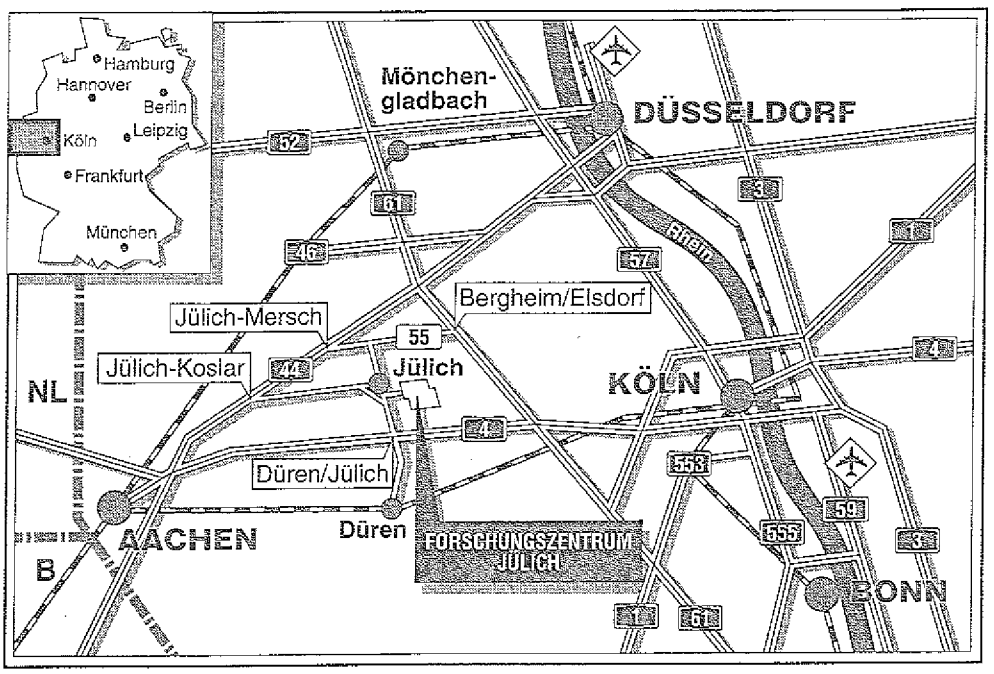
FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

Institut für Schicht- und Ionentechnik

Entwicklung und Aufbau eines Glasfaser-interferometers zur hochauflösenden Auslenkungsdetektion in einem Rasterkraftmikroskop

Dirk Schade



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2630
ISSN 0366-0885
Institut für Schicht- und Ionentechnik Jül-2630

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
Postfach 1913 · D-5170 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

Entwicklung und Aufbau eines Glasfaser-interferometers zur hochauflösenden Auslenkungsdetektion in einem Rasterkraftmikroskop

Dirk Schade

Inhaltsübersicht

Seite

Kapitel 1

Einleitung

Das von Binnig et. al. [1.1] 1986 entwickelte Rasterkraftmikroskop (RKM) dient der Abbildung von leitenden und nichtleitenden Oberflächen mit bis zu atomarer Auflösung sowie von lokalen oberflächennahen Kräften (z.B. van der Waals-, elektrostatische- oder magnetostatische Kräfte). In den letzten Jahren wurde diese Mikroskopietechnik über die Grundlagenforschung hinaus für Anwendungen, z.B. im Bereich der industriellen Qualitätskontrolle, zu einem hochgenauen Meßverfahren weiterentwickelt.

Das Prinzip der Rasterkraftmikroskopie besteht in der Messung von Kraft-Wechselwirkungen (WW) zwischen einer Sonde und einer Probe (typisch: $(10^{-10} - 10^{-8})$N). Während eines Meßvorganges wird hiefür die Probe mit der Sonde abgerastert und gleichzeitig die von den Kraft-WW induzierte Auslenkung eines flexiblen Hebelarms gemessen.

Um im Routine-Betrieb mit dem RKM messen zu können, sind zum einen eine reproduzierbare hochgenaue Messung der Hebelarmauslenkung im Sub-nm-Bereich und zum anderen kurze Meßzeiten von großem Interesse. Beide Forderungen stellen hohe Ansprüche an die Genauigkeit der Auswerteelektronik sowie die thermische und mechanische Stabilität des gesamten Mikroskopaufbaus. Im Interesse einer kurzen Meßzeit und hohen Kraftempfindlichkeit des RKM ist zudem die Verwendung von Mikrohebelarmen von großem Vorteil. Sie besitzen infolge ihrer Miniaturisierung eine hohe Resonanzfrequenz (f_R=(10 - 60)kHz) und Güte (Q= 5 - 50000) bei einer gleichzeitig geringen Federkonstanten (D=(0,02 - 0,2)$^N/_m$).

Im Rahmen dieser Arbeit soll ein auf einem optischen Verfahren basierender Auslenkungsdetektor aufgebaut werden, der im Gegensatz zu dem bisher verwendeten kapazitiven Detektorsystem für den Routine-Meßbetrieb an Luft geeignet ist und die Verwendung von Mikrohebelarmen gestattet. Da der Einsatz des RKM auch bei tiefen Temperaturen für Untersuchungen an Supraleitern von Interesse ist, soll der Auslenkungsdetektor prinzipiell bei tiefen Temperaturen einsetzbar sein.

Kapitel 2

Das Meßprinzip des Rasterkraftmikroskops

Das Rasterkraftmikroskop dient der Abbildung lokaler Kraft-Wechselwirkungen (WW) zwischen einer feinen Spitze und einer Probenoberfläche. Die WW werden indirekt über die Auslenkung eines flexiblen Hebelarms gemessen. Hierzu ist die Spitze an dem freien Ende des Hebelarms (s. Abb. 2.1) befestigt, so daß die auf sie wirkende Kräfte den Hebelarm auslenken. Ist seine Federkonstante in Richtung der Auslenkung

bekannt, lassen sich dann die auf die Sonde wirkenden Kräfte nach dem Hookschen Gesetz berechnen.
Zur Detektion der Hebelarmauslenkung existieren unterschiedliche Prinziplösungen (s. Kap. 3). Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Detektor aufgebaut, der die Verwendung von Mikrohebelarmen (s. Anhang A) ermöglicht und noch Änderungen der Hebelarmauslenkung von $\leq 0{,}1$nm detektiert (1Hz-2kHz Bandbreite). Bei einer typischen Federkonstanten der verwendeten Hebelarme von 0,1 N/m lassen sich daher noch Kräfte $\leq 10^{-11}$N messen.

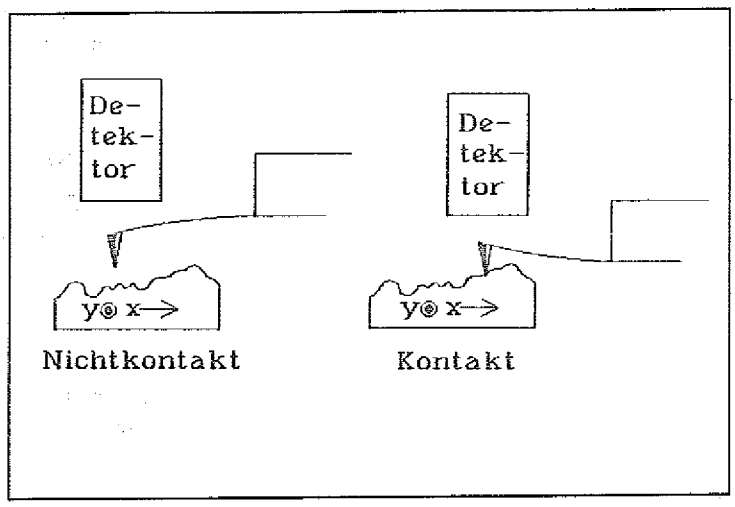


Abb. 2.1
Meßprinzip der Rasterkraftmikroskopie:
dargestellt sind die beiden Betriebsmodi des Rasterkraftmikroskops

2.1 Meßbetrieb und Meßmodi

Im Meßeinsatz wird die Spitze der Probe zunächst angenähert und die Probe anschließend mit einer Rastereinheit unter der Spitze hergeführt (x,y, s. Abb. 2.1). Sie kann dadurch während einer Messung ständig sich ändernden lokalen KraftWW ausgegesetzt sein. Es wird unterschieden zwischen dem Kontaktmodus, bei der Spitze und Probe bis auf interatomare Abstände angenähert werden und dem Nichtkontaktmodus, bei dem Spitze und Probe zur Messung langreichweitiger Kräfte von wenigen 10nm bis zu einigen 100 nm voneinander entfernt sind.
Um eine ungewollte Spitze-Probe-Berührung während der Messung im Nichtkontaktmodus auch bei großen Rasterbereichen (mehrere μm^2) zu verhindern, wird eine Regelung benötigt, die den Spitze-Probe-Abstand variiert. Diese Regelung auf eine konstante Kraft ist weiterhin von Vorteil, da dann der Abstand des Hebelarms zum Detektor ebenfalls konstant gehalten wird und eine mögliche Nichtlinearität des Auslenkungsdetektors keine Rolle spielt. Der im bestehenden Rasterkraftmikroskop (RKM) eingesetzte Regelkreis besteht aus einem Piezostellelement, der den Spitze-Probe-Abstand (z) verändert, einem Auslenkungsdetektor, der die Auslenkung des Hebelarms mißt und einem I-Regler [2.2], der die Eingangssignale für das Piezostellelement erzeugt (s. Abb. 2.2).

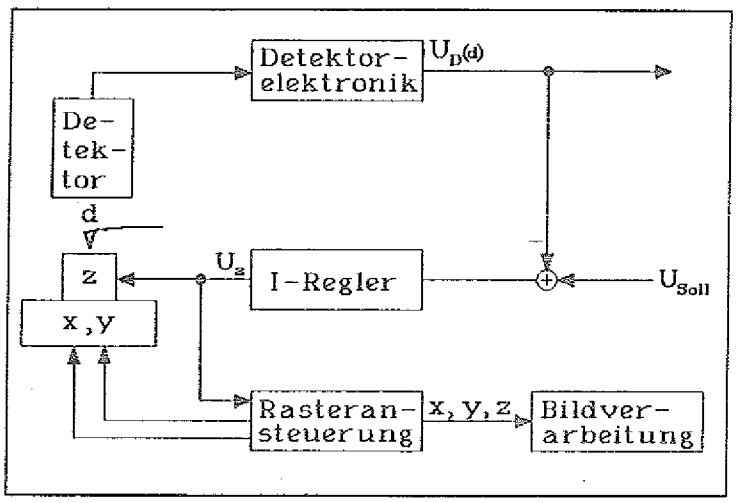


Abb. 2.2
Blockschaltbild des RKM-Regelkreises

In Abb. 2.2 ist zu erkennen, daß die Ausgangsspannung $U_D(d)$ des Auslenkungsdetektors die Regelgröße bildet. Jede Abweichung der Regelgröße $U_D(d)$ von dem Sollwert wird nun mit Hilfe des I-Reglers und des Piezostellelementes über eine Spitze-Probe-Abstandsvariation ausgeregelt. Die x-y-Steuersignale werden von einem Computer über einen DA-Wandler erzeugt und die zugehörigen z-Signale der Spitze-Probe-Abstandsvariation mit einem Meßwerterfassungsprogramm [2.1] über einen AD-Wandler gemessen.
Im Kontakt- und im Nichtkontaktmodus ist die Regelgröße die Auslenkung des freien Hebelarms. Mit Hilfe des Meßwerterfassungsprogramms ist dann eine Darstellung von Rasterlinien konstanter Kraft möglich. Im Kontaktmodus können somit leitende und nichtleitende Probenoberflächen sowie im Nichtkontaktmodus anziehende und abstoßende Kräfte abgebildet werden.
Im Nichtkontaktmodus kann der Hebelarm alternativ bei seiner Resonanzfrequenz angeregt werden. In diesem Fall ist die Regelgröße die zur Amplitude des angeregten Hebelarms proportionale Spannung. Da Änderungen des Kraftgradienten die Amplitude des angeregten Hebelarms verändern [1.4, 3.9], ist dann eine Darstellung von Rasterlinien mit konstantem Kraftgradienten möglich. Außer der Amplitude wird auch die Phasendifferenz zwischen der Hebelarmauslenkung und der Hebelarmanregung verändert, so daß die Phasendifferenz als Regelgröße ebenfalls eine Abbildung des Kraftgradienten ermöglicht.

