

HEINRICH-HERTZ-INSTITUT FÜR SCHWINGUNGSFORSCHUNG
BERLIN-CHARLOTTENBURG

Technischer Bericht Nr. 142

Gütemessungen an einem mit einem driftenden
InSb-Plasma belasteten Resonator

von

Dr.-Ing. Bernhard Strebel

Berlin

1 9 7 1

Gütemessungen an einem mit einem driftenden InSb-Plasma belasteten Resonator

Zusammenfassung

Es wird eine Apparatur beschrieben, mit der die Güte eines Resonators, dessen Wandung teilweise durch einen Indiumantimonideinkristall ersetzt ist, bei Temperaturen von 5 bis 300 K ausgemessen werden kann. In dem Kristall entsteht für die Dauer von $1\mu\text{s}$ durch Anlegen eines elektrischen Feldes ein driftendes Plasma. Dieses beeinflusst Mittenfrequenz und Bandbreite des Resonators.

Für Temperaturen unterhalb von 55 K zeigt sich eine Resonatorentdämpfung bei kleinen elektrischen Feldern. Abschließend werden verschiedene Mechanismen diskutiert, die den gemessenen Effekt erklären könnten.

Heinrich - Hertz - Institut für Schwingungsforschung

Der Bearbeiter

Strebel

(Dr.-Ing. B. Strebel)

Der Abteilungsleiter

Gundlach

(Prof. Dr. -Ing. F. W. Gundlach)

Der Institutsdirektor

P. Matthieu

(Prof. Dr. phil. P. Matthieu)

Berlin-Charlottenburg, den 22. September 1971



Inhalt :

1. Einleitung
2. Meßverfahren
3. Präparierung der Indiumantimonidprobe
4. Das Gleichstromverhalten der Indiumantimonidprobe
5. Messung der Resonatorgüte im Nullfeldfall
6. Gütemessung während der Gleichstromimpulse
7. Meßergebnisse
8. Diskussion der Meßergebnisse
9. Schlußbemerkung
10. Literatur
11. Liste der Symbole

1. Einleitung

Bei der Suche nach der Zweistrominstabilität longitudinaler Plasmaschwingungen im Indiumantimonid ist von Köchner [1] ein Meßverfahren angegeben worden, bei dem die Halbleiterprobe einen Teil der Wand eines H_{102} - Resonators bildet. Bei Bonek [2] wird für Leitfähigkeitsmessungen am gleichen Material die E_{110}^0 - Resonanz verwendet. In allen Messungen dieser Art [3] zeigte sich eine Mikrowellenleitfähigkeitsanisotropie, sobald bei genügend tiefen Temperaturen gleichzeitig ein elektrisches Gleichfeld und ein Mikrowellenfeld angelegt wurde. Diese Anisotropie wird durch die nichtlineare Strom-Spannungskennlinie im Bereich heißer Elektronen erklärt und äußert sich in unterschiedlichen Leitfähigkeiten je nach Winkel zwischen elektrischem Mikrowellenfeld und elektrischem Gleichfeld [4].

Da die bisherigen Leitfähigkeitsmessungen [2] [3] [4] nur bei 77 K und Frequenzen bis 35 GHz durchgeführt wurden, war es von Interesse, den Einfluß von Temperatur und höherer Frequenz auf die Mikrowellenleitfähigkeit zu untersuchen. Die Messungen sollen zeigen, ob außer der Temperaturabhängigkeit des Streumechanismus eine Entdämpfung des Resonators durch eine Instabilität auftritt, wenn an einen homogenen n-leitenden Indiumantimonidkristall mit injektionsfreien Kontakten ein elektrisches Driffeld angelegt wird.

2. Meßverfahren

Die Methode zur Bestimmung der Mikrowellenleitfähigkeit niederohmiger Halbleiter besteht nach Seifert [5] darin, einen Teil der metallischen Wandung eines Hohlraumresonators durch die zu untersuchende Probe zu ersetzen. Das Loch in der Wand des Meßresonators muß so gewählt werden, daß sein Rand keine Wandstromlinien des verwendeten Wellentyps schneidet, damit keine unkontrollierbare Abstrahlung durch den Schlitz auftritt. Da ein Gleichfeld an den Kristall angelegt wird, soll auch in der Halbleiterfläche des Resonators eine deutliche Vorzugsrichtung des elektrischen Mikrowellenfeldes existieren.

Der hier verwendete Meßresonator ist in der Schemaskizze Bild 1 zu erkennen. Es ist ein kreiszylindrischer Hohlraum von 6,25 mm Innendurchmesser mit der E_{11} - Welle, die an der linken Endplatte über einen Schlitz von der H_{10} - Welle im Eingangsrechteckhohlleiter angeregt wird. Der Schlitz liegt parallel zur Breitseite des Hohlleiters und genau in der Mitte der Resonatorendplatte, so daß die H_{01} - Welle im Hohlraum nicht angeregt wird. Mit Hilfe einer extra zu diesem Zweck gebauten Abtastvorrichtung konnte die H_{01} - Welle im Resonator nicht nachgewiesen werden.

In der rechten Endplatte befindet sich eine Bohrung, auf die der zu untersuchende Indiumantimonideinkristall isoliert aufgedrückt wird. Als Isolation wurde ein dünnes Glimmerplättchen mit kältebeständigem Kleber Deltabond auf der Endplatte befestigt. Der Durchmesser des Loches ist so gewählt, daß die auf der Endplatte verlaufenden Stromlinien nicht unterbrochen werden, da es eine kreisförmige Stromlinie gibt. Wie im rechten Teil des Bildes zu erkennen ist, gibt es innerhalb der kreisförmigen Stromlinie eine Vorzugsrichtung des elektrischen Mikrowellenfeldes. Deshalb kann zwischen Leitfähigkeit parallel und senkrecht zum elektrischen Gleichfeld unterschieden werden.

Dieser Resonator hat den Vorteil, daß er mechanisch abstimmbar ist, indem ein Kolben als Einkoppelplatte im Zylinder mittels einer sehr genauen Passung gleitet. Der Kristall kann zusammen mit dem Zylinder gegen die Einkoppelplatte und somit gegen die Polarisierung des Hochfrequenzfeldes gedreht werden. Dadurch ist der gewünschte Winkel zwischen Mikrowellenfeld und elektrischem Gleichfeld einstellbar.

Die Gesamtschaltung des Meßplatzes ist in Bild 2 zu sehen. Ein Funktionsgenerator wobbelt die Frequenz einer Rückwärtswellenröhre, die Mikrowellen zwischen 60 und 90 GHz erzeugt. Die Welle gelangt über eine Richtungsleitung und ein einstellbares Dämpfungsglied zu einem magischen T. In dem einen Seitenarm des magischen T liegt im Kryostateninnern am Ende eines längeren Hohlleiters der Meßresonator. Der Vergleichszweig des magischen T enthält ein verstellbares Präzisionsdämpfungsglied mit nachfolgender Mikrometerblindleitung. Beide Teile sind so eingestellt, daß der von ihnen gebildete Abschlußwiderstand fast rein reell ist und nur ein kleiner Blindanteil zur Kompensation der Reflexionen am Glimmerfenster des Kryostatendeckels übrig bleibt. Im Meßzweig wird an einer empfindlichen Diode die vom Resonator reflektierte Welle gleichgerichtet. Durch geeignete Wahl von Dämpfungsglied und E-H-Tuner wird eine Anpassung der Diode angestrebt, so daß die Resonanzkurve auf dem Oszillographen betrachtet werden kann.

Das elektrische Gleichfeld wird in Form von Impulsen mit $1 \mu\text{s}$ Dauer an den Kristall gelegt. Wegen der hohen Leitfähigkeit des verwendeten Halbleitermaterials und der durch die Art der Mikrowellenmessung notwendigen Probengeometrie ist das Indiumantimonidplättchen sehr niederohmig. Sein Gleichstromwiderstand verändert sich auf Grund der nichtlinearen Kennlinie mit der angelegten Spannung und ist außerdem von der Temperatur abhängig. Er liegt etwa bei 5Ω .

Für Versuche mit hohen elektrischen Gleichfeldern, mußte deshalb ein Impulsgenerator mit großer Leistung gebaut werden. Die Funktionsweise des Gerätes beruht auf der Entladung von Laufzeitketten über ein Quecksilberrelais. Es gibt mit einer zwischen 0 und 500 V stufenlos einstellbaren Amplitude Impulse von $1 \mu\text{s}$ Dauer mit Anstiegszeiten unter 100 ns an angepaßte Verbraucher ab. Die Laufzeitketten sind austauschbar zwischen 5Ω und 20Ω Wellenwiderstand. Die Pulsfolgefrequenz des Generators kann von 1 Hz bis 100 Hz kontinuierlich eingestellt werden.

Zur Vermeidung unnötiger Reflexionen sind die Zuleitungskabel zur Probe mit 5Ω Wellenwiderstand ausgeführt. Die Verbindungsleitung zwischen Kryostatendeckel und Plättchen besteht aus zwei konzentrischen dünnwandigen V 2 A-Rohren, die erst kurz vor dem Plättchen in biegsame Einzeldrähte übergehen, damit der Zylinder des Resonators zusammen mit dem Plättchen gedreht werden kann. Am Kryostatendeckel ist eine Meßeinrichtung für Strom und Spannung angebracht. Beide werden an einem Speicheroszillographen angezeigt.

Zur Strommessung wird die Spannung an einem bifilar gewickelten Widerstand von $0,633 \Omega$ betrachtet.

Der Ausgang des Impulsgenerators wird über einen Spannungsteiler 1 : 10 an den Triggereingang eines zweiten Impulsgenerators gelegt, dessen Impulse den Oszillographen hinter der Mikrowellendiode für 1 bis $2 \mu\text{s}$ helltasten.

Der Meßresonator befindet sich in einem Verdampferkryostaten [6], in dessen Arbeitsraum durch Regelung des Kältemitteldurchsatzes die Temperatur zwischen etwa 5 K und 300K sehr genau eingestellt werden kann. Der Arbeitsraum ist umgeben vom Verdampfer, einem Kupferzylinder mit Kälte-

schlange, mit dem der Resonator durch Heliumgas und Kontaktfedern in Wärmeaustausch steht. Der Verdampfer wird durch einen vakuumisolierten abgasgekühlten Strahlungsschirm geschützt.

Mittels einer heliumdichten Förderpumpe wird nun das Kältemittel aus der Heliumkanne über den Heber durch Verdampfer, Strahlungsschirm und ein Bypassventil in die Heliumrückgewinnungsanlage befördert.

Die Temperatur wird direkt am Verdampfer mit Kohlewiderstand und Thermistor in einer 1 kHz-Brücke gemessen. Ein Regelgerät stellt die Abweichung vom Sollwert fest und steuert das elektromagnetische Bypassventil, das zur Vermeidung von Temperaturschwingungen durch einen von Hand einstellbaren Bypass überbrückt ist.

Im kalten Zustand ist der Meßresonator vom Kryostatendeckel aus abstimmbar, und der Zylinder kann gedreht werden, so daß die Betriebsfälle E_{\sim} parallel zu $E_{_}$ und E_{\sim} senkrecht zu $E_{_}$ einstellbar sind. Die Konstruktionszeichnung des Kryostateneinsatzes im Verdampferkryostaten zeigt Bild 3.

3. Präparierung der Indiumantimonidprobe

Das Halbleiterplättchen, das an den Resonator von außen aufgedrückt wird, ist in Bild 4 dargestellt. Die Abmessungen, die zu einem Widerstand von etwa 5Ω führen, sind durch den Verwendungszweck vorgegeben. Die Breite kann nicht mehr unterschritten werden, weil das Loch des Resonators vollständig abgedeckt sein muß. Die Dicke ist aus Festigkeitsgründen bei der Kontaktierung gegeben, während die Länge durch den Platz im Raum hinter dem Resonator begrenzt ist. Das Plättchen wurde mit einer Innenlochsäge bei sehr kleinem Vorschub so geschnitten, daß die Längsrichtung mit der 111-Richtung übereinstimmt. Mit der in [7] beschriebenen Aufdampfanord-

nung wurden an den Enden Indiumflächen von 10μ Dicke aufgebracht, nachdem das Plättchen mit CP4 angeätzt und durch Glimmentladung gesäubert worden war. In die Mitte jeder Indiumfläche wurde eine Reihe von 14 Kontakten durch Thermokompressionsschweißung mit 37μ Golddrähten gelegt. Für die Messung der Gleichstromeigenschaften wurden zusätzliche Kontakte aufgeschweißt.

