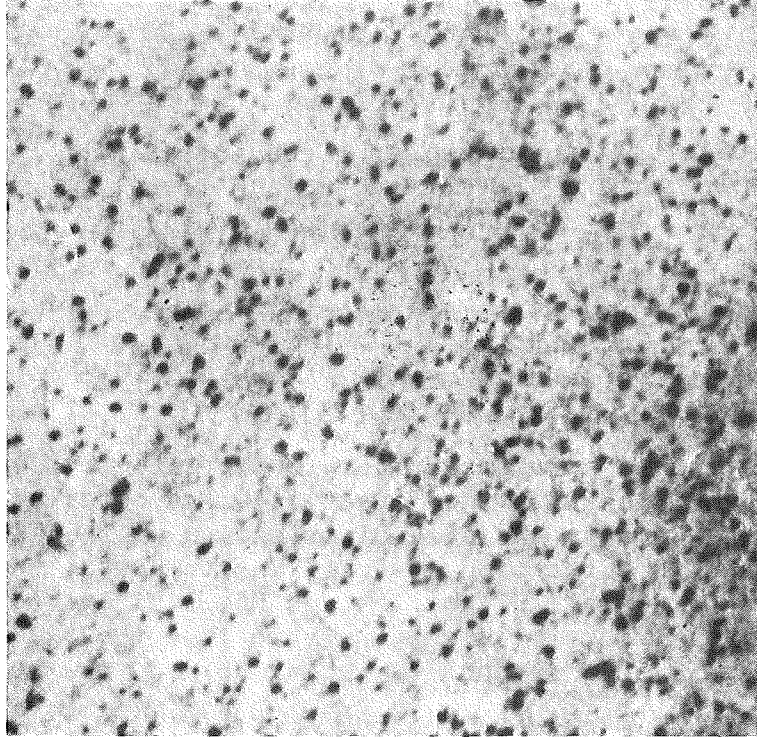
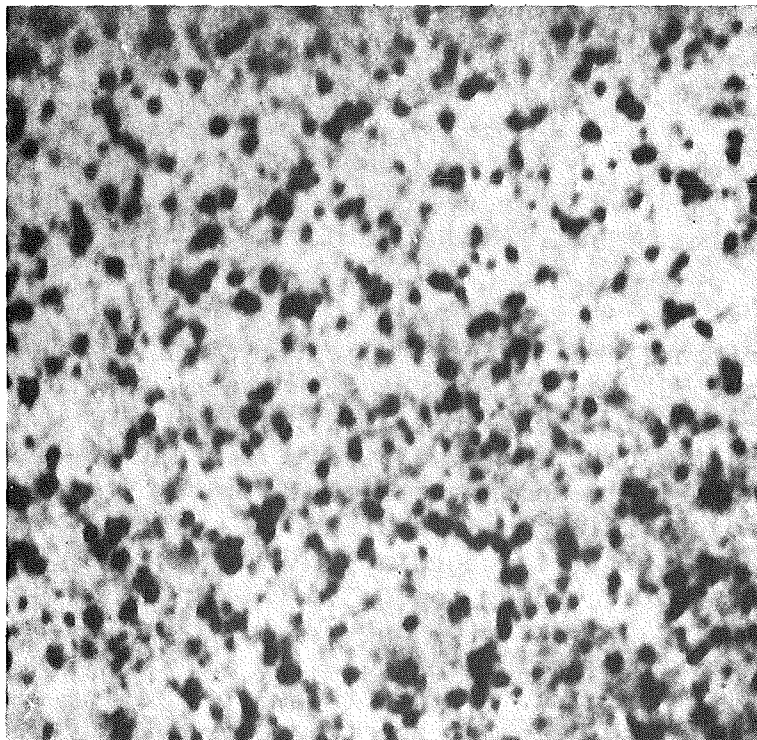