2.2 Kraftwechselwirkungen zwischen Spitze und Probe

In der Rasterkraftmikroskopie treten zwischen Spitze und Probe magnetostatische-, elektrostatische- und van der Waals-Kräfte auf. Sie sind die fundamentalen Kraft-WW. Zusätzliche parasitäre Kräfte können durch Oberflächenkontaminationen in Form dünner Adsorbatfilme sowie durch Adhäsion, Kapillareffekte und durch Reibungseffekte zwischen Spitze und Probe wirken. Hochauflösende Abbildungen mit atomarer Struktur, bei denen sehr geringe Änderungen der Kraft-WW auftreten, sind daher nur bei in diesem Sinne sehr sauberen Proben möglich. Weitere ausführliche Informationen neben den folgenden kurzen Erläuterungen zu den KraftWW sind in [2.1, 2.3, 3.9] zu finden.

Van der Waals-WW [2.1, 3.20]:
Die fundamentale van der Waals-WW ist im Spitze-Probe-Abstandsbereich einiger $^1/_{10}$nm von Bedeutung. Durch sie wirken attraktive Kräfte auf die Spitze. Die Ursache ist die statistische Schwankung der Ladungsschwerpunkte von im zeitlichen Mittel neutralen Atomen. Zu einem bestimmten Zeitpunkt jedoch existiert aufgrund der Verteilung der Ladungsschwerpunkte von Kern und Elektronen ein elektrisches Dipolfeld, welches in benachbarten Atomen ein Dipolfeld induziert. Dieses wirkt auf das verursachende Molekül zurück, sodaß es zu einer attraktiven Kraft-WW kommt.

Elektrostatiche Kraft-WW [2.1, 2.3]:
Elektrostatische Coulombkräfte sind neben van-der-Waals Kräften bei kleinen Spitze-Probe-Abständen einiger 10 nm von Bedeutung. Lemke [2.3] zeigte, daß in Abständen $z>R \approx 50$nm (R ist der Verrundungsradius der feinen Spitze) ein $1/z^2$-Abhängigkeit der elektrostatischen Coulombkraft vorliegt.
In der Rasterkraftmikroskopie sind 2 Fälle von Bedeutung :
- feste Potentialdifferenz zwischen Spitze und homogen geladener Probenoberfläche durch Anlegen einer Spannung von wenigen Volt
- Spitze besitzt ein festes Potential (ist "geerdet"), auf der Probenoberfläche existieren in nicht leitenden Bereichen (z. B. Staubpartikel) lokale elektrische Ladungen

Magnetostatische Kraft-WW [2.1]:
Sie treten zwischen einer Spitze auf, die ein permanentes magnetisches Dipolmoment besitzt und dem lokalen magnetostatischen Streufeld einer Probe. Magnetostatische Kräfte können sowohl attraktiv als auch repulsiv wirken, der Gradient des magnetostatischen Streufeldes kann also unterschiedliches Vorzeichen besitzen. Betrachtet man nun das magnetostatische Streufeld als Regelkreisglied des in Abb. 2.2 dargestellten Regelkreises, wird klar, daß ein solcher Vorzeichenwechsel im Nichtkontaktmodus, in dem magnetostatische Kraft-WW gemessen werden, zur einer Instabilität des Regelkreises führt. In [2.1] wird gezeigt, daß nur eine elektrostatische Hilfskraft, die größer ist als die magnetostatische-WW, diese Instabilität verhindern kann. Es wird daher eine Spannung von einigen Volt (s.o. elektrostatische Kraft-WW) zwischen Spitze und Probe angelegt.

Kapitel 3

Konzeptfindung

Zu Beginn dieser Arbeit konnte von einem bestehenden RKM ausgegangen werden dessen Detektor die Hebelarmauslenkung kapazitiv mißt. Der Detektor ist gemeinsam mit der Hebelarmanordnung im Deckel des Gerätegehäuses integriert und bildet mit ihm den Kraftsensor (s. Abb. 5.1). Kraftsensor und Gerätegehäuse stellen eigenständige Baugruppen dar, das RKM ist also modular aufgebaut. Diese modulare Bauweise des RKM ermöglicht einen raschen Austausch des Gehäusedeckels und somit des Kraftsensors ohne langwierige Anpassung bzw. Konstruktionsmaßnahmen. Das RKM steht auf einem schwingungsgedämpften Tisch, der mit einer Resonanzfrequenz von

wenigen Hz die stets gegenwärtigen Gebäudeschwingungen dämpft.

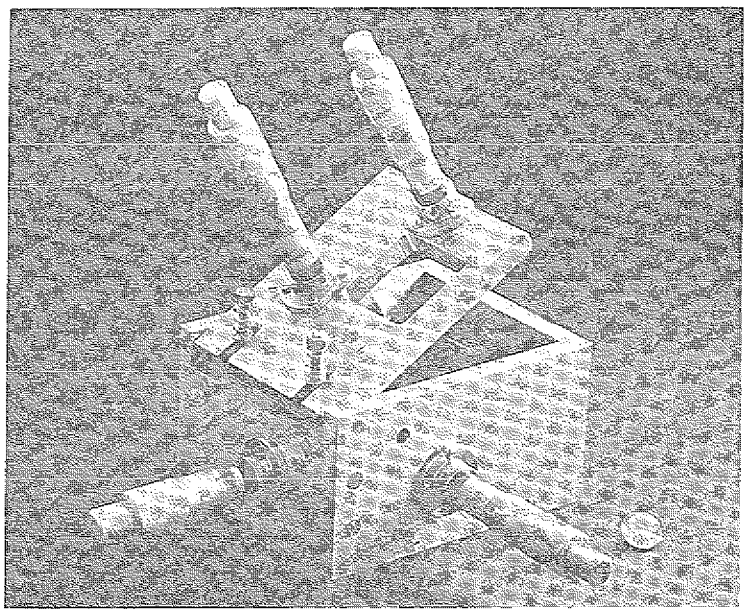


Abb. 3.1
Foto des bestehenden RKM[2.5]: Der Detektor befindet sich im Deckel des RKM-Gehäuses; die Hebelarmauslenkung wird kapazitätsempfindlich gemessen

Der im Rahmen dieser Arbeit aufzubauende und auf optischen Meßverfahren basierende Detektor soll zunächst an Luft betrieben werden, jedoch so konzipiert sein, daß er auch einen Einsatz bei tiefen Temperaturen ermöglicht. Außerdem sollen Mikro-Hebelarmanordnungen eingesetzt werden können, die aufgrund ihrer geringen Masse im Vergleich zu den verwendeten elektrolytisch polierten Hebelarmen [2.3, 2.5] eine höhere Resonanzfrequenz besitzen. Die Meßzeit pro Bild kann dadurch von mehreren Minuten auf wenige Sekunden verkürzt werden, so daß dann thermisch induzierte Längenänderungen von einigen nm keinen störenden Einfluß auf die Messung haben (s. Kap. 6).

3.1 Randbedingungen für die Mechanik und den Detektor

An den **mechanischen Aufbau** des in dieser Arbeit aufgebauten Detektors wurden aufgrund der mit dem Kapazitätsdetektor gemachten Erfahrungen folgende Anforderungen gestellt; sie werden entsprechend ihrer Bedeutung gewichtet ("1"= tragen nur bei sonst gleichwertigen Lösungen zu Entscheidungen bei, "2"= sollen unter praktischen und funktionellen Gesichtspunkten erfüllt werden, "3"= müssen erfüllt werden):

Gewichtung

3	Anpassung des mechanischen Aufbaus des Detektors an das bestehende Gehäuse
3	Die Annäherung der Spitze zur Probe muß von außen mit dem Lichtmikroskop beobachtbar sein
3	Kurze Vorbereitungszeit (Probenbefestigung und Justierung) vor einer neuen Messung durch gute Zugänglichkeit der einzelnen Detektor-

komponenten

3 geringe Störanfälligkeit des Aufbaus gegenüber äußeren Einflüssen, insbesondere gegenüber Temperaturänderungen

2 Der Platzbedarf soll, da neben dem RKM auch andere Geräte auf dem Dämpfungstisch Platz finden müssen, minimiert werden

2 Einfache, mechanische Bedienung der Justiervorrichtung

1 Design

An den **Abstandsdetektor** werden folgende Anforderungen gestellt; auch hier werden sie entsprechend ihrer Bedeutung gewichtet:

Gewichtung

3 Einsatz an Luft und bei tiefen Temperaturen (≤ 77 K) möglich

3 Einsatz von Mikrohebelarmen (s. Anhang A) möglich

3 geringer rückwirkender Krafteinfluß vom Detektor auf den Hebelarm

3 Möglichkeit der Messung bei konstanter Kraft und konstantem Kraftgradienten

2 Verbesserung der Empfindlichkeit des Abstandsdetektors im Vergleich mit dem kapazitiven Verfahren um einen Faktor 10 (<0,1nm) bei möglichst großer Bandbreite

2 Einsatz der bisher verwendeten elektrolytisch polierten Hebelarme möglich [2.3, 2.5]

2 Entwurf der notwendigen elektronischen Schaltung unter Berücksichtiegung der vorhandenen Regelkreiselektronik

3.2 Bestehende Detektor-Konzepte

Seit ca. 5 Jahren ist die Rasterkraftmikroskopie ein gängiges Meßmittel zur Erforschung struktureller Eigenschaften von Oberflächen unterschiedlicher Materialien. In dieser Zeit kamen im wesentlichen folgende physikalische Effekte für die Messung der Hebelarmauslenkung zur Anwendung:

- Tunneleffekt
- Kapazität
- Interferenz kohärenten Lichtes und Reflexion

Die nachfolgenden Erläuterungen sollen einen groben Überblick über bestehende De-

tektorsysteme geben sowie ihre Vor- und Nachteile aufzeigen :
- Der **Tunneleffekt** [1.1] tritt auf, wenn man eine feine Spitze bis auf wenige Atomdurchmesser einer leitenden Festkörperoberfläche annähert. Dann ist ein Tunnelstrom meßbar, weil Elektronen aufgrund ihres Wellencharakters den Potentialwall der Austrittsarbeit überwinden können. Aufgund der exponentiellen Abhängigkeit des Tunnelstroms vom Spitze-Probe-Abstand ändert sich der Tunnelstrom bei einer Abstandsvariation von wenigen $^1/_{10}$ nm schon um einige Größenordnungen. Es sind somit noch kleinste Änderungen der Hebelarmauslenkung im Meßbetrieb an Luft bis herab zu 5pm [3.8] detektierbar. Große Probleme entstehen bei einem Einsatz an Luft durch Oberflächenkontaminationen und der damit verbundenen rückwirkenden Kraft-WW von der Tunnelspitze auf den Hebelarm [3.8].
- Bei **kapazitätsempfindlichen** Detektoren wird die Änderung der Hebelarmauslenkung durch die sich ändernde Kapazität zwischen einer Elektrode des Detektors und dem Hebelarm mit einer Kapazitätsmeßbrücke in eine Spannung umgesetzt [2.1]. Die Detektoranordnung ist sehr kompakt und daher thermisch stabil. Es lassen sich im Meßbetrieb kleinste Änderung der Hebelarmauslenkung bis herab zu 100pm detektieren, wobei man aber auf die Verwendung elektrolytisch polierter Hebelarme ($f_{Resonanz}$ = 400Hz) [2.1, 2.3, 2.5] begrenzt ist. Mikro-Hebelarmanordnungen, die aufgrund ihrer höheren Resonanzfrequenz ($f_{Resonanz}$ = 17kHz - 66kHz, s. Anhang A) weniger störanfällig wären, lassen sich nicht ohne einen Verlust (um einen Faktor 10) der Detektorauflösung nutzen. Aufgrund der Abhängigkeit der Kapazität dieses Detektors vom Elektroden-Hebelarm-Abstand, läßt sich die Kapazitätsempfindlichkeit verbessern, indem man Hebelarm und Elektrode bis auf wenige 100nm annähert. Bei diesem Abstand treten rückwirkende Kräfte vom Detektor auf den Hebelarm auf, die die gleichen Ursachen haben können, wie die eigentlich zu untersuchenden Kraft-WW zwischen Probe und Hebelarm. Änderungen dieser rückwirkenden Kräfte bereiten meßtechnische Probleme. Problematisch ist der geringe Detektor-Hebelarm-Abstand auch deshalb, weil durch einen ungewollte Spitze-Probe-Kontakt der Hebelarm gegen die Elektrode des Detektors gedrückt und dadurch zerstört werden kann.
- Bei **optischen Meßmethoden** wird die Änderung der Hebelarmauslenkung nach dem Prinzip des Umlenkspiegels oder interferometrisch mit Michelson- und Fabry-Perot Interferometern detektiert. Ein wesentlicher Vorteil dieser Meßmethoden ist der prinzipiell geringe rückwirkende Krafteinfluß des Detektors auf den Hebelarm. Weiterhin lassen diese Meßmethoden im Vergleich zu anderen einen "großen" Detektor-Hebelarm-Abstand von einigen μm bis wenigen cm zu und gestatten somit eine hochempfindliche Detektion der Hebelarmauslenkung bei gleichzeitig geringen Kraft-WW zwischen Hebelarm und Detektor. Es ist ein Betrieb im Konstantkraftmodus und im Konstantgradientenmodus bei gleichzeitiger Verwendung von Mikrohebelarmen möglich. Es können, abhängig von dem Meßmodus und der Meßmethode, kleinste Änderung der Hebelarmauslenkung von $<10^{-4}\lambda$ detektiert werden [1.3, 1.4, 1.5, 1.8]. Bei der **Umlenkspiegel**-Lösung [1.6] wird der Spiegel durch den reflektierenden Hebelarm realisiert. Änderungen der Hebelarmauslenkung werden durch geringfügige Änderungen des Einfallswinkels eines gebündelten Laserstrahls mit einer in 2 Segmenten geteilten Photodiode gemessen (s. Abb. 3.2). Mit der Differenz der Photoströme dieser beiden Segmente sind kleinste Änderungen der Hebelarmauslenkung im Meßbetrieb bis herab zu 100pm möglich. Der apparative Aufwand ist sehr gering. Eine Miniaturisierung (s. Kap. 5.4) des Detektors, die für einen schnellen und

störsicheren Meßbetrieb von Vorteil ist, wird jedoch durch die Abhängigkeit der Empfindlichkeit des Detektors von dem Abstand zwischen Spiegel und Photodiode begrenzt. Rein mathematisch betrachtet steigt die Empfindlichkeit des Detektors mit Zunahme dieses Abstandes. Dagegen wird sie praktisch mit zunehmendem Meßabstand verringert, da Erschütterungen der Apparatur immer größere Fehler verursachen. In bestehenden Detektoranordnungen beträgt der Abstand zwischen Spiegel und Photodiode typisch 5cm [3.8].