4. Das Gleichstromverhalten der Indiumantimonidprobe

Die Hallmessung an der Indiumantimonidprobe für 77 K ergab eine Ladungsträgerdichte $n = 1,55 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Bei diesem verhältnismäßig reinen Material bekommt man bereits eine hochdotierte Randschicht durch Indiumbedampfung. Kriterium für die Minoritätsträgerinjektion war der Einsatzpunkt der Pinchschwingung. Während bei reinen Metall-Halbleiterkontakten, die durch Thermokompressionsschweißung von Golddrähten auf Indiumantimonid hergestellt waren, der Pinch bei einer Feldstärke von ca. 100 V/cm auftrat, zeigte er sich nach vorheriger Indiumbedampfung erst oberhalb des Durchbruchs. Eine eventuelle geringe Minoritätsträgerinjektion der Anode kann sich auf die Mikrowellenmessungen, die in der Mitte des Plättchens vorgenommen werden, nicht auswirken, da die Löcher wegen der geringen ambipolaren Beweglichkeit während $1 \mu \text{ s}$ nicht weit genug vordringen. Dies ist für die Messung bei verschiedenen Temperaturen von Bedeutung, weil die Dichte der freien Ladungsträger zu sehr tiefen Temperaturen hin im Nullfeldfall abnimmt, womit auch die Dichte der injizierten Löcher schwankt. Die häufig verwendete höhere Randschichtdotierung mit einer Indiumtellurlegierung könnte hier schädlich wirken. Im Temperaturbereich zwischen 5 K und 77 K konnte bei der hier verwendeten Kontaktierungsart unterhalb von 180 V/cm kein Pincheffekt beobachtet werden.

In Bild 5 ist der Verlauf der Stromdichte der Probe in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke für verschiedene Temperaturen dargestellt. Die Stromdichte steigt vom Nullpunkt her im Bereich elastischer Streuung zunächst linear mit der Feldstärke an. Es folgt ein gekrümmter und ein linearer Bereich, in dem die Elektronen eine höhere Temperatur annehmen als das Gitter. Hier tritt wegen der Energiezunahme der Elektronen stärkere Streuung ein und die Beweglichkeit des Materials nimmt ab. Die Leitfähigkeit steigt erst wieder an, wenn durch Stoßionisation größere Ladungsträgerdichten auftreten. Die Stromdichte nimmt hier nach einem Exponentialgesetz zu, dessen Exponent zu niedrigen Temperaturen hin abnimmt. Einflüsse der Probenoberfläche auf die Kennlinien sind wegen des verhältnismäßig großen Probenvolumens gering zu bewerten. Im Anfangsteil der Kennlinien zeigt sich ein deutliches Anwachsen der Leitfähigkeit zu tiefen Temperaturen hin. Bei 30 K wurde die Kennlinie auch bei niedrigen Feldstärken bis herunter zu 136 mV/cm aufgenommen, wobei sich im Rahmen der Meßgenauigkeit die Gerade in Bild 6 ergab. Der Verlauf der Leitfähigkeit für verschiedene elektrische Feldstärken in Abhängigkeit von der Temperatur ist in Bild 7 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist der Übergang von der Eigenleitung zur Störstellenleitung bei etwa 140 K.

5. Messung der Resonatorgüte im Nullfeldfall

Um den Einfluß des Indiumantimonidkristalls auf einen Mikrowellenresonator beurteilen zu können, muß die unbelastete Güte des Reflexionsresonators aus dem Verlauf des Reflexionsfaktorbetrages bestimmt werden. Es handelt sich hier um einen stark unterkritisch gekoppelten Resonator, der in genügender Entfernung von der Resonanzfrequenz den Reflexionsfaktor $|\underline{\Gamma}| < 1$ hat, und bei Wobblung der Frequenz der Rückwärtswellenröhre erscheint die Resonanzkurve auf dem Oszillographenschirm. Aus der Kenntnis von $|\underline{\Gamma}_{\min}|$ bei Resonanz ist das $|\underline{\Gamma}_0|$ berechenbar, bei dem die Resonanzbandbreite Δf_0 abge-

lesen werden kann. Aus Δf_0 wird die unbelastete Güte Q_0 bestimmt.

Ein besonderes Meßproblem ergibt sich durch die Länge des Verbindungshohlleiters zwischen magischem T und Resonatoreinkoppelplatte, der viele halbe Wellenlängen enthält. Damit wird eine breitbandige Abstimmung der Bauteile im anderen Seitenarm und im Empfangszweig schwierig. Die Versuche haben ergeben, daß in der Gegend von 76 GHz der breitbandige Abgleich am leichtesten zu finden ist. Der Abgleich aller Abstimmelemente ist dann gelungen, wenn bei mechanisch verstimmtem Resonator mit $|\underline{\Gamma}| = 1$ die vom Oszillographen angezeigte Spannung im gewünschten Frequenzbereich konstant ist.

Zur genauen Gütebestimmung sind also folgende Oszillographenbilder im selben Frequenzbereich zu photographieren:

1. Nulllinie bei voll hereingedrehtem Dämpfungsglied 6 oder 10
2. Grundlinie bei mechanisch verstimmtem Resonator
3. Resonanzkurve

Die Überlagerung aller drei Kurven ermöglicht die Auswertung, wie Bild 8 an einem Beispiel zeigt. Die Mikrowellendiode richtet quadratisch gleich.

Bei Ginzton [8] wird die Berechnung von Q_0 aus dem Verlauf der Welligkeit (VSWR) k durchgeführt und kann hier für die Messung des Reflexionsfaktorbetrages abgewandelt werden:

$$|\underline{\Gamma}| = \frac{k - 1}{k + 1} \quad (1)$$

Der Kopplungsfaktor β_K bestimmt sich somit aus dem Reflexionsfaktor bei Resonanz :

$$\beta_K = \frac{1}{k_{00}} = \frac{Q_0}{Q_{ext}} = \frac{1 - |\underline{\Gamma}_{min}|}{1 + |\underline{\Gamma}_{min}|} \quad (2)$$

Nach Ginzton [8] gilt für die Bestimmung der unbelasteten Güte :

$$h_o = \frac{2 + \beta_K^2 + \sqrt{4 + \beta_K^4}}{2\beta_K} \quad (3)$$

und für die belastete Güte :

$$h_L = \frac{1 + \beta_K + \beta_K^2 + (1 + \beta_K) \sqrt{1 + \beta_K^2}}{\beta_K} \quad (4)$$

Für die jeweiligen Werte des Reflexionsfaktorbetrages ergibt sich hieraus:

$$|\Gamma_o| = \frac{2 - 2\beta_K + \beta_K^2 + \sqrt{4 + \beta_K^4}}{2 + 2\beta_K + \beta_K^2 + \sqrt{4 + \beta_K^4}} \quad (5)$$

$$\Gamma_L = \frac{1 + \beta_K^2 + (1 + \beta_K) \sqrt{1 + \beta_K^2}}{1 + 2\beta_K + \beta_K^2 (1 + \beta_K) \sqrt{1 + \beta_K^2}} \quad (6)$$

Der in dieser Arbeit verwendete Resonator ist sehr schwach mit dem Eingangsrechteckhohlleiter verkoppelt und β_K liegt in der Gegend von 0, 1. Deshalb kann der Unterschied zwischen belasteter und unbelasteter Güte kaum festgestellt werden.

Die Wellentypkarte des Resonators Bild 9, die bei Raumtemperatur mit aufgelegtem Indiumantimonidplättchen gemessen wurde, zeigt, daß nur H_{11}^- und E_{11}^- Resonanzen angeregt werden. Für eine Frequenz von 76 GHz sind die Resonanzeinbrüche in Abhängigkeit von der Resonatorlänge 1 aufgetragen .

Da die Resonanzen bei längerem Resonator eine höhere Güte haben, wurde die E_{115}^- - Resonanz gewählt. Dem Vorteil der leichteren Abstimmbarkeit

der Meßapparatur steht der Nachteil gegenüber, daß unterhalb von 75 GHz die Länge des Resonators nicht mehr ausreicht. Die Wellenlängen der einzelnen Wellentypen sind für die jeweilige Frequenz Bild 10 zu entnehmen.

Zur Bestimmung der Bandbreite Δf_0 ist eine genaue Eichung des Frequenzwobbelhubes erforderlich. Deshalb wird die Horizontalverschiebung der Resonanz auf dem Oszillographenschirm in Abhängigkeit von der Resonatorlänge gemessen und in einen äquivalenten Wobbelhub umgerechnet. Dies ist möglich, weil die Veränderung der Resonatorlänge über ein hochuntersetztes Getriebe auf 0,01 mm genau ablesbar ist.

6. Gütemessung während der Gleichstromimpulse

Damit der Indiumantimonidkristall nicht thermisch überlastet wird, haben die Gleichstromimpulse nur eine Dauer von 1 μ s. Die vom Oszillographen 2 angezeigten Resonanzkurven erhalten durch die Helltastung während des Impulses die in Bild 11 gezeigte Form. Wenn an dem Kristall ein Impuls mit sehr kurzer Anstiegszeit liegt, ergibt die Einhüllende der Impulse die neue Resonanzkurve. Man erkennt in dem Bild eine Güteänderung und eine Verschiebung der Mittenfrequenz. Es handelt sich hier um die E_{115} -Resonanz bei 30 K, deren Güte durch ein elektrisches Gleichfeld von 12 V/cm steigt. Die Frequenzablenkung beträgt 27 MHz pro Skalenteil und unterhalb der Resonanz hat man sich eine waagrecht verlaufende Grundlinie für den Fall der mechanischen Verstimmung zu denken.

Wenn jedoch durch Fehlanpassung des Impulsgenerators an den Kristall auf Grund der nichtlinearen Strom-Spannungskennlinie und der Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit längere Anstiegszeiten entstehen, gibt die Einhüllende die neue Resonanzkurve nur dann wieder, wenn sich die Reso-

nanzkurve mit der angelegten Spannung monoton ändert. Dies ist meistens nicht der Fall. Daher ist eine zeitliche Feinstrukturanalyse eines jeden Impulses nötig, bei der die Zuordnung von Spannungsimpuls am Kristall und Diodenspannung ausgewertet werden muß. In den meisten Fällen genügt es, die Diodenspannung am Ende des Gleichstromimpulses zu messen. Nur so ist es möglich, auch die Lage der Schnittpunkte von gestasteter und ungestasteter Resonanzkurve genau zu ermitteln, aus denen nach [2] Real- und Imaginärteil der Mikrowellenleitfähigkeit des Kristalls bestimmt werden kann.

Kleine Güteänderungen durch Impulse lassen sich beim schwach angekoppelten Resonator auch recht genau aus der Impulshöhe bei der Resonanzfrequenz f_0 bestimmen.