Abb. 14



1.8×10^{18} neutrons/cm²

0.3 μ



4.4×10^{18} neutrons/cm²

Abb. 16

Änderung der Volumenpinningkraft nach Deuteronenbestrahlung

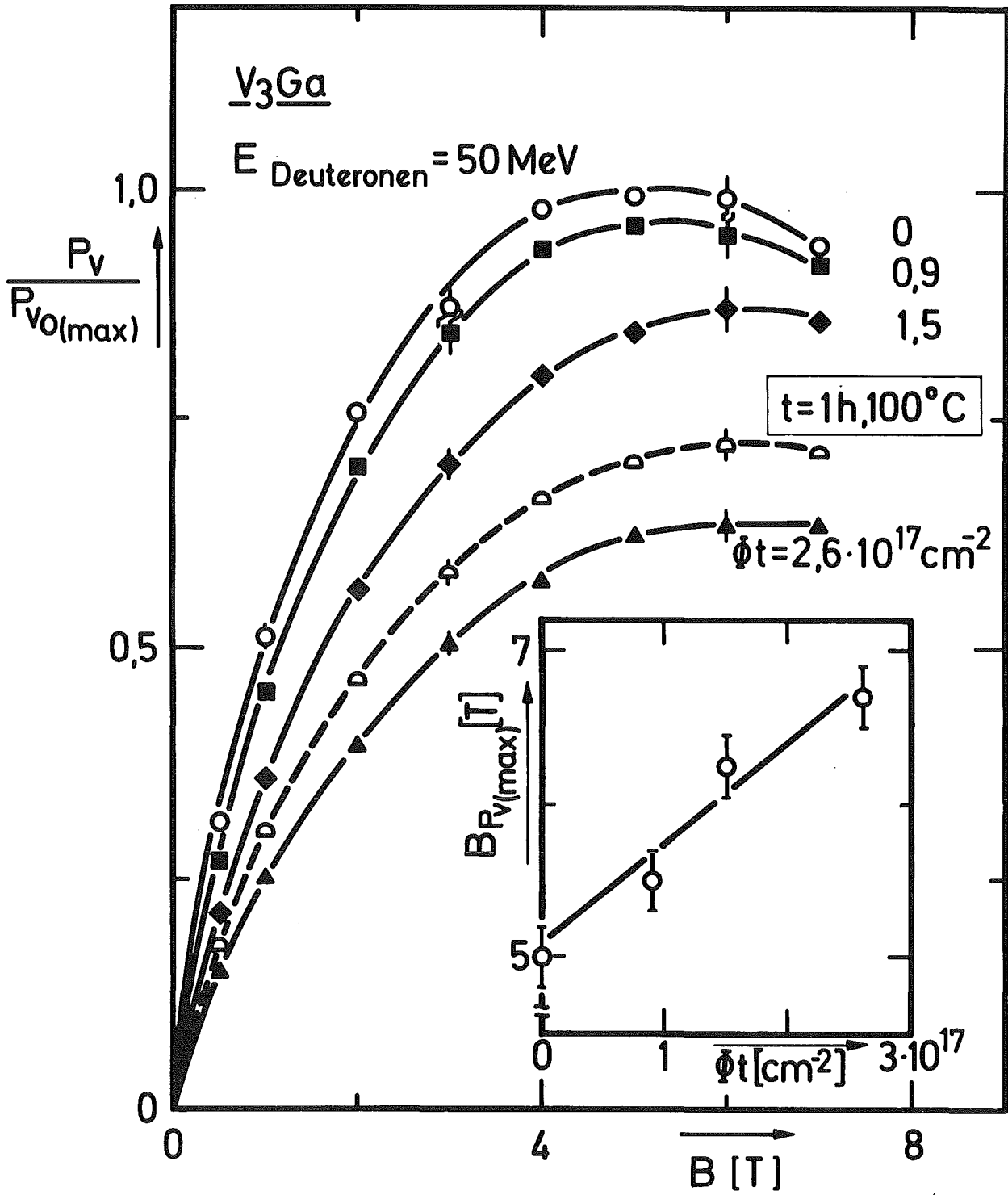


Abb. 17

Volumenpinningkraft vor und nach Deuteronenbestrahlung

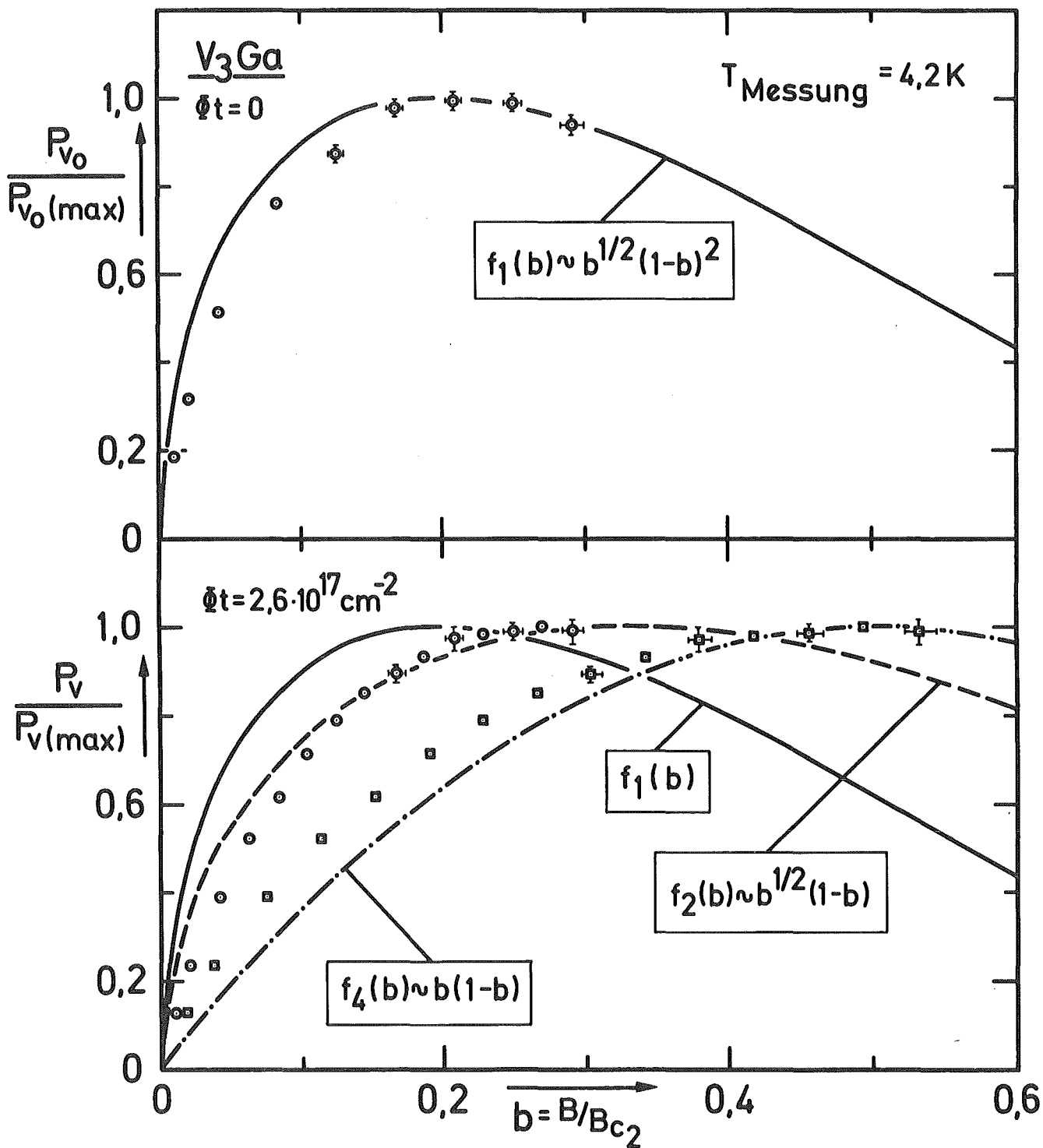


Abb. 18

III. Literaturhinweise

- 1) M. Wilhelm, E. Springer, Z. Naturforsch. 27a (1972) 1462
- 2) J.E. Crow, M. Suenaga, Proc. of Appl. Supercond. Conf. Annapolis, Maryland (1972) 472
- 3) K. Tachikawa, Y. Tanaka, J. Appl. Phys. 44 (1973) 893
- 4) Y. Furuto, T. Suzuki, K. Tachikawa, Y. Iwasa, Appl. Phys. Lett. 24 (1974) 34
- 5) W. Buckel, Supraleitung Grundlagen und Anwendung, Physik Verlag (1972), Weinheim
- 6) W. Heinz, Elektrotechnik und Maschinenbau 9 (1973), Springer-Verlag Wien, New York
- 7) P. Komarek, Bericht KFA Jülich 956 (1973)
- 8) D.M. Parkin, D.G. Schweitzer, Preprint BNL 18327 (1973), Brookhaven