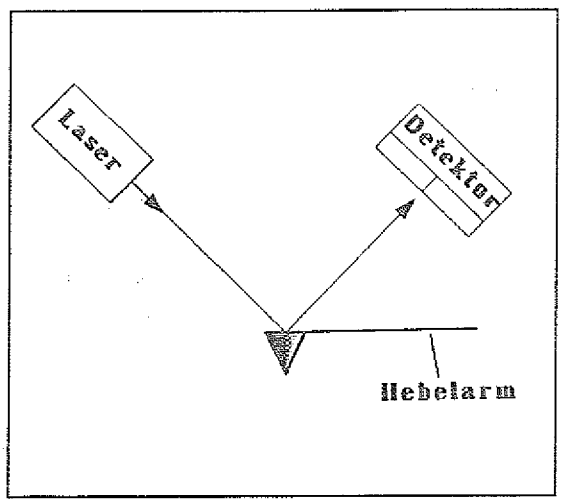


Abb. 3.2 : Umlenkspiegel-Lösung

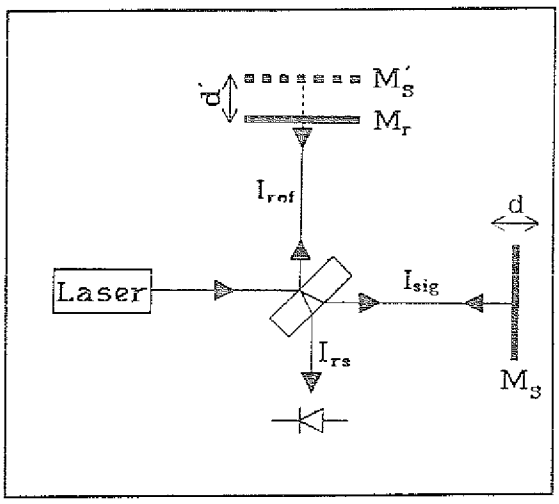


Abb. 3.3 : Michelson-Interferometer

Bei Verwendung des **Michelson**-Interferometers (s. Abb. 3.3) können mit dem Interferenzstrahl I_{rs} Wegänderungen des variablen Spiegels M_S detektiert werden. Dieser ändert den Gangunterschied zwischen dem Referenzstrahl I_{ref} und dem Signalstrahl I_{sig}. Auf die heterodyne Messung als spezielle Anwendungen des Michelson-Interferometers wird im weiteren nicht eingegangen, da der apparative Aufwand aufgrund der erforderlichen Bauteile [3.9, 1.4] im Vergleich mit anderen Konzepten sehr aufwendig ist (vergl. Randbedingungen in Kap. 3).
Eine besondere Variante des Michelson Interferometers ist das **Fabry-Perot**-Interferometer.

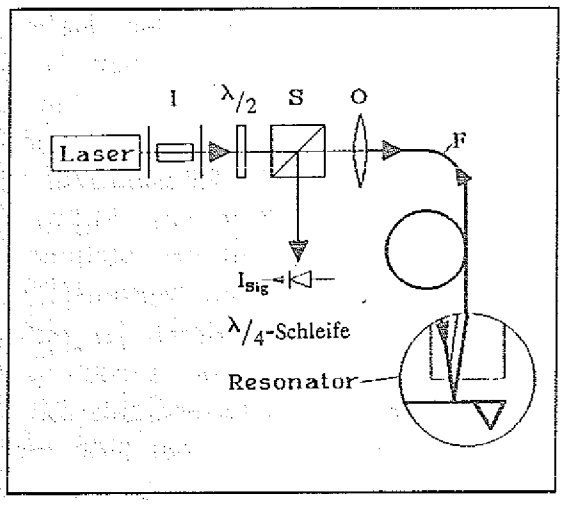


Abb. 3.4 : Fabry-Perot Interferometer mit klassischem apparativen Aufbau

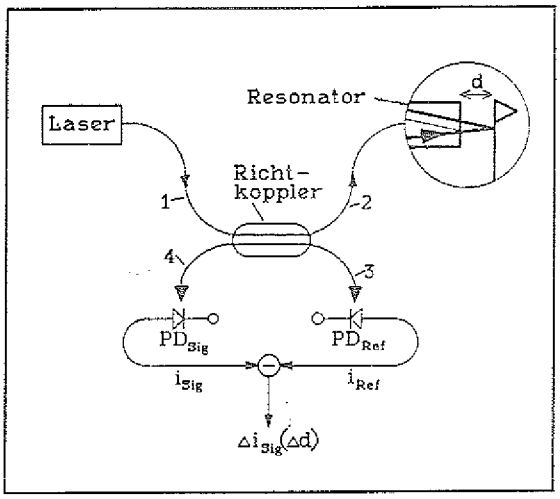


Abb. 3.5 : verbessertes Fabry-Perot-Interferometer

Man erkennt dies, wenn man den in Abb. 3.3 dargestellten Signalspiegel M_S gedanklich durch sein Spiegelbild M_S' und M_r durch einen halbdurchlässigen Spiegel ersetzt. Der Gangunterschied ist dann abhängig von dem Abstand der beiden hintereinander angeordneten Spiegel M_S' und M_r.
Abb. 3.4 zeigt den klassischen Aufbau eines Fabry-Perot-Interferometers [1.8] (Erläuterungen hierzu in Anhang B). Im Vergleich hierzu stellt Abb. 3.5 ein hinsichtlich des apparativen Aufwandes verbessertes Fabry-Perot-Interferometer dar [1.7]. Hier wird der Strahl nicht durch einen polarisierenden Strahlteiler sondern durch einen Richtkoppler geteilt (s. Kap. 5.1.2). Der Richtkoppler teilt die in Faser 1 eingekoppelte Strahlungsleistung auf Faser 2 und 3 auf, welche das Licht auf den Hebelarm und eine Referenzphotodiode PD_{ref} führen. Die Endfläche der Glasfaser und des Hebelarms bilden einen Fabry-Perot-Resonator, so daß es zu einer Interferenz innerhalb der Glasfaser kommt. Die Strahlungsleistung der interferierenden Strahlen wird nun auf die Faser 1 und 2 aufgeteilt, welche das Interferenzsignal einerseits auf die Laserdiode und andererseits auf die Signalphotodiode PD_{sig} führt. Durch die Subtraktion der beiden Photoströme läßt sich der Einfluß von Schwankungen der Laserleistung reduzieren.
In einem anderen Aufbau eines Fabry-Perot-Resonators wird die Grenzfläche einer **Laserdiode**, aus der die Strahlung austritt, direkt dem Hebelarm angenähert. Aufgrund der höheren Brechzahl des Halbleitermaterials werden an der Innenfläche des Lasers ca.40% der Lichtleistung reflektiert (Vergleich mit Glasfaser: 4%). Das vom Hebelarm reflektierte Licht interferiert mit der im Laserresonator erzeugten kohärenten Strahlung und moduliert diese. Die Modulation läßt sich mit einer Monitorphotodiode, die standardmäßig auf der rückwärtigen Seite des Halbleiters angeordnet ist, beobachten. Der apparative Aufwand ist hier minimal, da keine optischen Bauelemente zur Übertragung der Strahlung, keine Strahlteiler und auch keine optischen Isolatoren erforderlich sind. Die Vorteile der Signalübertragung mit einem Lichtleiter lassen sich jedoch nicht nutzen. Ebenfalls ist ein Einsatz bei tiefen Temperaturen nicht möglich.
Weitere detailliertere Informationen zu meßtechnischen und physikalischen Aspekten der Rasterkraftmikroskopie sind in [3.9] und [3.10] zu finden.

3.3 Konzept des Abstandsdetektors

Hinsichtlich der Anforderungen an den Abstandsdetektor, die in Kap. 3.1 aufgeführt sind, ist ein Vergleich bestehender Detektorkonzepte erfolgt. Eine systematische Betrachtung der Anwendbarkeit weiterer physikalischer Effekte, neben den schon in Kap. 3.2 beschriebenen Konzepten, ist nicht durchgeführt worden.
Der Einsatz eines Fabry-Perot-Interferometers, das mit Lichtwellenleitern aufgebaut ist, bietet insbesondere bzgl. eines störungsfreien Signaltransports vom Meßort zur Elektronik Vorteile gegenüber anderen Konzepten. Die folgende Aufzählung enthält die wesentlichen Aspekte, die zu der Entscheidung für ein **Interferometer nach Abb. 3.5** und der Verwendung einer Laserdiode beigetragen haben :

- Es können sowohl bei tiefen Temperaturen als auch an Luft Mikrohebelarme bei gleichzeitig geringen rückwirkenden Kraft-WW vom Detektor auf den Hebelarm eingesetzt werden.

- Die Lichtwellenleiter ermöglichen eine gegenüber elektrischen und magnetischen Feldern störsichere Führung des Meßsignals vom Meßort zur Elektronik. Der Abstand zwischen Meßort und der Auswerteelektronik ist daher praktisch beliebig.
- Verwendung eines Halbleiterlasers aufgrund des geringen Platzbedarfs
- Direkte Einkopplung der Laserstrahlung in die Glasfaser ohne eine aufwendige Kollimatoroptik durch Annäherung von Laserdiode und Glasfaser auf wenige $10\mu m$

Die Auswahl der Lichtquelle muß im Zusammenhang mit den Forderungen nach einem geringen apparativen Aufwand und einer Auflösung der Hebelarmauslenkung von < 0,1nm gesehen werden. Man kann näherungsweise davon ausgehen, daß sich das Interferenzsignal im RKM bei der Verwendung von Glasfasern durch eine cos-Funktion beschreiben läßt (vergl. Kap. 4). Für hochauflösende interferometrische Messungen kann der Zusammenhang zwischen optischen Weglängenunterschieden $n\Delta d$ und der Strahlungsleistung des Interferenzsignals $P_2(d)$ (s. Abb. 3.5) vereinfacht beschrieben werden durch das Differential :

$$\frac{\Delta P_2}{P_2(d_o)} \sim k \cdot \Delta d + d_o \cdot \Delta k \quad ; \; d_o = (2m+1)\lambda/8 \; ; \; m = 0,1,2...$$

(k = Wellenzahl, d_o = Resonatorlänge im Arbeitspunkt, vergl. Kap. 4)
Die Bedingung $\Delta d < 0{,}1nm$ (beimöglichst großer Signal-Bandbreite) stellt nun an die ausgestrahlte Leistung der Lichtquelle und die auswertende Elektronik die Anforderung nach einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von > 40dB und setzt eine Wellenlängenstabilität der Lichtquelle in der Größenordnung von $\Delta\lambda/\lambda < 10^{-5}$ voraus (s. Kap. 4). Beide Bedingungen sind bei Verwendung einer Laserdiode mit im Rahmen dieser Arbeit vertretbarem technischen Aufwand zu erfüllen [3.15]. Als Lichtquelle wurde daher eine rauscharme single-mode Laserdiode gewählt.