Die Einkoppelplatte wird beschrieben durch die Streumatrix

$$\begin{pmatrix} \underline{\Gamma}_{00} & \underline{\Gamma}_{01} \\ \underline{\Gamma}_{01} & \underline{\Gamma}_{11} \end{pmatrix} \quad (7)$$

und die Kreishohlleiterwelle mit der Ausbreitungskonstanten $\underline{\gamma} = \alpha + j\beta$ findet nach einer Länge l die Abschlußplatte mit dem zeitabhängigen Reflexionsfaktor $\underline{\Gamma}_{22}(t)$ vor. Eine genauere Beschreibung der Abschlußplatte ist nicht nötig, da sich Eindringtiefe zu Plättchendicke etwa wie 1 : 100 verhalten. So entsteht das Signalfußdiagramm Bild 12, aus dem sich der Eingangsreflexionsfaktor $\underline{\Gamma}(t)$ des Meßresonators berechnen läßt:

$$\underline{\Gamma}(t) = \underline{\Gamma}_{00} + \frac{\underline{\Gamma}_{01}^2 \underline{\Gamma}_{22}(t) e^{-2\gamma l}}{1 - \underline{\Gamma}_{11} \underline{\Gamma}_{22}(t) e^{-2\gamma l}} \quad (8)$$

Für den von der Diode gemessenen quadrierten Reflexionsfaktor-
betrag ergibt sich :

$$|\underline{\Gamma}(t)|^2 = |\underline{\Gamma}_{00}|^2 + \frac{1}{\underline{N}(t)_1} \left[|\underline{\Gamma}_{01}|^4 |\underline{\Gamma}_{22}(t)|^2 e^{-4\alpha\ell} \right. \\ \left. + 2 |\underline{\Gamma}_{00}| |\underline{\Gamma}_{01}|^2 |\underline{\Gamma}_{22}(t)| e^{-2\alpha\ell} \cos(2\beta\ell - \varphi_{00} + 2\varphi_{01} + \varphi_{22}(t)) \right. \\ \left. - 2 |\underline{\Gamma}_{00}| |\underline{\Gamma}_{01}|^2 |\underline{\Gamma}_{22}(t)|^2 |\underline{\Gamma}_{11}| e^{-4\alpha\ell} \cos(-\varphi_{00} + 2\varphi_{01} - \varphi_{11}) \right]$$

$$\underline{N}(t)_1 = 1 + |\underline{\Gamma}_{11}|^2 |\underline{\Gamma}_{22}(t)|^2 e^{-4\alpha\ell} \\ - 2 |\underline{\Gamma}_{11}| |\underline{\Gamma}_{22}(t)| \cos(2\beta\ell + \varphi_{11} + \varphi_{22}(t)) e^{-2\alpha\ell} \quad (9)$$

Bei Resonanz liegen folgende Phasenverhältnisse vor:

$$2\beta\ell + \varphi_{11} + \varphi_{22}(t) = 0 \quad (10)$$

Dann gilt für die Mitte des Resonanzeinbruchs:

$$|\underline{\Gamma}(t)|_{\min}^2 = |\underline{\Gamma}_{00}|^2 + \frac{|\underline{\Gamma}_{01}|^4 |\underline{\Gamma}_{22}(t)|^2 e^{-4\alpha\ell}}{(1 - |\underline{\Gamma}_{11}| |\underline{\Gamma}_{22}(t)| e^{-2\alpha\ell})^2} \\ + \frac{2 |\underline{\Gamma}_{00}| |\underline{\Gamma}_{01}|^2 |\underline{\Gamma}_{22}(t)| e^{-2\alpha\ell} (1 - |\underline{\Gamma}_{11}| |\underline{\Gamma}_{22}(t)| e^{-2\alpha\ell}) \cos(-\varphi_{00} + 2\varphi_{01} - \varphi_{11})}{(1 - |\underline{\Gamma}_{11}| |\underline{\Gamma}_{22}(t)| e^{-2\alpha\ell})^2} \quad (11)$$

Die Bezugsebene wird nun so gelegt, daß

$$-\varphi_{00} + 2\varphi_{01} - \varphi_{11} = \pi \quad (12)$$

zu einer einfachen Resonanzbeziehung führt :

$$|\underline{\Gamma}(t)|_{\min}^2 = \left[|\underline{\Gamma}_{00}| - \frac{|\underline{\Gamma}_{01}|^2 |\underline{\Gamma}_{22}(t)| e^{-2\alpha\ell}}{1 - |\underline{\Gamma}_{11}| |\underline{\Gamma}_{22}(t)| e^{-2\alpha\ell}} \right]^2 \quad (13)$$

Im Falle der hier vorliegenden stark unterkritischen Kopplung gilt:

$$|\underline{\Gamma}(t)|_{\min}^2 \approx |\underline{\Gamma}_{00}|^2 - \frac{2 |\underline{\Gamma}_{00}| |\underline{\Gamma}_{01}|^2 |\underline{\Gamma}_{22}(t)| e^{-2\alpha\ell}}{1 - |\underline{\Gamma}_{11}| |\underline{\Gamma}_{22}(t)| e^{-2\alpha\ell}} \quad (14)$$

Wenn nun die Resonanzkurve zur Zeit $t = 0$ aus der Messung im gleichstromfreien Fall bekannt ist, so kann aus ihr die Güteänderung zur Zeit $t = t_1$ aus der Änderung von $|\underline{\Gamma}(t)|_{\min}^2$ bestimmt werden. An der Mikrowellendiode erscheint die Spannungsänderung

$$\left[|\underline{\Gamma}_{00}|^2 - |\underline{\Gamma}(t=t_1)|_{\min}^2 \right] - \left[|\underline{\Gamma}_{00}|^2 - |\underline{\Gamma}(t=0)|_{\min}^2 \right]$$

Weit außerhalb der Resonanz kann mit guter Genauigkeit der Reflexionsfaktor zu $\underline{\Gamma}_{00}$ angenommen werden. Deshalb ist es zweckmäßig, die Spannungsänderung auf die Höhe des Resonanzeinbruchs

$$|\underline{\Gamma}_{00}|^2 - |\underline{\Gamma}(t=0)|_{\min}^2$$

zu beziehen. Mit (14) erhält man dann:

$$\frac{|\underline{\Gamma}(t=0)|_{\min}^2 - |\underline{\Gamma}(t=t_1)|_{\min}^2}{|\underline{\Gamma}_{00}|^2 - |\underline{\Gamma}(t=0)|_{\min}^2} = -1 + \frac{|\underline{\Gamma}_{22}(t=t_1)| (1 - |\underline{\Gamma}_{11}| |\underline{\Gamma}_{22}(t=0)| e^{-2\alpha\ell})}{|\underline{\Gamma}_{22}(t=0)| (1 - |\underline{\Gamma}_{11}| |\underline{\Gamma}_{22}(t=t_1)| e^{-2\alpha\ell})} \quad (15)$$

Für eine kleine Abweichung δ aus der Resonanz ergibt sich mit Gl. (8):

$$|\underline{\Gamma}(t)|^2 = |\underline{\Gamma}_{00}|^2 + \frac{1}{N(\delta)_2} \left[|\underline{\Gamma}_{01}|^4 |\underline{\Gamma}_{22}(t)|^2 e^{-4\alpha\ell} - 2 |\underline{\Gamma}_{00}| |\underline{\Gamma}_{01}|^2 |\underline{\Gamma}_{22}(t)| e^{-2\alpha\ell} (1 - |\underline{\Gamma}_{11}| |\underline{\Gamma}_{22}(t)| e^{-2\alpha\ell} - \frac{\delta^2}{2}) \right]$$

$$N(\delta)_2 = (1 - |\underline{\Gamma}_{11}| |\underline{\Gamma}_{22}(t)| e^{-2\alpha\ell})^2 + |\underline{\Gamma}_{11}| |\underline{\Gamma}_{22}(t)| e^{-2\alpha\ell} \delta^2$$

Bei schwacher Ankopplung wird hieraus:

$$|\Gamma(t)|^2 \approx |\Gamma_{00}|^2 - 2 \frac{|\Gamma_{00}| |\Gamma_{01}|^2 |\Gamma_{22}(t)| e^{-2\alpha\ell}}{1 - |\Gamma_{11}| |\Gamma_{22}(t)| e^{-2\alpha\ell}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{|\Gamma_{11}| |\Gamma_{22}(t)| e^{-2\alpha\ell} \delta^2}{(1 - |\Gamma_{11}| |\Gamma_{22}(t)| e^{-2\alpha\ell})^2}} \quad (17)$$

Für $\delta = 0$ erscheint wieder Gl. (14). Die Bandbreite $\Delta(t)$ errechnet sich aus:

$$\frac{|\Gamma_{11}| |\Gamma_{22}(t)| e^{-2\alpha\ell} \delta_1^2(t)}{(1 - |\Gamma_{11}| |\Gamma_{22}(t)| e^{-2\alpha\ell})^2} = 1$$

$$\Delta(t) = 2 \delta_1(t) = \frac{2 (1 - |\Gamma_{11}| |\Gamma_{22}(t)| e^{-2\alpha\ell})}{\sqrt{|\Gamma_{11}| |\Gamma_{22}(t)|} e^{-\alpha\ell}} \quad (18)$$

Im vorliegenden Fall kann $\Delta(t)$ auch als Bandbreite zur unbelasteten Güte angesehen werden, zu der Δf_0 proportional ist. Damit wird die relative Güteänderung:

$$\frac{Q(t=0) - Q(t=t_1)}{Q(t=0)} = \frac{\Delta Q}{Q(t=0)}$$

$$= \frac{\frac{f_0(t=0) - f_0(t=t_1)}{\Delta f_0(t=0)} - \frac{f_0(t=t_1) - f_0(t=t_1)}{\Delta f_0(t=t_1)}}{\frac{f_0(t=0)}{\Delta f_0(t=0)}} \approx -1 + \frac{\Delta f_0(t=0)}{\Delta f_0(t=t_1)} \quad (19)$$

wobei der Fehler durch die Verschiebung der Mittenfrequenz nicht in das Gewicht fällt. Durch die Kombination der Gleichungen (15), (18) und (19) läßt sich für den schwach gekoppelten Resonator in sehr guter Näherung schreiben :

$$\frac{|\Gamma(t=0)|_{\min}^2 - |\Gamma(t=t_1)|_{\min}^2}{|\Gamma_{00}|^2 - |\Gamma(t=0)|_{\min}^2} \approx -1 + \frac{\Delta f_0(t=0)}{\Delta f_0(t=t_1)} = \frac{\Delta Q(t=t_1)}{Q(t=0)} \quad (20)$$

Die Vorzeichen in Gleichung (20) sind so gewählt, daß eine Güteverbesserung durch Anlegen eines elektrischen Feldes ein positives ΔQ ergibt.

7. Meßergebnisse

Je nach Temperatur, Feldstärke und Stellung des Plättchens ergeben sich Entdämpfungen oder Bedämpfungen des Resonators gegenüber dem Nullfeldfall. Für verschiedene Temperaturen sieht man in Bild 13 die Entdämpfung des mit InSb belegten Resonators durch Anlegen eines elektrischen Gleichfeldes. Das elektrische Gleichfeld liegt parallel zum elektrischen Mikrowellenfeld. Ordinate ist die durch zeitliche Feinstrukturanalyse des Mikrowellenimpulses gewonnene relative Güteänderung bezogen auf die Nullfeldgüte gemäß Gleichung (20). In Bild 14 ist der Unterschied zwischen den Güten für $E_{\sim} || E_{-}$ und $E_{\sim} \perp E_{-}$ bei einer Temperatur von 30 K zu erkennen.

Aus beiden Bildern ergeben sich folgende Abhängigkeiten:

- a) Oberhalb von etwa 55 K gibt es nur Bedämpfungen des Resonators durch den InSb-Kristall bei steigender Feldstärke gegenüber dem Nullfeldfall. Dies gilt besonders im Bereich heißer Elektronen , in dem die Mikrowellenbeweglichkeit durch polaroptische Streuung abnimmt.
- b) Unterhalb von etwa 55 K beginnt ein Temperaturbereich, in dem bei Anlegen eines Gleichfeldes zunächst eine Entdämpfung des Resonators eintritt. Im Bereich heißer Elektronen geht sie mit wachsender Feldstärke wieder in eine Bedämpfung über. Zu tieferen Temperaturen hin wird die Gütezunahme immer größer, hat aber für alle Temperaturen ein Maximum bei einem elektrischen Gleichfeld von etwa 10 V/cm, wo der Bereich warmer Elektronen mit polaroptischer Streuung beginnt.
- c) Es zeigt sich die erwartete Leitfähigkeitsanisotropie im Bereich heißer

Elektronen an der Aufspaltung der Gütekurve in Bild 14. Die Güte für $E_{\sim} \parallel E_{\perp}$ bleibt jedoch immer kleiner als für $E_{\sim} \perp E_{\perp}$, auch bei kleinen Feldstärken.

Bild 15 zeigt nun die Änderung der unbelasteten Güte des InSb - belegten Resonators gegenüber der Güte des Resonators bei Abdeckung mit einem Cu-Plättchen in Abhängigkeit von der Temperatur. Parameter der Kurven sind elektrische Feldstärken von 0; 2; 5 V/cm. Gestrichelt eingezeichnet ist die Grenzkurve der maximalen Güte, die den Maxima der Kurvenschaar in Bild 13 entspricht. Die höchsten Güten werden in der Gegend von 30 K gemessen, wobei jedoch für $E_{\sim} \perp E_{\perp}$ die Güte noch höher ausfällt als bei der Grenzkurve, für die $E_{\sim} \parallel E_{\perp}$ gilt.

Ob die Güte des InSb-belegten Resonators bei 30 K wirklich höher als mit Kupferabdeckung wird, muß erst in einer Apparatur mit höherer Genauigkeit überprüft werden.

Die Resonatorentdämpfung konnte auch festgestellt werden, wenn anstelle der E_{115} - Resonanz eine H_{11m} -Resonanz eingestellt wurde. Ebenso trat der Effekt im gesamten Frequenzbereich zwischen 73 und 80 GHz auf.