- 9) E. Seibt, 1974 Appl. Supercond. Conf., Oakbrook, Illinois, USA, (Sept. 1974)
- 10) C.M. Logan, J.D. Anderson, A.K. Mukherjee, J. of Nucl. Mat. 48 (1973) 223
- 11) H. Becker, H.K. Katheder, E. Seibt, S. Steinacker, Techn. Bericht KFK 1684 (1972), Karlsruhe
- 12) H. Becker, K.-R. Krebs, P. Maier, J. Pytlik, E. Seibt, S. Steinacker, KFK 1783 (1973) S. 111 - 115, Karlsruhe
- 13) M. Soell, Bericht IPP 4/104 (1972), München-Garching
- 14) H.T. Coffey, E.L. Keller, A. Patterson, S.H. Autler, Phys. Rev. 155 (1967) 355
- 15) K. Wohlleben, Zeitschr. Angew. Phys. 27 (1969) 92
- 16) K. Wohlleben, J. of Low Temp. Phys. 13 (1973) 269
- 17) S. Steinacker, Diplomarbeit 1973, Universität Karlsruhe
- 18) P. Maier, Diplomarbeit 1974, Universität Karlsruhe
- 19) H. Ullmaier, Bericht KFA Jülich 958 (1973)

- 20) E. Nembach, K. Tachikawa, J. Less-Common Met. 19 (1969) 359