Kapitel 4

Das Fabry-Perot-Interferometer

4.1 Der Fabry-Perot-Resonator

Der klassische Fabry-Perot-Resonator wird durch zwei planparallel in einem Abstand d voneinander angeordneten Glasplatten G und G' gebildet, die auf der Innenseite teildurchlässig verspiegelt sind. Sie begrenzen einen Luftspalt, in dem die eintretende Strahlung in Abhängigkeit des Reflexionsvermögens der verspiegelten Flächen vielfach reflektiert wird. Es kommt zwischen den in Reflexion oder Transmission aus dem Fabry-Perot-Interferometer austretenden Strahlen in Abhängigkeit des Gangunterschiedes (z.B. Strecke A→B in Abb. 4.1) zur Interferenz. Konstruktive Interferenz stellt sich ein, wenn der Gangunterschied ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge beträgt. Destruktive Interferenz stellt sich ein, wenn der Gangunterschied ein ungeradzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge beträgt. Es werden mit r und r' bzw. t und t' die

Reflexions- bzw. Durchlässigkeitskoeffizienten [1] der beiden Glasplatten und mit P_{ein}, P_r, P_t die einfallende, die in Reflexion und die in Transmission betrachtete Strahlungsleistung bezeichnet.

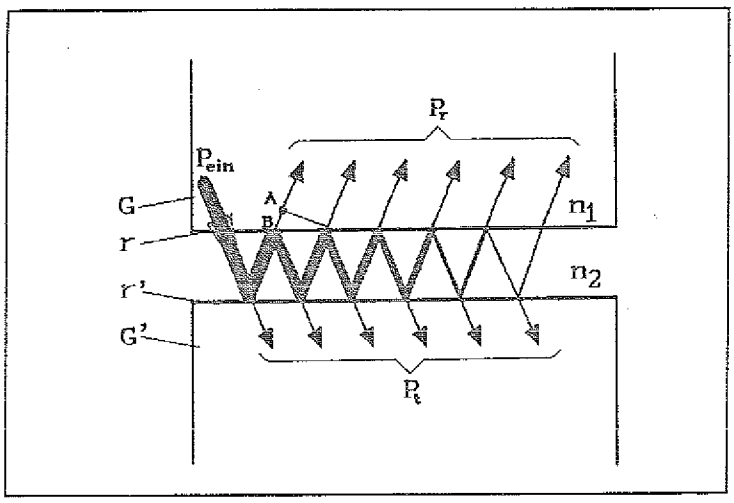


Abb. 4.1
Klassischer Fabry-Perot-Resonator bestehend aus zwei an der Innenseite teildurchlässig verspiegelten Glasplatten G und G'
eintretende Strahlungsleistung P_{ein}
reflektierte Strahlungsleistung P_r
transmittierte Strahlungsleistung P_t

Eingehende Betrachtungen [3.9] gehen von einer Vielfachinterferenz bei gleichzeitig näherungsweise senkrechtem Lichteinfall und von unendlich ausgedehnten, planparallel ausgerichteten, absorptionsfreien Spiegeln aus. Außerdem werden Verluste durch Beugung der Strahlung an den Spiegeln und Streuung vernachlässigt. Die Intensitätsverteilung der reflektierten Leistung läßt sich nach [3.9] berechnen zu:

$$P_r = P_{ein} \cdot \frac{4R\sin^2(\Theta/2)}{(1-R)^2+4R\sin^2(\Theta/2)} \; ; R = r\,r' \,. \qquad (4.1)$$

(Θ = Phasenverschiebung zwischen interferierenden Teilstrahlen)

In [3.9] wird gezeigt, daß sich für diesen idealen Fabry-Perot-Resonator mit $R = r \cdot r'$ bzw. $T = t \cdot t'$ ein Reflexionsvermögen bzw. Transmissionsvermögen angeben läßt. Sie haben einen großen Einfluß auf die Intensitätsverteilung des Interferenzbildes. Aus Abb. 4.2 ist ersichtlich, daß der Kontrast zwischen konstruktiver und destruktiver Interferenz mit zunehmenden R größer wird.
Für kleine R läßt sich die reflektierte Strahlungsleistung durch eine cos-Funktion beschreiben. In diesen Fällen handelt es sich also näherungsweise um Zweistrahlinterferenz [3.17], die für $\cos^2[\Theta] \approx 0$, $\sin^2[\Theta] = {}^1/_2(1-\cos[\Theta])$ und $R^2 \approx 0$ aus Gl. 4.1 hergeleitet werden kann. Sie wird beschrieben durch:

$$P_r(d) = 2\,P_{ein}R\,(1-\cos(2kd)) \; ; \qquad k = \frac{2\pi}{\lambda} \qquad (4.2)$$

[1] Reflexionskoeffizienten geben das Amplitudenverhältnis des reflektierten E-Feldes zum einfallenden E-Feld wieder, Durchlässigkeitskoeffizienten das Amplitudenverhältnis des transmittierten E-Feld zum einfallenden E-Feld.

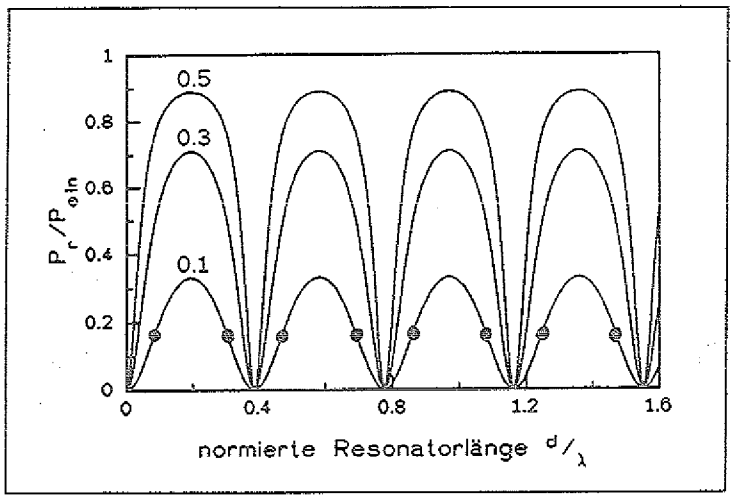


Abb. 4.2
Intensitätsverteilung der auf die eintretende Strahlungsleistung P_{ein} normierten reflektierten Strahlungsleistung als Funktion der auf die Wellenlänge normierten Resonatorlänge d für verschiedene Reflexionsvermögen R=0,1/0,2/0,3;
die Punkte markieren die Arbeitspunkte im Meßbetrieb

4.2 Der Fabry-Perot-Resonator des RKM-Interferometers

Abb. 4.3 zeigt den Fabry-Perot-Resonator im RKM. Er wird aus der Endfläche des Glasfaserkerns und aus der Oberseite des reflektierenden Hebelarms gebildet. Der Kerndurchmesser der verwendeten Faser bzw. der Durchmesser reflektierenden Fläche des Mikrohebelarms (s. Anhang A) beträgt 6μm bzw. 20μm. Sie sind in einem Abstand zwischen 1μm - 10μm angeordnet. Der Akzeptanzwinkel ψ_A, unter dem Strahlung in die Faser eintreten kann und totalreflektiert wird, beträgt $\approx 6°$ (vergl. Kap. 5). Man kann also von näherungsweise senkrechtem Lichteinfall ausgehen. In diesem Fall läßt sich der Reflexionskoeffizient r für die Übergänge Glas-Luft und Luft-Glas nach Fresnel berechnen [3.17] ($n_{Luft} \approx 1$, $n_{Glas} \approx 1{,}5$) zu:

$$r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} = 0{,}2 \qquad (4.3)$$

Zusammen mit einem maximalen Reflexionskoeffizienten der Mikrohebelarmanordnung von r'=1 ergibt sich daher bei nahezu idealen Bedingungen bzgl. Absorption, Streuung, Beugung und Verkippung, ein maximales effektives Reflexionsvermögen von R=0,2. Dies berechtigt uns, bei der Betrachtung des Fabry-Perot-Resonators im RKM die Beiträge durch Vielfachreflexion zu vernachlässigen. Im folgenden wird daher nur noch der Fall der Zweistrahlinterferenz betrachtet (s. Gl. 4.2).

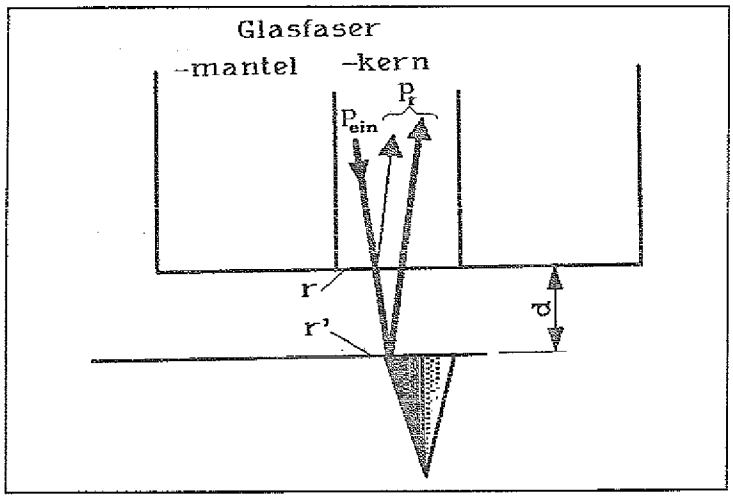


Abb. 4.3
Fabry-Perot-Resonator des RKM

Beim idealen Fabry-Perot-Resonator ist das Reflexionsvermögen R nur von den Reflexionskoeffizienten der Spiegel abhängig und somit unabhängig von dem Abstand zwischen den Spiegeln. Bei dem Fabry-Perot-Resonator des RKM tritt jedoch die Strahlung unter dem Divergenzwinkel ψ aus der Faser aus (s. Abb. 4.4).

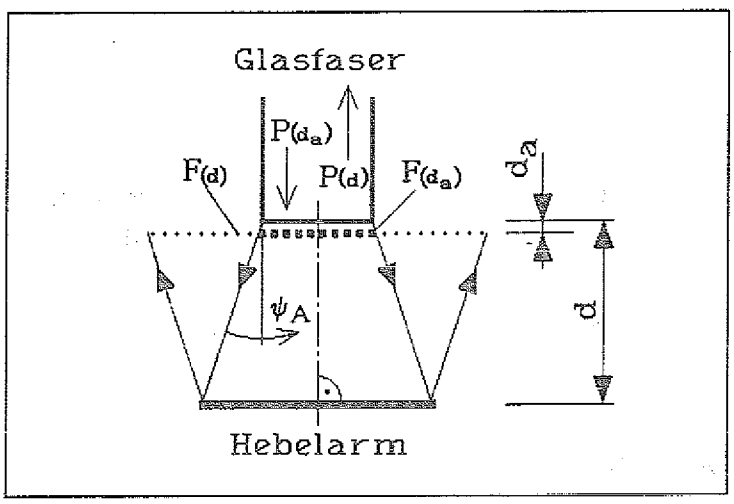


Abb. 4.4
Einfluß des Divergenzwinkels ψ auf die in die Faser zurückreflektierte Strahlungsleistung P(d).
$P(d_a)$ = die aus der Glasfaser austretende Strahlungsleistung

Dies hat zur Folge, daß mit zunehmendem Abstand zwischen der Glasfaser und der reflektierenden Fläche des Hebelarms die Intensität der auf die Faser treffenden, vom Hebelarm reflektierten Strahlung abnimmt und damit auch die Strahlungsleistung, die in die Glasfaser wieder eingekoppelt werden kann.
Die unmittelbar an der Glasfaserstirnfläche in einem Abstand d_a ausgetretene Strahlung habe die Intensität $I(d_a)$. Die vom Hebelarm reflektierte Strahlung besitzt aufgrund von geometrischen Überlegungen unmittelbar an der Glasfaserstirnfläche eine geringere Intensität I(d). Das Verhältnis der aus der Fläche $F(d_a)$ austretenden Strahlung $P(d_a)$ zu der durch dieselbe Fläche wieder eintretende Strahlungsleistung P(d) ist gleich dem Verhältnis der Intensitäten und damit von dem Divergenzwinkel ψ der aus der Faser austretenden Strahlung abhängig.

$$\frac{P(d)}{P(d_a)} = \frac{I(d)}{I(d_a)} \qquad (4.5)$$

Die gesamte Strahlungsleistung verteilt sich nach der Reflexion am Spiegel über die Fläche $F(d)$, deshalb gilt:

$$I(d)F(d) = I(d_a)F(d_a) \tag{4.6}$$

Die Querschnittsfläche, durch die im wesentlichen die Strahlungsleistung im Glasfaserkern geführt wird (vergl. Kap. 5.1), sei πw_o^2. Mit Gl. 6.7, 6.8 und $F(d)=\pi(w_o/2+2d\tan(\psi))^2$ ergibt sich dann ein Ausdruck, der die Leistungsverluste der in die Glasfaser zurückreflektierten Strahlung infolge des Divergenzwinkels ψ berücksichtigt:

$$f(d)=\frac{P(d)}{P(d_a)}=\frac{1}{(1+2\,d/w_o\tan(\psi))^2} \tag{4.7}$$

Im folgenden wird diese von der Geometrie abhängige Eigenschaft des RKM-Resonators dadurch berücksichtigt, daß das in Gl. 4.1 definierte Reflexionsvermögen, welches nur von den Materialkonstanten r und r' abhängig ist, ersetzt wird durch ein effektives Reflexionsvermögen:

$$R(d)=r\cdot r'\cdot f(d) \tag{4.8}$$

Die geometrische Abhängigkeit des effektiven Reflexionsvermögens hat im Gegensatz zum idealen Fabry-Perot-Resonator zur Folge, daß die Strahlungsleistung im Arbeitspunkt $P_r(d_o)$ mit zunehmendem Glasfaser-Hebelarm-Abstand abnimmt. In Kap. 6.1.3 werden Messungen erläutert, die die in Gl. 4.8 formulierte Abhängigkeit des effektiven Reflexionsvermögens von der Geometrie des RKM-Resonators bestätigen.