8. Diskussion der Meßergebnisse

Schließt man zunächst den Einfluß von Instabilitäten durch Laufzeiteffekte im Halbleiterplasma zur Erklärung der gemessenen Resonatorentdämpfung aus, so wirken auf die Resonatorgüte Real- und Imaginärteil der Mikrowellenleitfähigkeit des Halbleiters. Diese unterscheiden sich senkrecht und parallel zum elektrischen Gleichfeld. Nach [2] können sie bestimmt werden aus Real- und Imaginärteil der Oberflächenimpedanz des InSb. Diese wiederum ergeben sich aus der Änderung der unbelasteten Güte und der Frequenzverschiebung des Resonators bei Anlegen eines elektrischen Feldes. Die Eichung des Re-

sonators wird dadurch vorgenommen, daß das InSb-Plättchen durch ein Kupferplättchen ersetzt wird und für den ungeladeten Fall die Oberflächenimpedanz des InSb-Plättchens aus den Gleichstromwerten berechnet wird. In [2] werden dazu folgende Formeln angegeben:

$$R = \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2 \sigma_r}} \sqrt{\frac{\sqrt{1 + \gamma_M^2} + \gamma_M}{1 + \gamma_M^2}} \quad (21)$$

$$X = \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2 \sigma_r}} \sqrt{\frac{\sqrt{1 + \gamma_M^2} - \gamma_M}{1 + \gamma_M^2}} \quad (22)$$

$$\gamma_M = \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_r + \sigma_i}{\sigma_r} \quad (23)$$

$$\sigma_r = 2 \omega \mu_0 \frac{R X}{(R^2 + X^2)^2} \quad (24)$$

$$\sigma_i = -\omega \epsilon_0 \epsilon_r + \omega \mu_0 \frac{R^2 - X^2}{(R^2 + X^2)^2} \quad (25)$$

Die Resonatorgüte hängt mit dem Realteil der Oberflächenimpedanz zusammen:

$$\frac{1}{Q} = A + B R \quad (26)$$

während die relative Frequenzverschiebung Ω aus dem Imaginärteil der Oberflächenimpedanz berechnet wird:

$$-\Omega = A + B X \quad (27)$$

Nach [4] gilt bei kleinen elektrischen Gleichfeldern, wo die Kennlinienkrümmung vernachlässigt werden kann:

$$\sigma_{ro} = \frac{\sigma_{int}}{1 + (\omega \tau_m)^2} \quad ; \quad \sigma_{io} = \frac{\sigma_{int}}{1 + (\omega \tau_m)^2} (-\omega \tau_m) \quad (28)$$

Die integrale Leitfähigkeit σ_{int} ist mit der Gleichstromleitfähigkeit σ_{-} identisch. Die Impulsrelaxationszeit errechnet sich zu

$$\tau_m = \frac{m^*}{e^2 n} \cdot \frac{\gamma_{-}}{E_{-}} \quad (29)$$

Für das untersuchte Plättchen ist der Einfluß der Impulsrelaxationszeit für 76 GHz aus Bild 16 zu ersehen. Es läßt sich somit abschätzen, daß im Rahmen der Meßgenauigkeit

$$\sigma_i \approx -\omega \epsilon_0 \epsilon_r + \frac{\omega \mu_0}{R^2} \quad (30)$$

für den interessierenden Temperatur- und Feldstärkebereich angenommen werden kann. Je höher die Meßfrequenz liegt, desto genauer ist die Abschätzung (30).

Der Resonator wird nach [2] durch Abdeckung mit Kupfer geeicht, so daß

$$A = \frac{1}{Q_{cu}} \quad (31)$$

gesetzt werden kann. Aus den Gleichungen (26) und (30) läßt sich dann eine Beziehung für den Imaginärteil der Leitfähigkeit ableiten:

$$\sigma_i \approx \sigma_{io} \frac{B^2 Q_{cu}^2 \left(1 + \frac{Q_{cu}}{\Delta Q}\right)^2 - \frac{1}{Z_F^2}}{B^2 Q_{cu}^2 \left(1 + \frac{Q_{cu}}{\Delta Q_0}\right)^2 - \frac{1}{Z_F^2}} \quad ; \quad Z_F = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_r}} \quad (32)$$

Die Umrechnung der Meßkurven aus Bild 15 ergibt außerordentlich hohe Werte für den Imaginärteil der Leitfähigkeit in Bild 17.

Für 77 K Gittertemperatur gibt es von Bonek, Pötzl und Richter eine Theorie der Leitfähigkeit, nach der der Energieaustausch zwischen Ladungsträgern und Kristallgitter über die polaren optischen Phononen erfolgt. Sie setzen eine gedriftete Maxwellverteilung der Elektronen in die Boltzmann-Gleichung ein, woraus sich Impuls- und Erhaltungssatz durch Integration über den Impulsraum ergeben. Mit einem Kleinsignalansatz für Impuls, elektrische Feldstärke und Elektronentemperatur erhalten sie Ausdrücke für Real- und Imaginärteil der Leitfähigkeit für die Fälle $E_0 \parallel E_{\sim}$ und $E_0 \perp E_{\sim}$. Auch die mit diesem Plättchen gemessenen Resonatorgüten zeigten in der Gegend von 77 K bis kurz vor dem Durchbruch das nach dieser Theorie zu erwartende Verhalten. Die Güte muß sich zu höheren elektrischen Gleichfeldern hin verschlechtern.

Eine Erklärung wäre die Entleerung von Störstellen durch das elektrische Feld. Bei höheren Temperaturen sind die Störstellen bereits thermisch entleert. Es bleibt jedoch fraglich, ob die Leitfähigkeit des InSb so hohe Werte wie in den Kurvenverläufen b, c, d in Bild 17 durch diesen Effekt annehmen kann.

Eine longitudinale Zweistrominstabilität ist bei dieser Anordnung ebenfalls unwahrscheinlich, da eventuell von der Anode emittierte Löcher in $1 \mu\text{s}$ den aktiven Teil des Kristalls noch nicht erreicht haben und kein geeigneter Kopplungsmechanismus zwischen Mikrowellenfeld und Plasmawelle vorliegt. Neuere Berechnungen von Grasl und Zimmerl [9] ergeben ebenfalls, daß für die Zweistrominstabilität eine höhere Löcherdichte notwendig ist.

Ebenso unwahrscheinlich ist die Ausbildung einer akustischen Domäne, da $1 \mu\text{s}$ Dauer zu ihrer Ausbildung zu kurz ist und keine eindeutige Vorzugsrichtung des Plättchens im Bereich $0 - 90^\circ$ für den Winkel zwischen E_{\perp} und E_{\parallel} festgestellt werden konnte.

Aus den Messungen geht jedoch hervor, daß keine Strahlung des Plättchens im Sinne der Larrabee-Emission auftritt, weil deutliche Schnittpunkte der Resonanzkurven des belasteten und unbelasteten Falles vorliegen.

9. Schlußbemerkung

Die Gütemessung an einem Resonator, dessen Wandung teilweise durch einen Indiumantimonideinkristall ersetzt ist, ergibt unterhalb von 55 K bei niedrigen elektrischen Driftfeldern eine Entdämpfung des Resonators gegenüber dem Nullfeldfall. Zu höheren elektrischen Feldern hin erscheint eine zunehmende Bedämpfung. Wegen der großen Impulsrelaxationszeiten und der hohen Meßfrequenz kann mit einem sehr geringen Fehler der Imaginärteil der Mikrowellenkleinsignalleitfähigkeit bestimmt werden. Bei hohen Güten in der Gegend von 30 K, muß das genaue Verhalten der Probe in einer Apparatur mit größerer Genauigkeit untersucht werden. Erst dann kann entschieden werden, ob durch Laufzeiteffekte im Halbleiterplasma eine Instabilität hervorgerufen wurde, oder ob die Entdämpfung auf eine Entleerung von Störstellen durch das elektrische Feld zurückzuführen ist.

10. Literatur

- [1] W. Köchner : " Untersuchung der Zweistrom-Instabilität in driftenden Halbleiterplasmen " AEÜ 19 [1965] , p. 445
- [2] E. Bonek : " Leitfähigkeitsmessungen an InSb bei 9,4 GHz in hohen elektrischen Gleichfeldern " AEÜ 24 [1970] p. 323
- [3] F. Seifert :
H. Pötzl
K. Richter " Die Anisotropie der Mikrowellenleitfähigkeit heißer Elektronen im Indiumantimonid. " Bericht HL 5 der Lehrkanzel für physikalische Elektronik der TH Wien
- [4] E. Bonek :
H. Pötzl
K. Richter " High - Frequency Behavior of Hot Electrons in One-Valley Polar Semiconductors " Phys. Chem. Solids 1970 Vol. 31 p. 1151
- [5] F. Seifert : " Mikrowellenmessungen der Leitfähigkeit niederohmiger Halbleiter " AEÜ 19 [1965] p. 492
- [6] L. Küller : " Die kältetechnischen Apparaturen zur Untersuchung von Laufzeiteffekten im InSb. " Technischer Bericht des Heinrich-Hertz-Instituts in Vorbereitung.

- [7] R. Ziegler: "Erfahrungen bei der Kontaktierung von Indiumantimonid"
Technischer Bericht des Heinrich-Hertz-Instituts in Vorbereitung.
- [8] E. Ginzton : "Microwave Measurements" Sec. 9
Mc Graw - Hill Book Company, Inc.
1957.
- [9] L. Grasl : "Nichtisotherme Untersuchung der Zwei-
O. Zimmerl strominstabilität des Elektron-Lochplas-
mas in InSb "
Mitteilung der Lehrkanzel für Physika-
lische Elektronik der TH Wien.

11. Liste der Symbole

\underline{a}_i \underline{b}_i	=	zu- und ablaufende Wellengrößen, auf die Wurzel des Wellenwiderstandes normiert
e	=	Elementarladung
f	=	Betriebsfrequenz
f_0	=	Mittenfrequenz des Meßresonators
Δf	=	Resonatorbandbreite
Δf_0	=	Bandbreite des Resonators zur Bestimmung der unbelasteten Güte
k	=	Welligkeit (VSWR)
k_{oo}	=	Welligkeit bei Resonanz
k_0	=	Welligkeit in den Bestimmungspunkten der unbelasteten Güte
k_L	=	Welligkeit in den Bestimmungspunkten der belasteten Güte
l	=	Resonatorlänge
m^*	=	effektive Masse
n	=	Ladungsträgerdichte
t	=	Zeit
A, B	=	Resonatorkonstanten
E_{\sim}	=	Wechselkomponente der elektrischen Feldstärke
E_{-}	=	Elektrische Gleichfeldstärke
J_{-}	=	Stromdichte
N_1, N_2	=	Abkürzungen von Nennern
Q	=	Resonatorgüte
ΔQ	=	Güteänderung des Resonators
R	=	Realteil der Oberflächenimpedanz des InSb
T	=	absolute Temperatur
X	=	Imaginärteil der Oberflächenimpedanz des InSb
\underline{Z}	=	Oberflächenimpedanz
Z_F	=	Feldwellenwiderstand

α	=	Dämpfungs-konstante
β	=	Phasenkonstante
β_K	=	Kopplungs-faktor
γ	=	Ausbreitungs-konstante
γ_M	=	Mediumsgüte
δ	=	kleine Abweichung von $2\beta l$ aus der Resonanz
ϵ_0	=	Permittivität des Vakuums
ϵ_r	=	relative Permittivität
λ_H	=	Hohlleiterwellenlänge
μ_0	=	Permeabilität des Vakuums
σ_-	=	Gleichstromleitfähigkeit
σ_r, σ_i	=	Real- und Imaginärteil der Kleinsignal-Mikrowellenleitfähigkeit
τ_m	=	Impulsrelaxationszeit
ϕ_{Ur}	=	Phasenwinkel des Streumatrixelementes
ω	=	Kreisfrequenz
$\underline{\Gamma}_{Ur}$	=	Streumatrixelement
$\underline{\Gamma}$	=	Reflexionsfaktor des Meßresonators
$\Delta(t)$	=	zeitabhängige Bandbreite
Ω	=	relative Frequenzverschiebung