- 21) R.I. Coote, J.E. Evetts, A.M. Campbell, Can. J. Phys. 50
(1972) 421
- 22) E.J. Kramer, J. Appl. Phys. 44 (1973) 1360
- 23) R. Labusch, Phys. Stat. Sol 32 (1969) 439
- 24) K. Hechler, G. Horn, G. Otto, E. Saur, J. Low Temp.
Phys. 1 (1969) 29
- 25) K.L. Merkle, Nucl. Techn. 22 (1974) 66
- 26) K.L. Merkle, Proc. IAEA Rad. Dam. in React. Mat.,
Vienna (1969) 118
- 27) D. Kaletta, W. Schneider, KFK 1652 (1972), Karlsruhe
- 28) R.P. Tucker, S.M. Ohr, M.S. Wechsler, Proc. IAEA Rad. Dam.
in React. Mat., Vol. I, Vienna (1969) 215
- 29) R.I. Coote, J.E. Evetts, A.M. Campbell, Can. J. Phys. 50
(1972) 421
- 30) Y.B. Kim, C.F. Hempstead, A.R. Strnad, Phys. Rev. 12a
(1963) 528
- 31) J.E. Crow, M. Suenaga, Proc. Appl. Superc. Conf.
Annapolis, Maryland (1972), 472
- 32) B.W. Roberts; NBS Techn. Note 724 (1972) 72
- 33) G.D. Cody, W.W. Webb, Crit. Rev. Sol. State Sci. 4
(1973) 27
- 34) R.R. Hake, Appl. Phys. Lett. 10 (1967) 189