4.3 Hochauflösende Interferometrie

Eine hohe Auflösung von optischen Längenänderungen kann erreicht werden, wenn man einen Arbeitspunkt (≙bestimmten Resonatorlängen d_o auf den Kurven in Abb. 4.2) an Stellen größter Steigung wählt. In diesen Punkten läßt sich Gl. 4.2 in erster Näherung angeben durch:

$$P_r(\Delta d)=P_r(d_o)+\frac{\partial P_r(d)}{\partial d}\Delta d=2R(d)P_{ein}(1-2k\Delta d)\;; \tag{4.9}$$

$(d_o=(2m+1)\lambda/8,\ \Delta d=d-d_o)$

Für kleine Hebelarmauslenkungen ist die Strahlungsleistung somit proportional zu Änderungen der Resonatorlänge d. $P_r(\Delta d)$ und P_{ein} werden schließlich indirekt mit einer Signalphotodiode und einer Referenzphotodiode gemessen (s. Abb. 4.6). Durch eine Subtraktion dieser beiden Photoströme läßt sich der Einfluß einer periodischen oder statistischen Änderung der eingekoppelten Strahlungsleistung ΔP_{ein} auf die absolute

Leistung im Arbeitspunkt (s. auch Anhang C). Damit kann am Ausgang der Elektronik das Signal-zu-Rausch-Verhältnis des Nutzsignals verbessert und der Einfluß von Schwankungen der Strahlungsleistung reduziert werden.

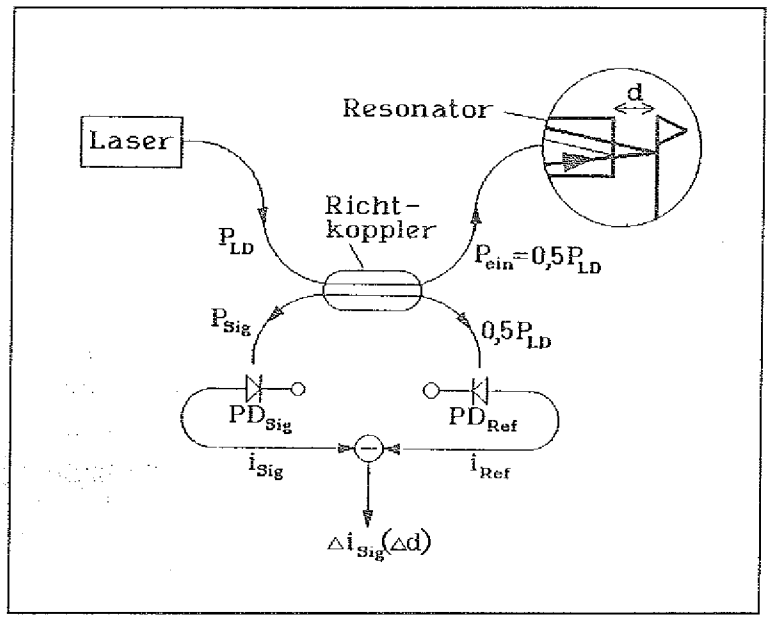


Abb. 4.5
Detektor-Konzept:
RKM-Interferometer mit Lichtquelle, Richtkoppler, Resonator, Photodioden PD_{sig} und PD_{ref}

Setzt man voraus, daß gilt: $\Delta P_r(\Delta d)=2\,\Delta P_{sig}(\Delta d)$, $i=S\cdot P$ und $P_r(d_o)=2R\,P_{ein}$, ergibt sich für den Wechselanteil von $i_{sig}(d_o)$:

$$\Delta i_{sig}(\Delta d)=2\,k\,i_{sig}(d_o)\Delta d \quad ; \; i_{sig}(d_o)=SR(d)\overline{P}_{ein} \; ; \; \overline{P}_{ein}=\eta_{LD}\eta_R\overline{P}_{LD} \qquad (4.10)$$

(η_{LD}=Einkopplungswirkungsgrad bzgl. der Laserdiode und der Glasfaser>0,1; P_{LD}=Strahlungsleistung der Laserdiode; $\eta_R=0{,}5$=Koppelverhältnis des Strahlteilers, s. Kap. 5.1.3)
Bei einer geforderten kleinsten detektierbaren Hebelarmauslenkung von $\Delta d < 0{,}1$nm ergibt sich hiermit für eine Wellenlänge von 780nm (s. Kap. 5.2):

$$\frac{\Delta i_{sig}(\Delta d)}{i_{sig}(d_o)} < 2\cdot 10^{-3}\,. \qquad (4.11)$$

Um die geforderte Auflösung erreichen zu können, müssen also noch Stromänderungen meßbar sein, die mehr als 10^3 mal kleiner sind als der Strom $i_{sig}(d_o)$.

4.4 Störungen des Interferenzsignals

Änderungen des Signalstromes i_{sig} werden auch verursacht durch :

- Änderungen des effektiven Reflexionskoeffizienten **R(d)**
- Temperaturänderungen **T** in der Laserdiode; diese verursachen eine Änderung der emittierten mittleren Strahlungsleistung der Laserdiode und der Wellenlänge ihres Lichtes

- Temperaturänderungen am Meßort; durch sie kommt es zu Änderungen der optischen Wegdifferenz $n \cdot d$
- Änderungen der Ströme und Spannungen der elektrischen Schaltung
- Änderungen des Laserdiodenstromes; sie verursachen eine Änderung der emittierten Strahlungsleistung **P** der Laserdiode

Der Einfluß der Störungen läßt sich jedoch nicht im Signalstrom $\Delta i_{sig}(\Delta d)$ von einer realen Hebelarmauslenkung unterscheiden. Daher täuschen Störungen praktisch eine Hebelauslenkung vor (s. Anhang C) :

$$\Delta i_{sig} = 2k\, i_{sig}(d_o)\, (\Delta d_{real} + \Delta d_{Störung})\ . \qquad (4.12)$$

Der Einfluß der Störungen läßt sich mit dem Differential von P_r darstellen. Danach setzt sich die simulierte Hebelarmauslenkung additiv aus den Beiträgen der einzelnen Störungen zusammen . Die Beiträge der störenden Einflüsse von R(d), T und P müssen bei einer möglichst großen Bandbreite unter der geforderten Auflösungsgrenze liegen. Es ergeben sich somit, ausgehend von der Forderung nach einer kleinsten detektierbaren Variation der Hebelarmauslenkung von $\Delta d < 0{,}1$nm, der Verwendung einer Laserdiode (GaAlAs, $P_{Nenn} = 3$mW, $\lambda = 780$nm) und einem Arbeitsabstand zwischen Glasfaserende und Hebelarm von typisch 5μm, folgende Randbedigungen (s. Anhang C) für die Elektronik, die Lichtquelle und die Mechanik. Sie gelten, wenn das Amplitudenspektrum des Signals nicht eingeschränkt wird, also bei größtmöglicher Bandbreite .

- Wellenlängenstabilität der Lichtquelle bzw. spektrale Breite des Laserübergangs :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} < 2 \cdot 10^{-5}$$

- Temperaturstabilität (der Laserdiodenanordnung)

$\Delta T_\lambda < 0{,}2$ K bzgl. der Empfindlichkeit $\delta\lambda/\delta T$

$\Delta T_P < 0{,}02$ K bzgl. der Empfindlichkeit $\delta P_{LD}/\delta T$

- erforderliche rel. Genauigkeit bzw. Stabilität der Auswerteelektronik

$$\frac{\Delta i_{el}}{i_{sig}(d_o)} < 10^{-3}$$

- thermisch induzierte mechanische Drift des Abstandes d

$$\Delta d < 0{,}1\text{nm}$$

- erforderliche Stabilität der Laserstromquelle

$$\frac{\Delta\overline{i_{LD}}}{\overline{i_{LD}}} < 10^{-4}$$

- erforderliches Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Laserdiodenstrahlungsleistung

$$\left.\frac{\overline{P_{LD}}}{\Delta P_{LDrms}}\right|_{dB} > 40\ dB$$

Um einen hohen effektiven Reflexionskoeffizienten und somit eine größere Empfindlichkeit des Interferometers zu erreichen, sind außerdem geringe Abstände zwischen Hebelarm und Faserende vorteilhaft. Eine Verkippung der Resonatorplatten gegen die Resonatorachse führt zu größeren Leistungsverlusten im RKM-Resonator und somit zu einem geringen effektiven Reflexionsvermögen. Für den Fall eines effektiven Reflexionsvermögens von $R_{(d)}=0{,}15$ lassen sich Verluste im Resonator durch Verkippung vernachlässigen, wenn der Kippwinkel $<5°$ beträgt [3.19]. Da mit der Justiervorrichtung des Auslenkungsdetektors eine Verkippung von Faser und Hebelarm korrigiert werden kann und im Routine-Meßbetrieb das effektive Reflexionsvermögen $R_{(d)}$ kleiner ist als 0,15, wird in folgenden Betrachtungen(s. Kap. 6) eine Verkippung vernachlässigt.

4.4 Konsequenzen für den Aufbau des RKM-Interferometers

Um die in Kap. 4.3 aufgelisteten erforderlichen Genauigkeiten zu erreichen und gleichzeitig Messungen mit möglichst großer Bandbreite und damit kurzen Meßzeiten durchführen zu können, sollten bei der Auswahl der Bauelemente und der Konstruktion folgende konkrete Anforderungen an Toleranzen berücksichtigt werden :
Die **Laserdiode** muß eine rel. spektrale Breite von $\approx 10^{-5}$ (s. auch Kap. 5) besitzen, um bei größtmöglicher Bandbreite die geforderte Genauigkeit des Auslenkungsdetektors nicht zu vermindern. Temperaturänderungen im Bereich einiger mK müssen vermieden werden und machen einen temperaturstabilisierten Betrieb der Laserdiode erforderlich. Aufgrund ihrer großen Empfindlichkeit gegenüber Stromänderungen muß außerdem der Laserdiodenstrom ($\overline{i_{LD}}\approx 50mA$) eine zeitliche Stabilität $\Delta i_{LD} < 10\mu A$ besitzen. Der Laser sollte die Strahlung mit einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis $>40dB$ emittieren.
Die **Justiervorrichtung** muß eine grobe Annäherung zwischen Faser und Hebelarm bis auf wenige μm ermöglichen. Des weiteren muß eine Feinjustierung eine Einstellung des Arbeitspunktes d_o auf wenige nm genau gewährleisten. Hebelarm und Faserende sollen ebenfalls gegeneinander verkippt werden können, um eine Verkippung $>5°$ korrigieren zu können. Eine thermisch induzierte Drift muß über den Meßzeitraum kleiner als 0,1nm sein.
Bei größtmöglicher Bandbreite sollte das Signal mit einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von $> 60dB$ ($\triangleq \Delta i_{sig} < 2nA$ bei $P_{LD}=3mW$, $\eta_{LD}=0{,}1$, $\eta_R=0{,}1$, $R_{(d)}=0{,}1$, $S=0{,}4\,{}^{A}/_{W}$, s.Gl. 4.10) detektiert und ausgewertet werden. Da Stromänderungen nur 1‰ des durch die Laserstrahlungsleistung verursachten Stromes betragen, ist ein

Differenzvorverstärker notwendig, der diesen Einfluß reduziert. Der Differenzvorverstärker muß eine Gleichtaktunterdrückung >60dB und ein möglichst geringes Eigenrauschen besitzen.