Komplexe Größen sind durch Unterstreichen gekennzeichnet

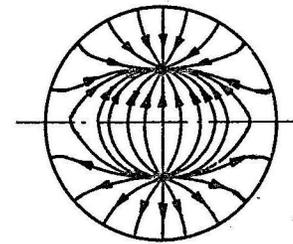
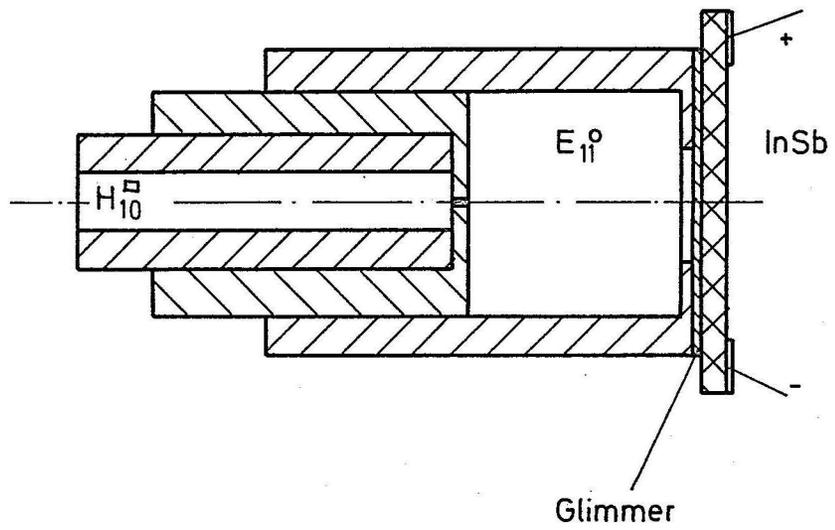


Bild 1: Schemaskizze des Meßresonators

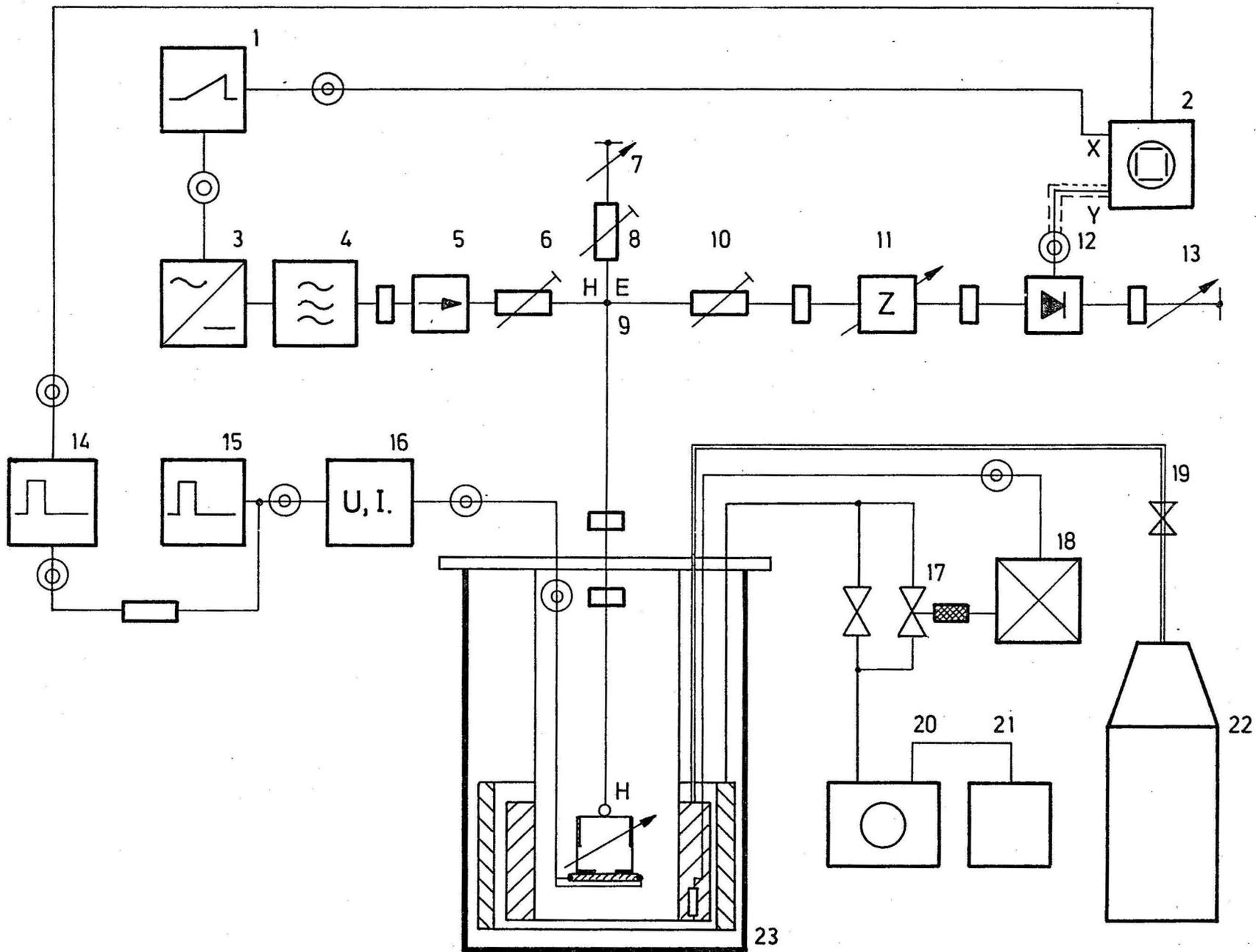


Bild 2: Gesamtschaltung des Meßplatzes

Zu Bild 2

- | | |
|--------|---|
| 1 | Funktionsgenerator |
| 2 | Oszillograph |
| 3 | Netzgerät zur Rückwärtswellenröhre |
| 4 | Rückwärtswellenröhre |
| 5 | Richtungsleitung |
| 6; 10 | Dämpfungsglied (einstellbar, ungeeicht) |
| 7 | Mikrometerblindleitung |
| 8 | Präzisionsdämpfungsglied |
| 9 | Magisches T |
| 11 | E-H-Tuner |
| 12; 13 | Diode mit Kurzschlußschieber |
| 14 | Impulsgenerator zur Helltastung |
| 15 | Leistungsimpulsgenerator |
| 16 | Strom-Spannungsmeßeinrichtung für Impulsbetrieb |
| 17 | Elektromagnetisches Bypassregelventil |
| 18 | Regelgerät |
| 19 | Heliumheber mit Ventil |
| 20 | Förderpumpe in heliumdichter Ausführung |
| 21 | Helium-Rückgewinnungsanlage |
| 22 | Heliumkanne |
| 23 | Verdampferkryostat |