Kapitel 5

Aufbau des Interferometers

Nachdem in Kapitel 3 und 4 das Konzept und die Funktion des Interferometers erläutert wurden, erfolgt in diesem Kapitel die Beschreibung der Komponenten des apparativen Aufbaus. Im einzelnen sind dies :

- Eine single-mode Laserdiode (5mW, 780nm) als Lichtquelle, deren Leistung und Betriebstemperatur im Betrieb geregelt wird (s. Kap. 5.2)
- Ein Richtkoppler mit der Funktion eines Strahlteilers für Lichtwellenleiter (s. Kap. 5.1)
- Eine mechanische Einkoppelvorrichtung, mit der die Strahlung der Laserdiode in die Monomodefaser eingekoppelt wird (s. Kap. 5.3)
- Der mechanische Aufbau der Justiervorrichtungen für den Fabry-Perot-Resonator des RKM (s. Kap. 5.4)
- Die zur Auswertung des Interferenzsignals notwendige Elektronik (s. Kap. 5.5)

5.1 Lichtwellenleiter

Im aufgebauten Interferometer werden Monomodefasern verwendet. Aufgrund ihres geringen Kerndurchmessers von 5,5μm (der Faserdurchmesser von Kern und Mantel beträgt etwa 60μm, mit der Primärbeschichtung beträgt der gesamte Durchmesser der Glasfaser etwa 125 μm) ist sichergestellt, daß bei geeigneter Justierung des Faserendes gegenüber dem Hebelarm das aus der Faser austretende Licht von der reflektierenden Fläche des Hebelarms (20x20)μm^2 vollständig reflektiert werden kann. Die folgenden Erläuterungen gehen daher nur auf Eigenschaften von Monomodefasern ein.

5.1.1 Faseraufbau und Feldverteilung

Die Totalreflexion elektromagnetischer Felder, die sich ab einem Grenzwinkel :

$$\cos(\alpha_g) = \frac{n_1}{n_2} \quad ; n_1 < n_2 \qquad (5.1)$$

an Grenzflächen zweier Medien beim Übergang vom optisch dichteren zum optisch dünneren Medium (von n_2 nach n_1) einstellt, bildet die klassische Grundlage der verlustarmen Führung von Licht mit Glasfasern. In Monomodefasern findet dieser

Übergang vom optisch dichteren zum optisch dünneren Medium zwischen dem Kern der Faser und seinem Mantel statt (s. Abb. 5.1). Berücksichtigt man die Snelliussche Brechung des in die Faser eingekoppelten Lichtes, läßt sich ein Winkel ψ_A angeben, unter dem die einfallende Strahlung im Glasfaserkern gerade noch totalrefelektiert wird. Dieser Winkel läßt sich mit Hilfe von Gl. 5.1 und dem Snelliusschen Brechungsgesetz mit dem Brechzahlprofil der Monomodefaser ($n(r) = \text{const.} = n_1$ für $r < r_{Kern}$ und $n(r) > n_1$ für $r > r_{Kern}$) in Zusammenhang bringen:

$$\sin(\psi_A) = \sqrt{n_K^2 - n_M^2} = A_N . \qquad (5.2)$$

A_N bezeichnet die numerische Apertur und ψ_A den Akzeptanzwinkel einer Glasfaser. Bei der im RKM verwendeten Faser ist $A_N \approx 0{,}1$ [3.14] und folglich $\psi_A \approx 6°$. Die numerische Apertur beschreibt nur dann exakt die Eigenschaft einer Glasfaser, wenn man ein ideales Stufenprofil der Brechzahl wie in Abb. 5.2 und eine über den Glasfaserkern konstante Intensität voraussetzt.

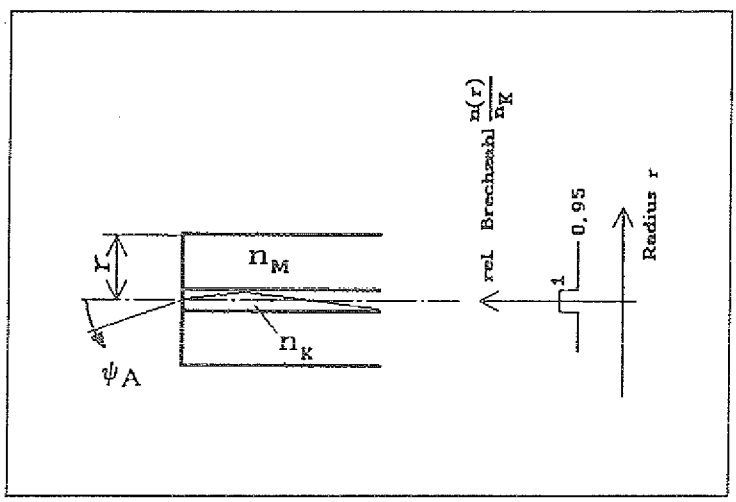


Abb. 5.1
Aufbau einer Monomodefaser und ideale Verteilung der Brechzahl über den Kernquerschnitt

Abhängig von dem Kerndurchmesser 2r, der numerischen Apertur und der Verteilung der Brechzahl über den Kernquerschnitt ergeben sich für eine bestimmte Wellenlänge bestimmte Verteilungen der Strahlungsleistung über den Glasfaserkern, die sich in Richtung der Glasfaserachse fortpflanzt. Solche Feldverteilungen werden als Moden bezeichnet.
Die Anzahl der in einer Faser ausbreitungsfähigen Moden wird durch den sog. Strukturparameter V bestimmt [3.3, 3.4]:

$$V = r \cdot k \cdot A_N = r \cdot \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot A_N ; \qquad (5.3)$$

Zu kleinen Werten von V hin gibt es, ein ideales Stufenprofil der Brechzahl vorausgesetzt, den charakteristischen Wert:

$$V_c = 2{,}4$$

bei dessen Unterschreitung nur ein Mode, der Grundmode ausbreitungsfähig ist. Da man praktisch bei einer gegebenen Faser nur noch mit der Wellenlänge den Wert des

Strukturparameters verändern kann, bestimmt sie den Wert, für den V kleiner ist als V_c. Die Wellenlänge, die diese Bedingung erfüllt, wird Grenzwellenlänge genannt. Die im RKM eingesetzte Faser (Kern$\phi \approx 5{,}5\mu$m, $A_N \approx 0{,}1$) ist also monomodig, wenn für ihren Strukturparameter gilt :

$$V = r \cdot k_o \cdot A_N \leq 2{,}4 \,. \qquad (5.4)$$

Die Grenzwellenlänge errechnet sich hiermit zu $\lambda_c \geq 720$nm.
Die tatsächliche radiale Verteilung der Strahlungsintensität eines Grundmodes in einer Monomodefaser ist näherungsweise gaußförmig (Strukturparameter $V \approx V_c$) (s. Abb. 5.2b) und reicht, anders als es die klassische Betrachtung mit der Totalreflexion beschreibt, noch in den Mantel hinein. Aufgrund der gaußförmigen Verteilung des Strahlungsfeldes charakterisiert man die Feldverteilung im Glasfaserkern nicht durch den Faserkerndurchmesser, sondern durch die Gaußsche Strahlweite w_o [3.4]. Genauere Betrachtungen in [3.4] stellen einen Zusammenhang zwischen der Verteilung der Strahlungsleistung innerhalb und außerhalb der Glasfaser her. Demnach ist die Verteilung der Strahlungsleistung außerhalb der Glasfaser ebenfalls näherungsweise gaußförmig (s. Abb5.2a); sie ist jedoch nicht vom Radius, sondern vom Austrittswinkel ψ abhängig.

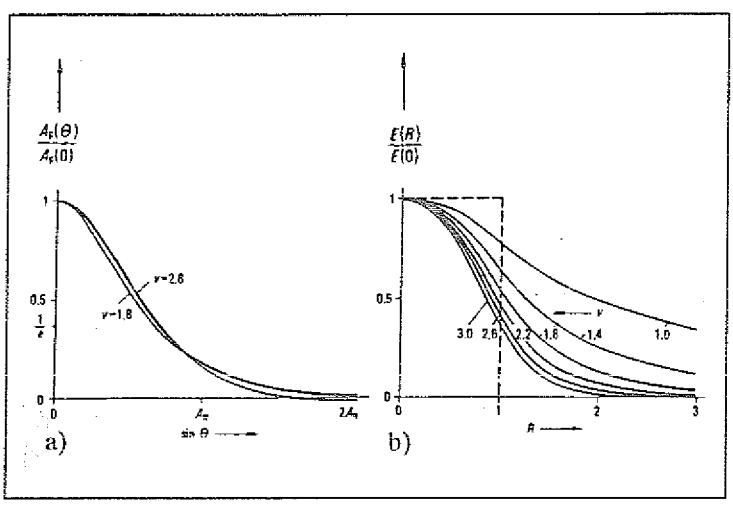


Abb. 5.2
a) normierter Amplitudenverlauf außerhalb der Glasfaser (im Fernfeld) als Funktion von sin(ψ)

b) normierter radialer Amplitudenverlauf des Grundmodes einer Stufenfaser für verschiedene V-Werte

Außerhalb der Faser charakterisiert man daher die Verteilung der Strahlungsleistung bei genaueren Messungen nicht durch A_N, sondern durch 0,51 A_N (vergl. Kap. 6). Ein Ergebnis dieser Betrachtungen ist auch, daß der Winkel, unter dem die Strahlung beim austreten aus der Faser gebeugt wird, über A_N definiert werden kann.

5.1.2 Einfluß der Materialeigenschaften

Materialeigenschaften haben einen Einfluß auf die Messung , wenn sie eine Änderung der von der Glasfaser geführten Strahlungsintensität bewirken. Dies ist möglich durch:
- Änderung der Eigenschaft der Glasfaser bzw. Änderungen des Strukturparameters
- Änderung der Eigenschaft des RKM-Resonators

Mechanische Spannungen in der Faser führen zu unterschiedlichen Brechzahlen in

Richtung der Hauptachsen eines ebenen Spannungszustandes. Hierdurch entsteht eine Phasenverschiebung zwischen den Komponenten des elektrischen Feldes in Richtung dieser Hauptrichtungen, die eine Änderung des Polarisationszustandes des sich in der Faser ausbreitenden Lichtes zur Folge hat. Auf die Eigenschaften des Fabry-Perot-Resonators des RKM (s. Kap. 4) hat dies jedoch keinen Einfluß und somit auch nicht auf das Interferenzmuster. Andererseits hat eine sich lokal ändernde Brechzahl einen Einfluß auf den Strukturparameter und somit auch auf die Intensitätsverteilung über den Kernquerschnitt. Daher ist eine stabile Lage der Faser während der Messungen von Vorteil.
Der Einfluß von **Temperaturänderungen** auf das Interferenzbild durch Variation des Strukturparameters infolge einer Querkontraktion wurde nicht systematisch untersucht. Bei typischen Werten für den rel. Längenausdehnungskoeffizienten von Glasfasern mit $\Delta l/l \approx 5 \cdot 10^{-7}$ und die Poissonsche Zahl mit $\mu \approx 0{,}2$ [3.14] ergibt sich für die Querkontraktion ein rel. Ausdehnungskoeffizient von $\Delta d/d \approx 10^{-7}$. Die Längenausdehnung des 5mm langen Endstückes der Faser, das auf den Hebelarm positioniert wird, kann den optischen Weg im Resonator des RKM meßbar beeinflussen, wenn man von einem Temperaturausdehnungskoeffizienten für Invarstahl von 10^{-6} ausgeht (gefordert war, s. Kap.4 $\Delta d < 0{,}1$nm).
Dämpfungsverluste durch Absorption und Streuung betragen typisch $^{1db}/_{km}$ [3.14] und können daher bei einer optischen Weglänge des Lichtes in der Faser von etwa 4m vernachlässigt werden. Rückgestreutes Licht wird gegenüber der in die Monomodefaser eingekoppelten Strahlungsleistung um typisch >50dB gedämpft [3.4], so daß diese bei einer in Kap. 4 geforderten Dämpfung von >30dB (bzgl. der Leistung) ebenfalls zu vernachlässigen sind.

5.1.3 Bidirektionaler Richtkoppler

Wie in Kap. 5.1.1 erwähnt wurde, breitet sich die elektromagnetische Welle nicht nur im Kern der Glasfaser aus, sondern reicht bis in den ihn umgebenden Mantel hinein. Daher ist es möglich, daß bei parallel angeordneten Glasfaserkernen, die nur durch einen Mantel voneinander getrennt sind, Strahlungsleistung in die benachbarte Faser überkoppelt.

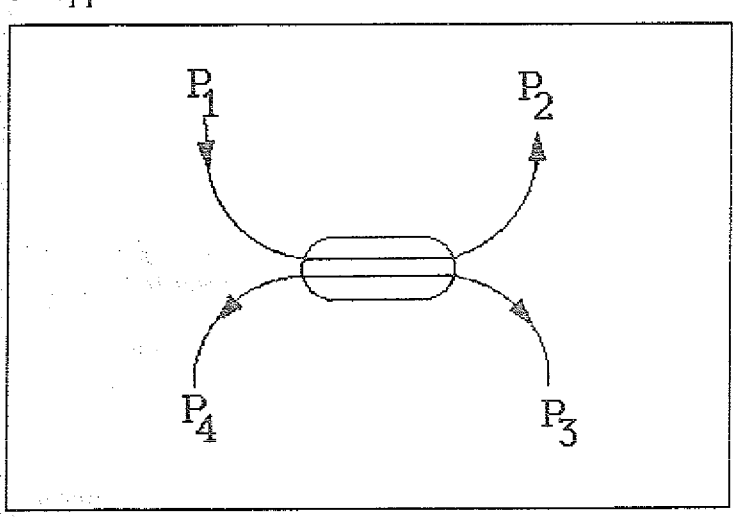


Abb. 5.3
bidirektionaler Richtkoppler 2x2

Die in ein Faserende eintretende Strahlungsleistung wird also auf die gegenüberliegenden, aus dem Richtkoppler austretenden Faserenden aufgeteilt. Das Koppelverhältnis (P_2/P_2+P_3) des im RKM verwendeteten Richtkopplers ist 0,5 bzw. 3dB. Die Verluste werden durch (P_1/P_2+P_3) charakterisiert und entsprechen bei dem hier verwendeten Richtkoppler Werten >0,9 bzw. >0,5dB. Die Eigenschaften des im RKM eingesetzten Richtkopplers sind richtungs- und polarisationsunabhängig.

5.2 Lichtquelle

Als Lichtquelle kommt ein single-mode GaAs-Halbleiterlaser zum Einsatz (Sharp LT022MDO, 5mW, 780nm). Er wurde speziell für den Einsatz im Konsumgütermarkt (CD-Player, Laserdrucker) entwickelt und zeichnet sich neben einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von >60dB (gefordert für die Laserdiode waren 40dB, s. Kap. 4) durch eine hohe Lebensdauer bzw. niedrige Schwellstromdichte und einen niedrigen Preis aus (Stückpreis z.Zt. 45DM). Die relative spektrale Breite des Laserübergangs beträgt nach Herstellerangaben (s. Anhang A) $\Delta\lambda/\lambda = \Delta\nu/\nu \geq 10^{-4}$ und ist somit größer als die in Kap. 4 aufgeführte Änderung der Wellenlänge (ohne Einschränkung der Signal-Bandbreite), die bei der geforderten Genauigkeit der Laserdiode zulässig ist. Die vorhandene Auswerteelektronik schränkt jedoch die Bandbreite der detektierbaren, stochastischen Frequenzänderung der Laserstrahlung auf $\Delta\nu = 50$kHz ein. Im Meßbetrieb entspricht dies einer spektralen Breite von $\Delta\nu/\nu = \Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-10}$. Statistische Änderungen der Wellenlänge und der Leistung der Laserdiode sind also vernachlässigbar.
Die emittierte Wellenlänge und Strahlungsleistung einer Laserdiode reagiert sehr empfindlich auf Temperatur- und Laserdiodenstromschwankungen. In Abb. 5.4 und 5.5 (Kenlinien zu LT022MDO) wird deutlich, daß Temperaturänderungen sowohl eine Änderung der Strahlungsleistung als auch der emittierten Wellenlänge verursachen.

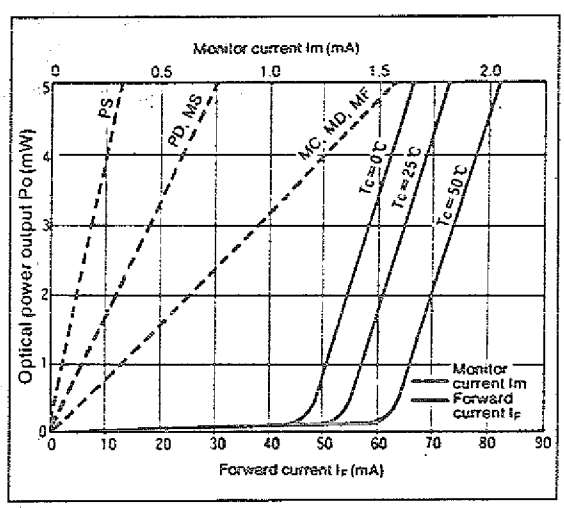


Abb. 5.4: Abhängigkeit der Strahlungsleistung von der Temperatur und dem Laserdiodenstrom

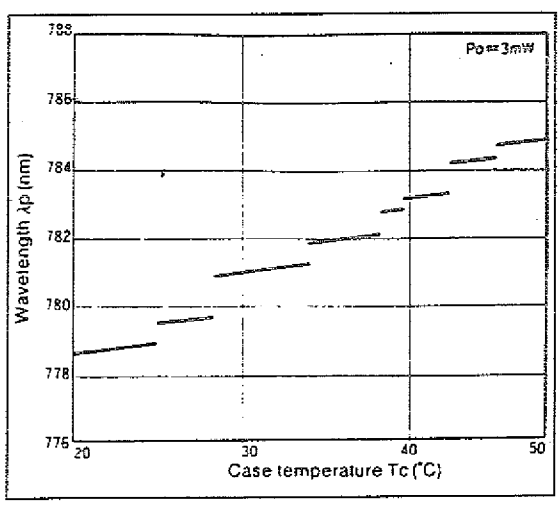


Abb. 5.5: Abhängigkeit der emittierten Wellenlänge von der Temperatur

Die sich durch Temperaturänderung ändernden Eigenschaften des Laserresonators ha-

ben eine z. T. sprungartige Änderung der emittierten Wellenlänge von wenigen nm (Modensprünge) zur Folge. Problematisch ist hier weiterhin die exponentielle Abhängigkeit der Strahlungsleistung von dem Laserdiodenstrom.
Um die in Kap. 4 berechnete Stabilität der Wellenlänge und insbesondere der Strahlungsleistung zu erreichen, muß daher zunächst die Temperatur auf wenige mK stabilisiert werden. Dazu wird die Laserdiode auf einem Peltierelement befestigt (s. Abb. 5.6) und dessen Kühlwirkung mit Hilfe eines PI-Reglers und eines Temperaturfühlers geregelt. Außerdem erfolgt wegen der hohen Empfindlichkeit der Strahlungsleistung gegenüber Schwankungen des Diodenstromes i_{LD} eine Stabilisierung der Strahlungsleistung der Laserdiode. Mit Hilfe der Monitorphotodiode, die an der rückwärtigen Seite der Laserdiode angeordnet ist, wird dazu die emittierte Strahlung gemessen und mit Hilfe eines Reglers der Laserdiodenstrom variiert. Als Stromquelle wird ebenfalls ein von Sharp entwickelter integrierter Schaltkreis verwendet, der gleichzeitig auch die Funktion eines einstellbaren Reglers übernimmt (s. Anhang A und D). Abb. 5.6 stellt im Blockschaltbild die Regelkreise für die Temperatur- und Leistungsregelung dar.

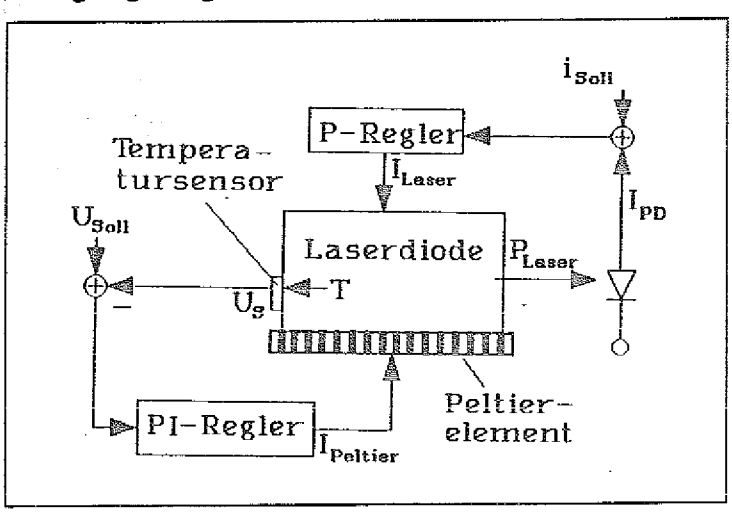


Abb. 5.6
Blockschaltbild für die Regelkreise der Temperatur- und Leistungsstabilisierung

Die Messung der Temperatur ist mit einem systematischen Meßfehler behaftet, da der Temperaturfühler nicht direkt an der Laserdiode angebracht ist, sondern an dem Kühlkörper. Das läßt sich jedoch nicht vermeiden, da der Halbleiterkristall mit einem Volumen von $(0{,}1x0{,}1x0{,}1)mm^3$ wesentlich kleiner ist als der Temperatursensor mit $(3x2x1)mm^3$. Die Cu-Be-Fassung des Halbleiterlasers ist wesentlich größer als dieser selbst und übernimmt die Funktion eines temperaturstabilisierten sehr großen Wärmespeichers. Ein thermisches Gleichgewicht kann sich nun einstellen, ohne daß sich die Temperatur der Fassung in gleichem Maße ändert wie die des Lasers.

5.3 Einkopplung des Lichtes in die Monomodefaser

Strahlung, die aus der Glasfaserstirnfläche austritt, bildet einen beugungsbegrenzten Lichtkegel (s. Kap. 5.1.1). Die Verteilung der Strahlungsleistung über den Austrittswinkel ist näherungweise gaußförmig und läßt sich durch die numerische Apertur sowie die Gaußsche Strahlweite charakterisieren [3.4]. In umgekehrter Richtung

läßt sich eine optimale Einkopplung der Strahlung in eine Monomodefaser erreichen, wenn man die Lichtquelle vollständig auf dem Faserkern abbildet und die Strahlung mit der Apertur der Monomodefaser sowie einer gaußförmigen Verteilung der Strahlungsleistung auf die Faserstirnfläche fällt [3.3].

Die von der verwendeten single-mode Laserdiode ausgesandte Strahlung ist ebenfalls beugungsbegrenzt. Bei ihr ergibt sich qualitativ der gleiche Zusammenhang zwischen der Verteilung der Strahlungsleistung innerhalb und außerhalb des Strahlung führenden Bereiches wie bei der Monomodeglasfaser (s. Abb. 5.1). Außerhalb der hier verwendeten Laserdiode divergiert die Strahlung unsymmetrisch aufgrund der Geometrie des Querschnitts des aktiven Bereiches. Die Divergenzwinkel betragen senkrecht zum Querschnitt 35° und parallel zum Querschnitt 10° (s. Anhand A). Sie sind also größer als der Akzeptanzwinkel der Faser ($\alpha \approx 6°$) und erschweren daher eine optimale Einkopplung. Genauere Betrachtungen in [3.4] zeigen jedoch, daß der Divergenzwinkel bei Annäherung an die Austrittsfläche der Laserdiode abnimmt. Durch eine Annäherung der Monomodefaser an die Laserdiode kann man somit den Anteil der eingekoppelten Strahlungsleistung erhöhen. Problematisch ist hierbei, daß eine Annäherung andererseits auch eine Erhöhung störender Reflexionen von der Glasfaser zurück in den Laser zur Folge hat. Diese führen zu einer Instabilität des Laservorgangs und daher zu niederfrequenten Änderungen der Strahlungsleistung.
In der hier verwendeten Einkoppelvorrichtung erfolgt die Einkopplung durch Annäherung der Monomodefaser an die Laserdiode (ohne Kollimatoroptik) und erlaubt eine Justierung der Glasfaser lateral und senkrecht zur Austrittsebene der Laserdiode. In Abb. 5.7 ist die Einkoppelvorrichtung schematisch dargestellt.