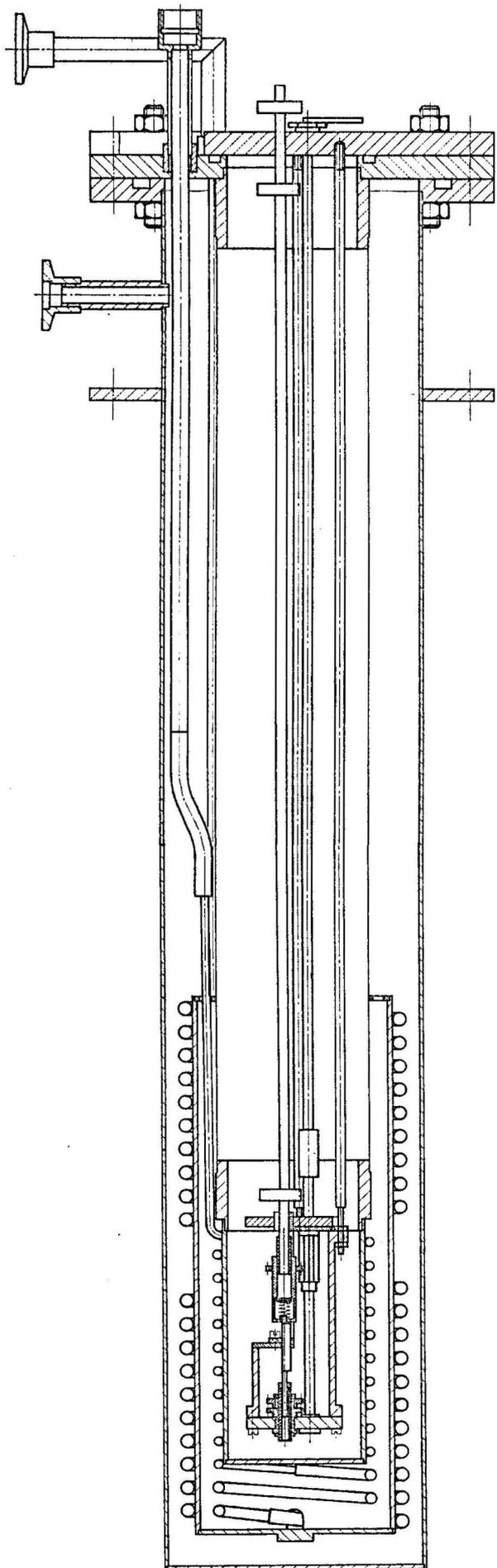


Bild 3: Verdampferkryostat

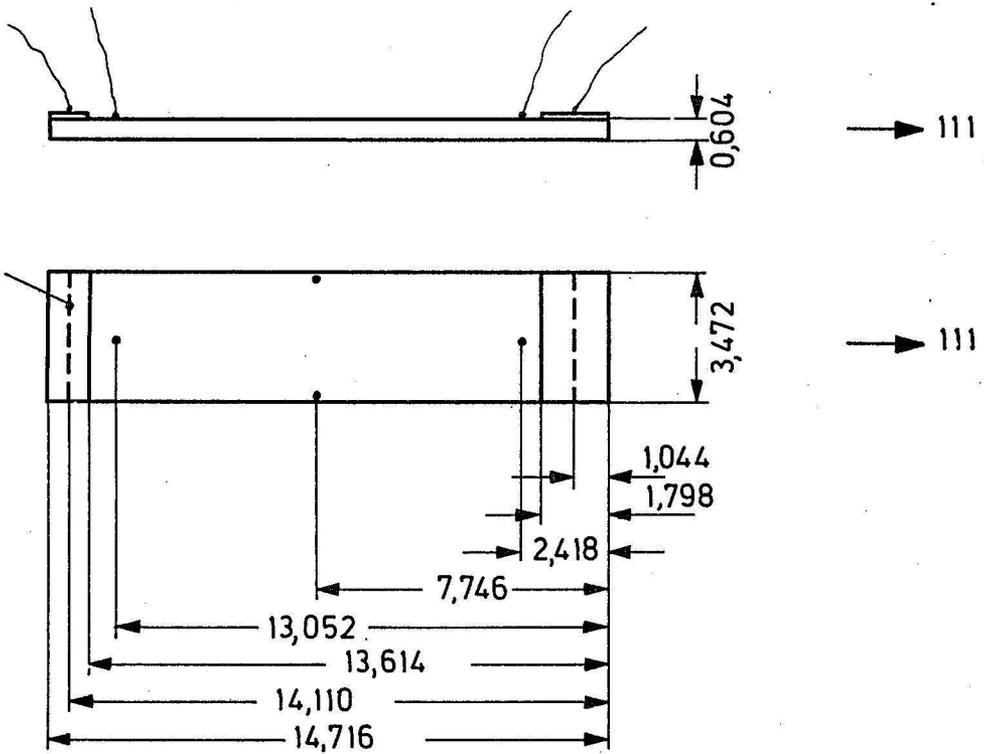


Bild 4: Indiumantimonidprobe

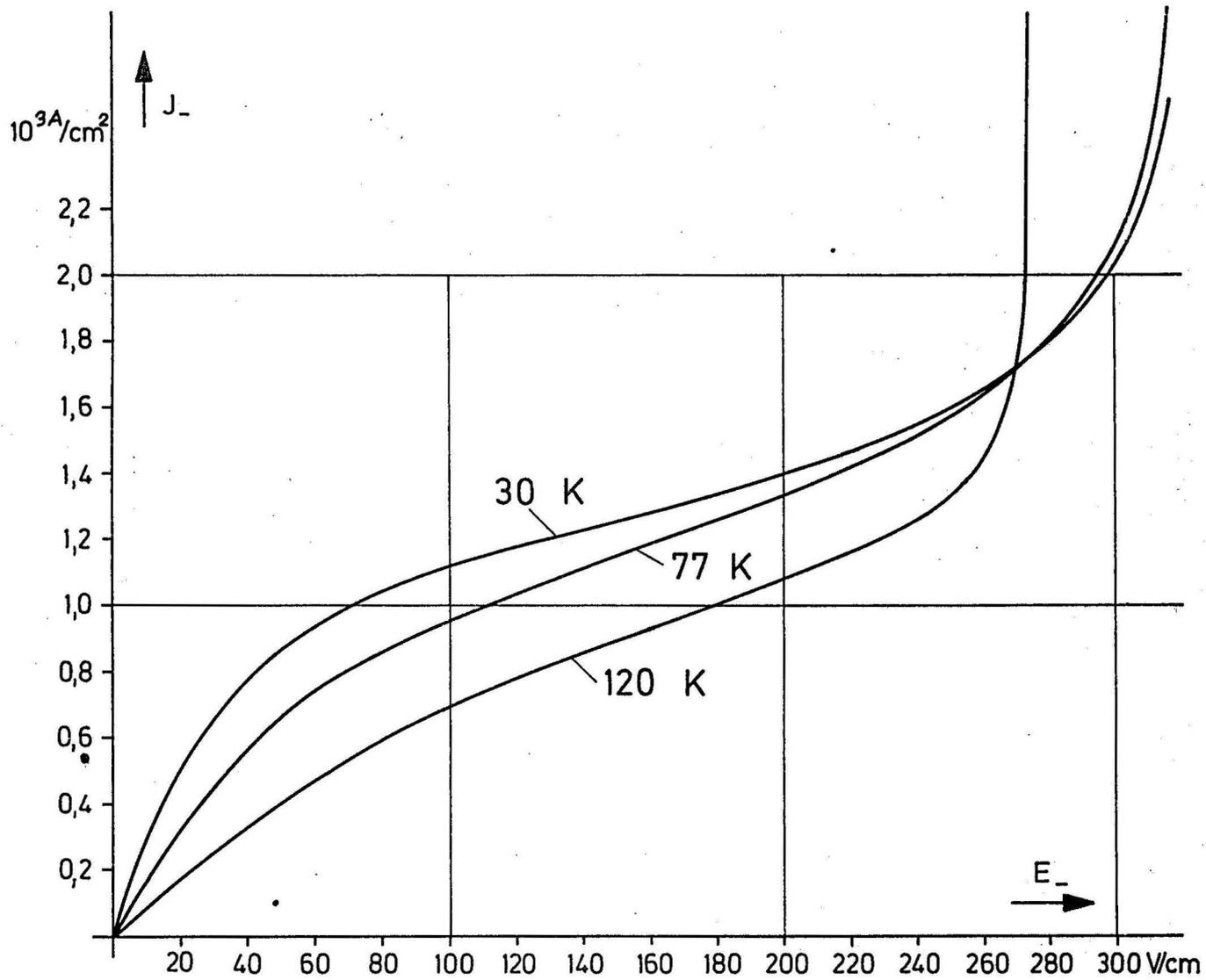


Bild 5: Stromdichte - Feldstärke - Kennlinie

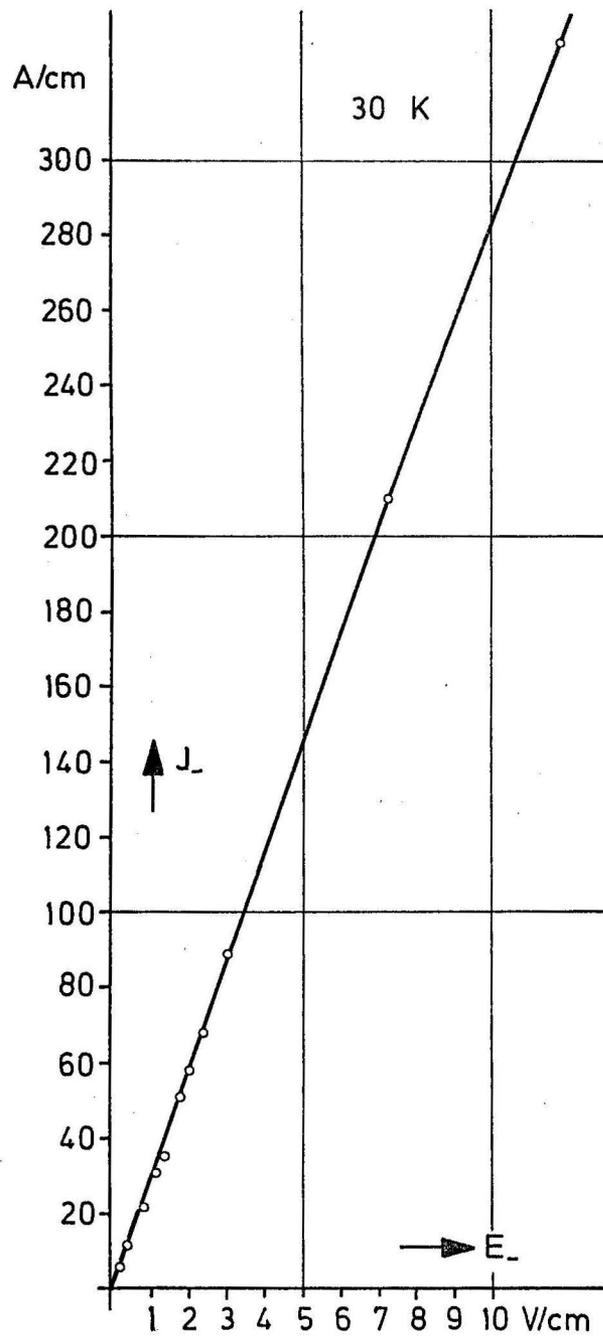


Bild 6: Stromdichte-Feldstärke-Kennlinie bei kleinen elektrischen Feldern

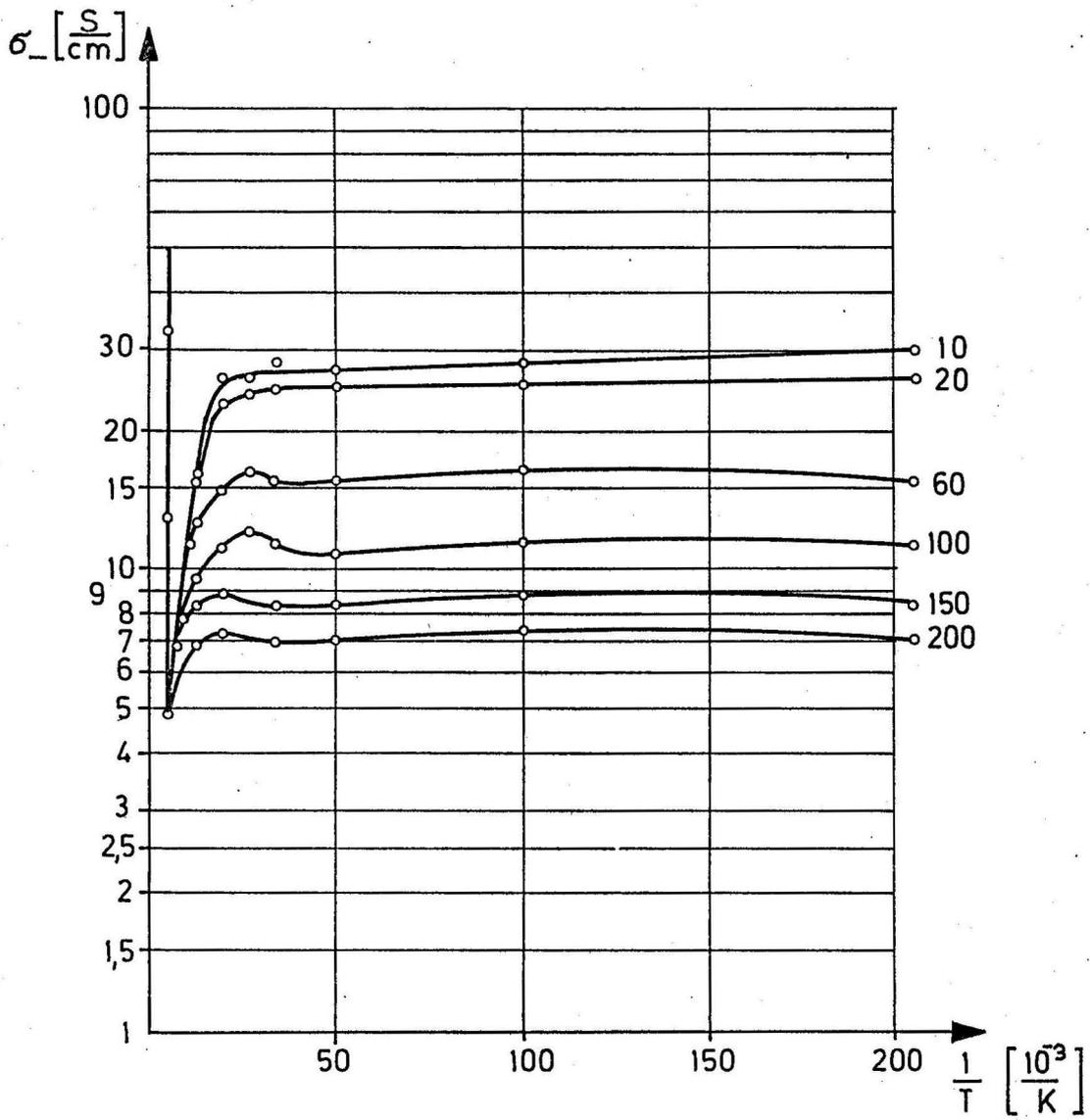


Bild 7: Leitfähigkeit - Temperatur - Verhalten

Parameter: E_0 [V/cm]

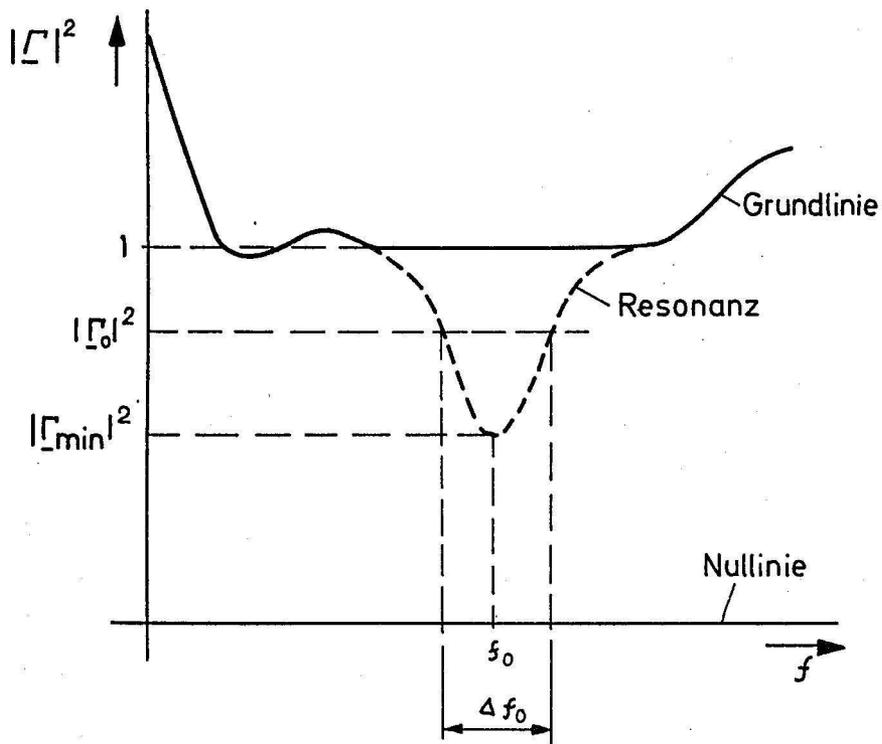


Bild 8: Bestimmung der unbelasteten Güte

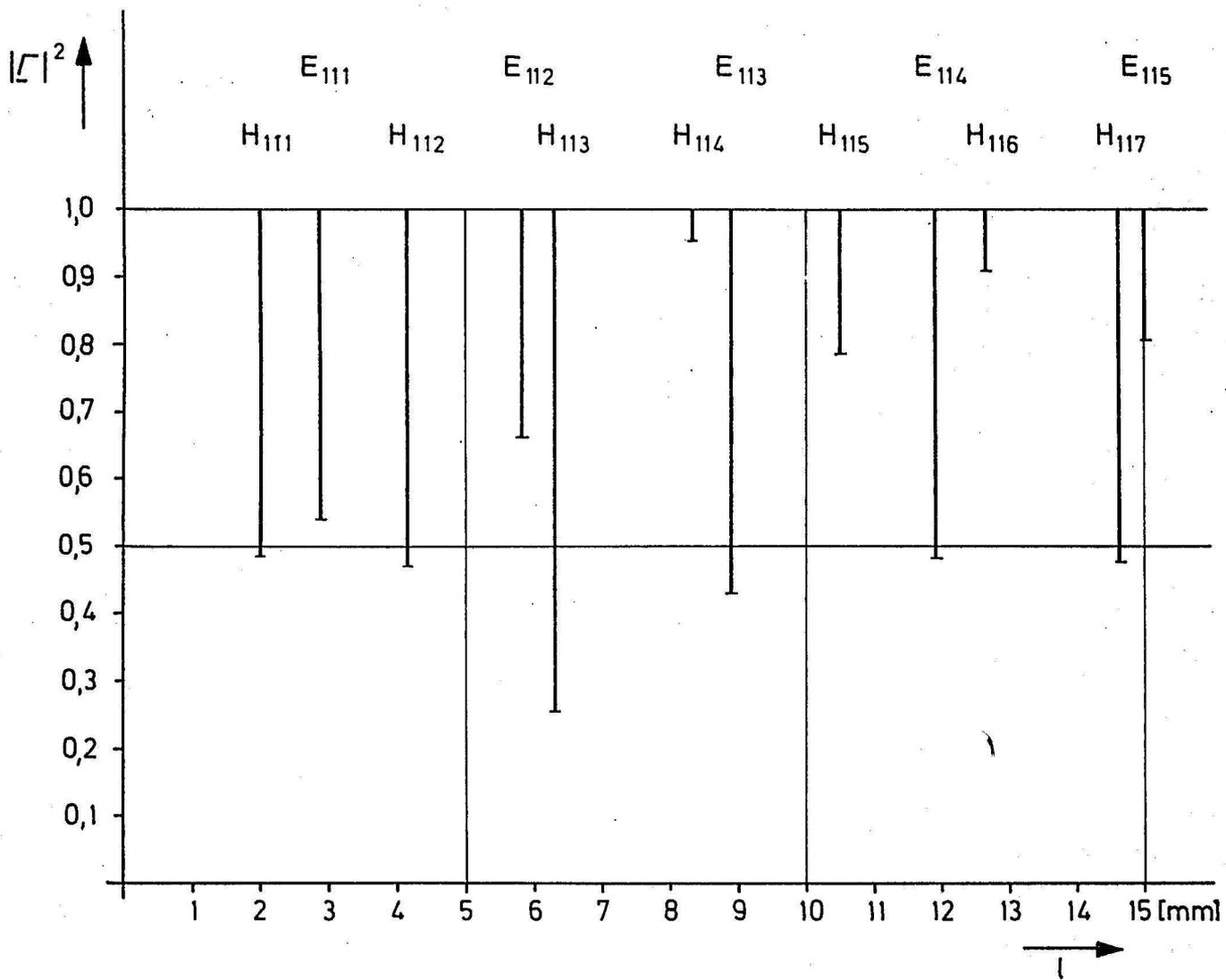


Bild 9: Wellentypkarte des Meßresonators bei 76 GHz

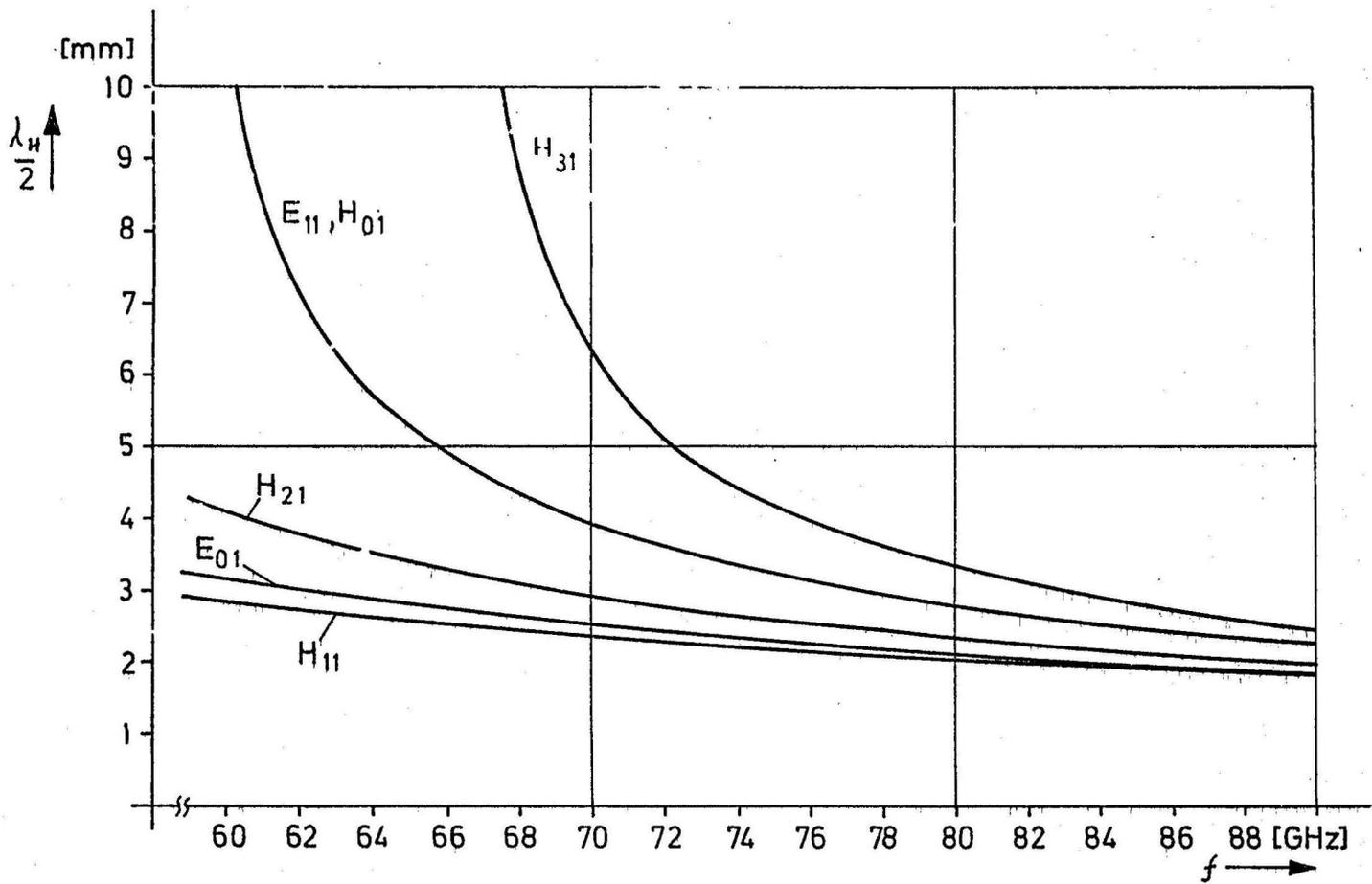


Bild 10: Halbwellenlängen im Meßresonator

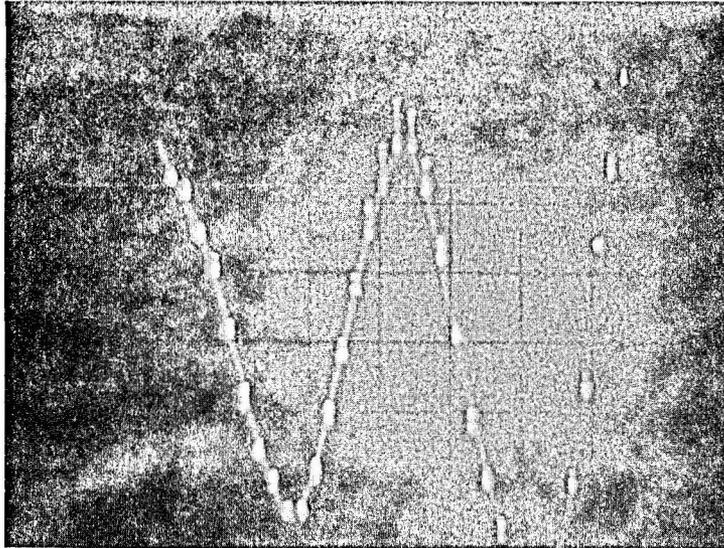


Bild 11: Resonanzkurve bei Impulsbelastung

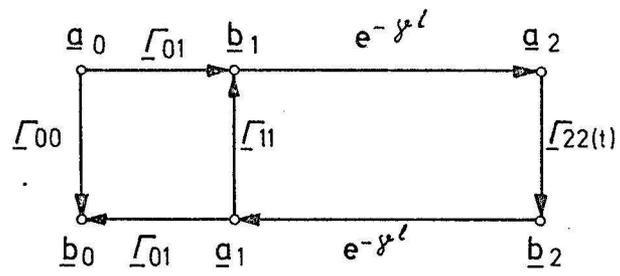


Bild 12: Signalflußdiagramm des Meßresonators

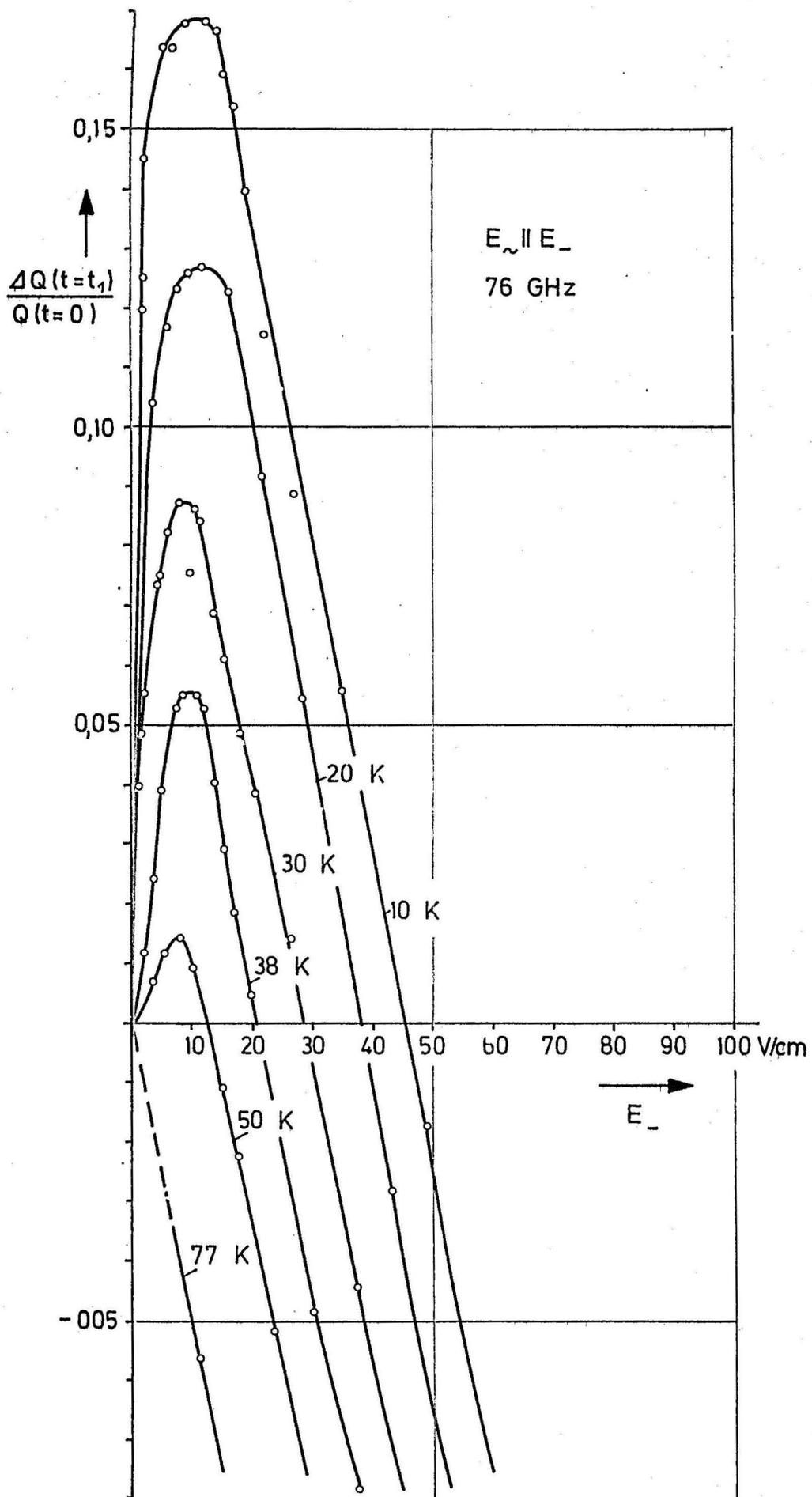


Bild 13: Resonatorentdämpfung durch ein elektrisches Gleichfeld

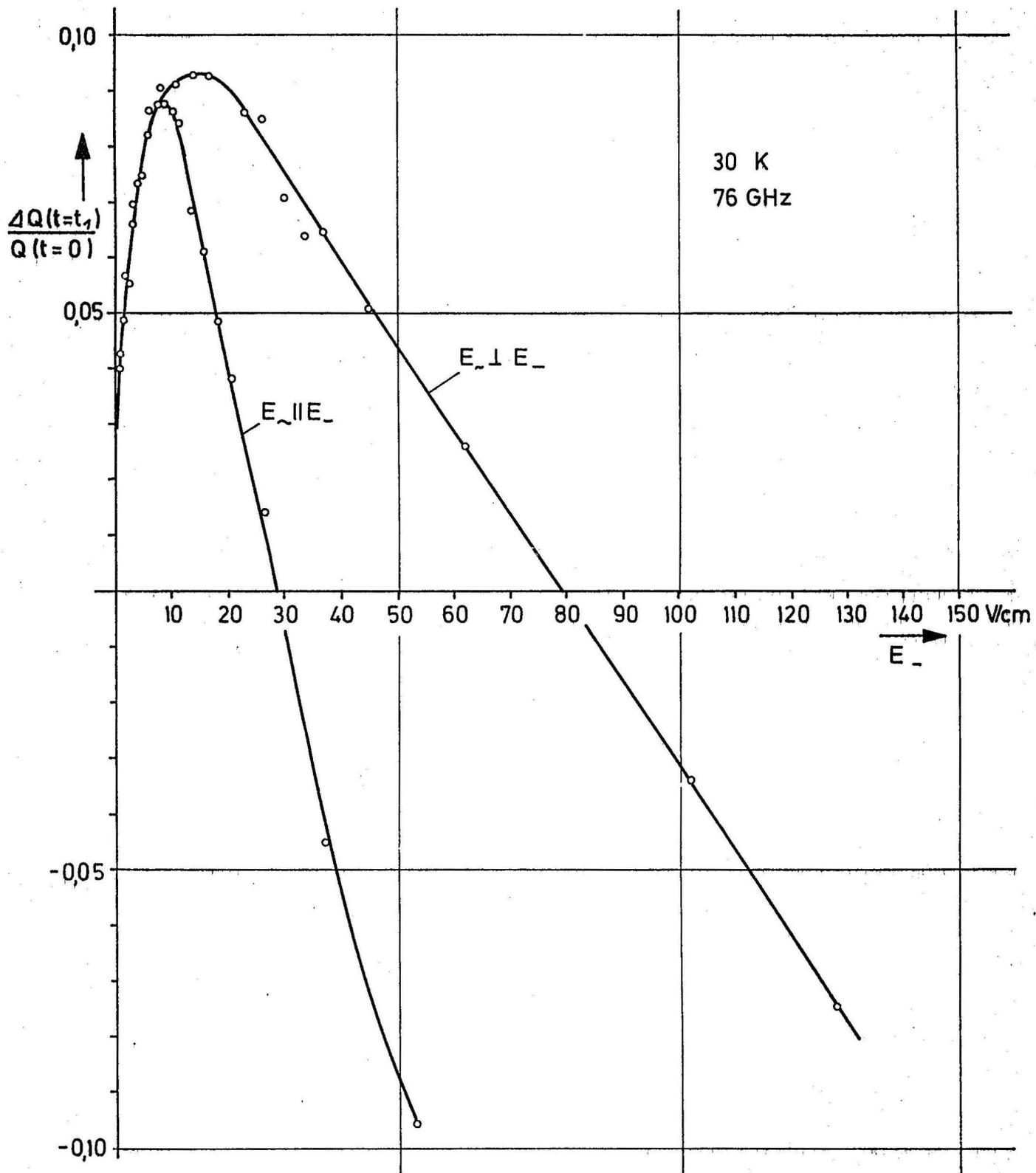


Bild 14: Resonatorentdämpfung für $E_{\parallel} E_{\perp}$ und $E_{\perp} E_{\parallel}$

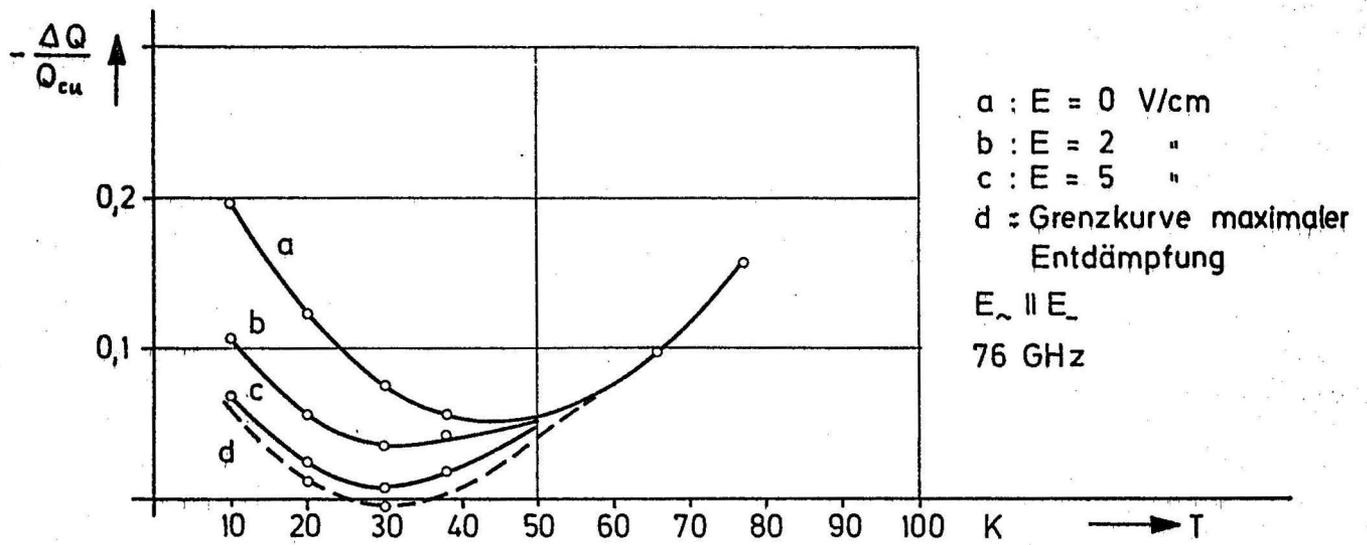


Bild 15: Güteänderung bei InSb-Abdeckung bezogen auf Güte bei Cu-Abdeckung

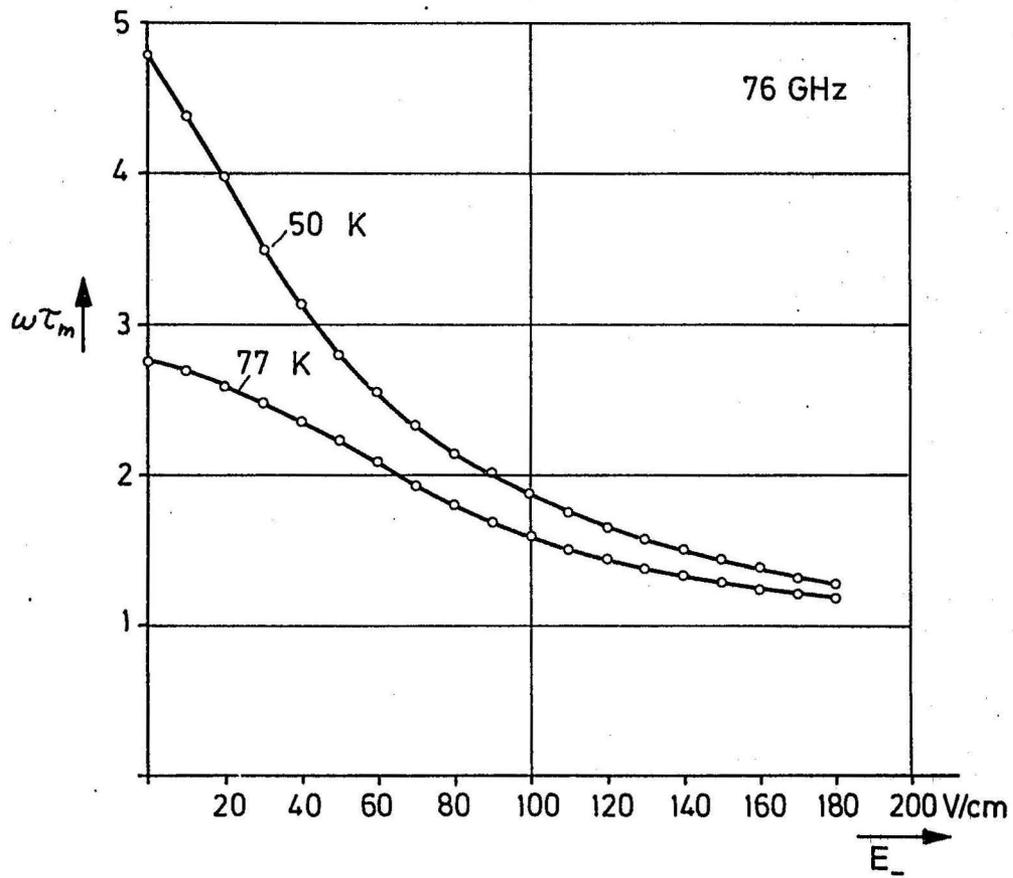


Bild 16: Einfluß der Impulsrelaxationszeit

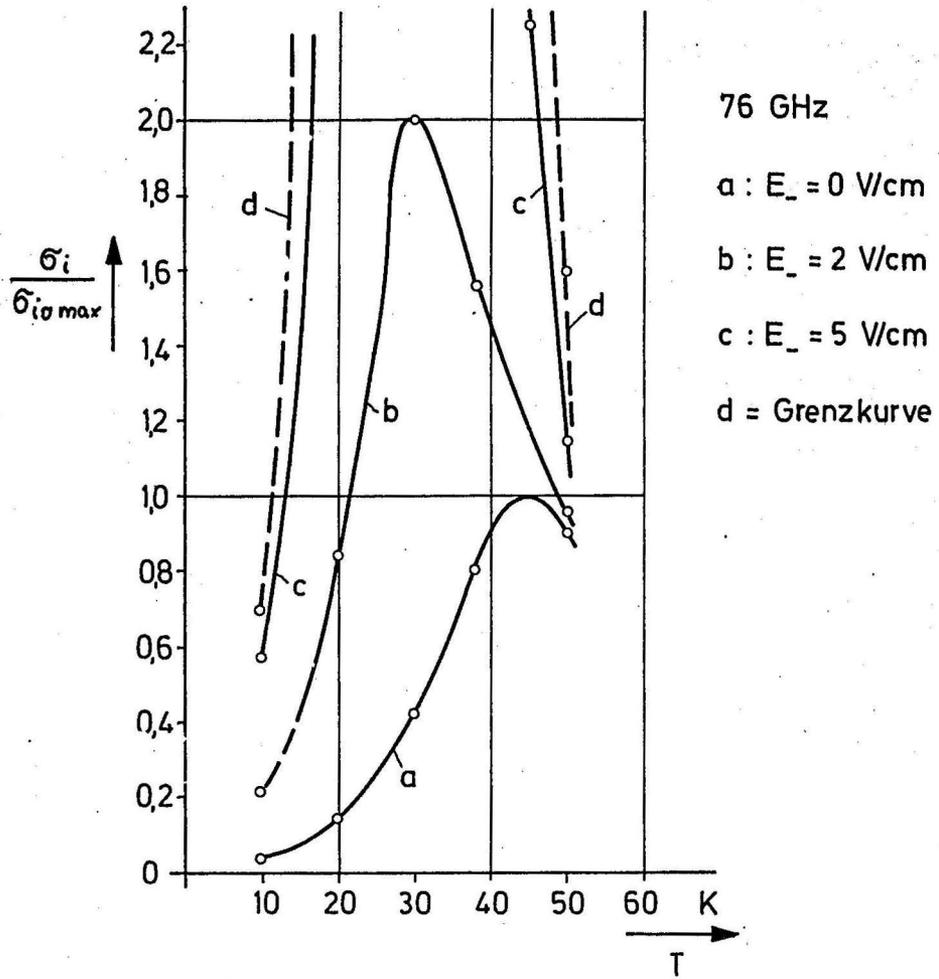


Bild 17: Imaginärteil der Kleinsignalleitfähigkeit in Abhängigkeit von der Temperatur