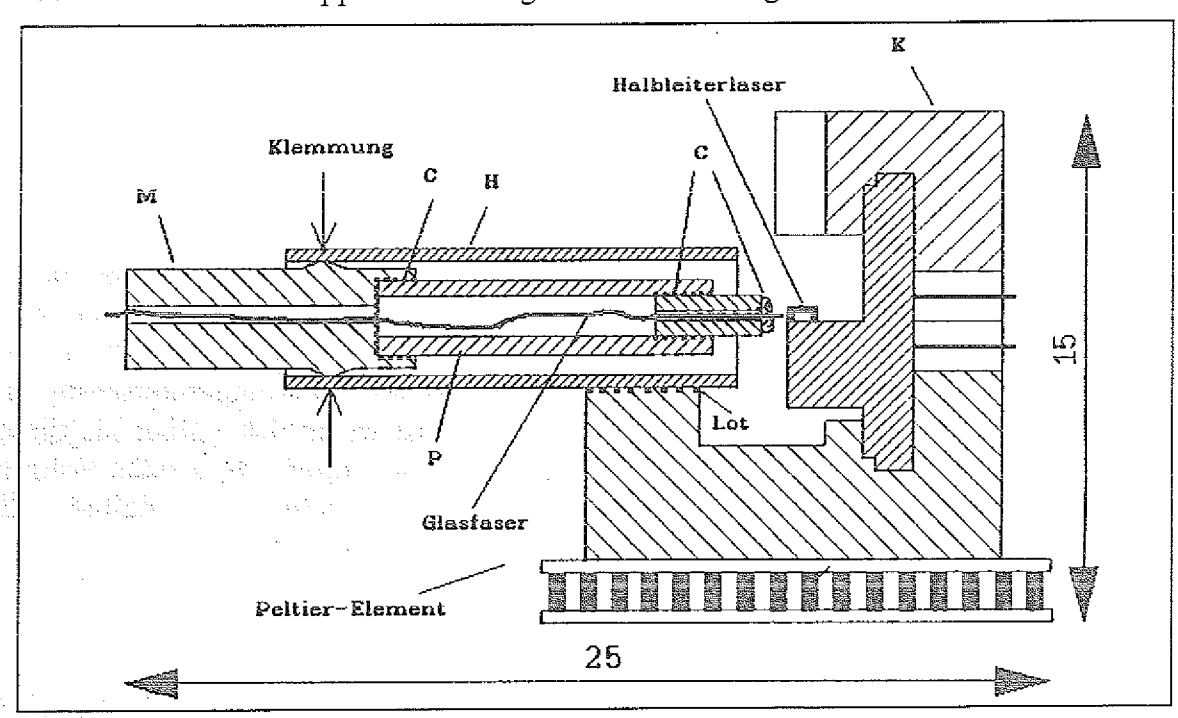


Abb. 5.7: Schema der Einkoppelvorrichtung; die Zeichnung ist nicht Maßstablich

Die Laserdiode wird in einem temperaturstabilisierten Cu-Be-Körper K befestigt und ist über eine Hülse H und eine durch sie führende Zentrierung, bestehend aus einer

Macor-Keramik M und einem Piezostellelement P, mit dem Lichtwellenleiter verbunden. Die Keramik M und der Piezo P sind durch eine Klebung C miteinander verbunden, ebenso der Piezo P und die Glasfaser. Eine Annäherung senkrecht zur Stirnfläche der Laserdiode läßt sich unter dem Mikroskop kontrollieren. Hierzu wird die Zentrierung (K und P) mit einem Mikromanipulator durch die Hülse H geschoben. Die Klemmung der Macor-Keramik mit der Hülse, die durch die Pfeile angedeutet wird, ermöglicht eine grobe laterale Positionierung der Faser durch geringfügiges Neigen der gesamten Zentrierung von einigen mm bis herab zu wenigen μm. Mit dem Piezoröhrchen ist eine feine laterale Justierung von wenigen μm bis herab zu wenigen nm möglich. Nach erfolgreicher Positionierung wird die Zentrierung mechanisch durch die Klemmung fixiert.
Da der Piezo auch als Rastereinheit verwendet werden kann, ist es möglich, den Einfluß des Einkoppelwirkungsgrades in Abhängigkeit von der lateralen Position der Faser zu messen. Abb. 5.8 stellt in Graustufen die mit der Referenzphotodiode (s. Abb. 4.6) gemessene, eingekoppelte Strahlungsleistung in einem Rasterbereich von etwa 5x5 μm^2 dar. Es zeigt, daß schon eine laterale Verschiebung von wenigen μm die eingekoppelte Strahlungsleistung um mehr als 50%reduziert.

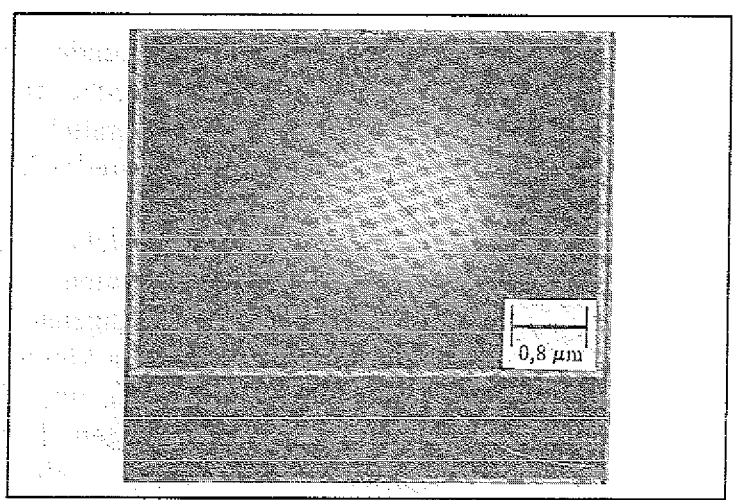


Abb. 5.8
Verteilung der in die Faser eingekoppelten Strahlungsleistung über die Stirnfläche des Halbleiterlasers; als Rastereinheit dient der Piezo in Abb. 5.6 und als Detektor die Referenzphotodiode in Abb. 4.5

5.4 Mechanischer Aufbau des Kraftsensors

Der Kraftsensor, d.h. die Anordnung der Glasfaser und des Mikro-Hebelarms, ist in dem Deckel integriert, der das Gehäuse des RKM schließt. An dem Deckel sind die Führungen für eine Positionierung der Glasfaser und des Hebelarms befestigt. Eine Annäherung von Hebelarm und Probe erfolgt durch definiertes Absenken des Deckels mittels einer Mikrometerschraube [2.5].

5.4.1 Anforderungen bei Abstandsmessungen im nm-Bereich

Der Abstand zwischen Hebelarm und Glasfaser muß auf wenige Mikrometer genau einstellbar sein und macht eine Justiervorrichtung erforderlich. Ist diese erschütterungsunempfindlich und thermisch stabil, haben mechanische Erschütterungen und Tempe-

raturänderungen nur einen geringen Einfluß auf eine Abstandsänderung zwischen Hebelarm und Glasfaser. Wenn man nun jedes verbindende Element innerhalb einer Positioniervorrichtung anschaulich durch mechanische Schwinger ersetzt [2.4], lassen sich Regeln für eine Konstruktion angeben, die eine Erhöhung der Resonanzfrequenz und eine sowohl mechanische als auch thermische Stabilität der Konstruktion zum Ziel haben [2.4,2.1]:

- **Vorspannen** aller Elemente der Justiervorrichtung um Spielfreiheit zu gewährleisten
- **Miniaturisierung** der Anordnung bzw. Reduzieren der Massen unter Beibehaltung ihrer Form
- Die **Verbindungen** zwischen den zu führenden Elementen sollen möglichst **kurz** sein
- Große mechanische Spannungen im Material verhindern, da diese z.T. über Stunden andauernde Formänderungen im nm-Bereich zur Folge haben
- Verwendung eines Materials mit geringem **Temperaturausdehnungskoeffizienten**

5.4.2 Die Justiervorrichtung

Die Justiervorrichtung muß eine Führung des Abstandes zwischen Glasfaserende und Hebelarm von 3 Freiheitsgraden der Translation (lateral und senkrecht zum Hebelarm $\mapsto$ x, y, z) und 2 Freiheitsgraden der Rotation (Drehachsen parallel zur Glasfaserstirnfläche $\mapsto r_x$, r_y) ermöglichen. An die Genauigkeit der Positionierbarkeit müssen folgende Anforderungen gestellt werden:

- lateral (x, y) muß die Glasfaser auf die reflektierende Fläche des Mikro-Hebelarms auf wenige μm genau über einen Hub von wenigen mm justiert werden können
- vertikal (z) muß der Hebelarm der Glasfaser bis auf einige nm genau angenähert werden, um den Abstand auf den empfindlichsten Arbeitspunkt einstellen zu können. Andererseits muß der Abstand auf wenige mm vergrößert werden können, um die Zugänglichkeit des Hebelarms (z.B. für seinen Austausch) zu gewährleisten. Eine platzsparende Anordnung, die diese hohe rel. Genauigkeit besitzt, kann durch die Kombination einer mechanischen Grobjustierung mittels einer Mikrometerschraube und einer elektromechanischen Feinjustierung mit einem Piezostellelement erreicht werden.
- Eine Führung von 2 Freiheitsgraden der Rotation sollte eine Verkippung von Glasfaserende zum Hebelarm auf $<5°$ (vergl. Kap. 4.3) korrigieren können

Neben diesen Randbedingungen muß gleichzeitig auch die Forderung nach einer geringen thermisch induzierten Drift der Mechanik von wenigen $^{nm}/_{min}$ und einer guten Zugänglichkeit der Führungen von außen (vergl. Kap. 3.1) erfüllt sein. Damit ist eine Justierung des Glasfaserendes und des Hebelarms von außen möglich und eine möglichst schnelle Positionierung gewährleistet. Für einen Routinebetrieb mit dem RKM ist dies besonders wichtig.

Abb. 5.9 zeigt schematisch die Justiervorrichtung des im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Kraftsensors. Eine Platte, an der der Hebelarm befestigt ist, wird gegen 3 Mikrometerschrauben gedrückt, die durch eine Aussparung im Deckel in den Meßraum reichen. Sie ermöglichen nun sowohl eine vertikale Führung der Platte unter dem Deckel als auch eine Neigung. Die Führungen der Neigung und des vertikalen

Abstandes sind somit voneinander abhängig. Die laterale Positionierung erfolgt durch die Führung der Glasfaser, die an einer Führungsstange befestigt ist, relativ zum Hebelarm. Die Führungsstange ist unter dem Deckel mit einem Kugelgelenk spielfrei gelagert, so daß eine translatorische Bewegung des Glasfaserendes durch geringfügiges Neigen der Führungsstange erreicht werden kann.

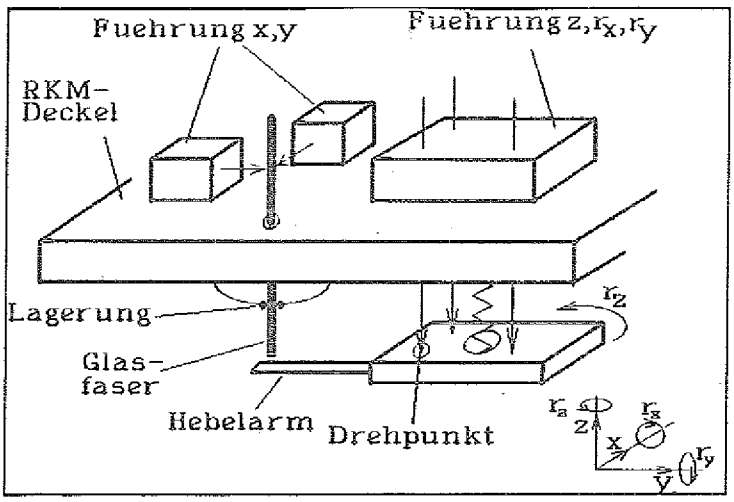


Abb. 5.9
Schema der Justiervorrichtung von Glasfaserende und Hebelarm:

Es ist generell auch eine laterale Führung des Hebelarms relativ zur Glasfaser denkbar. Problematisch ist dann im Vergleich zu der Führung der Glasfaser allerdings, daß die komplette Justiervorrichtung für z, r_x und r_y, die mit dem Hebelarm fest verbunden ist, mitbewegt werden müßte. Es läge also praktisch eine Serienschaltung zweier Führungen (anschaulich, zweier mechanischer Schwinger) vor. Die Empfindlichkeit gegenüber Erschütterung würde zunehmen, weil die Masse, die für eine laterale Positionierung zwischen Glasfaser und Hebelarm geführt werden muß, größer wird.

Die reibschlüssige Lagerung mit einem Kugelgelenk ermöglicht eine durch die Reibungskräfte einstellbare, starre Anordnung zwischen Deckelunterseite und Glasfaserende und gleichzeitig lateral eine Pseudoführung der Glasfaser relativ zum Hebelarm. Die Anordnung der Führungen auf dem Deckel, die die Führungsstange geringfügig neigen, sollten nun auch möglichst unempfindlich gegenüber mechanischen Erschütterungen und anderen äußeren Einflüssen sein, da sie direkt eine laterale Verschiebung der Glasfaserposition verursachen. Abb. 5.10 zeigt in der Draufsicht die voneinander abhängigen Führungen der beiden Neigungswinkel der Führungsstange. Es wird deutlich, daß sie durch zwei Blattfedern geführt wird, die sich gegenseitig vorspannen und somit auch die Differentialmikrometerschrauben.

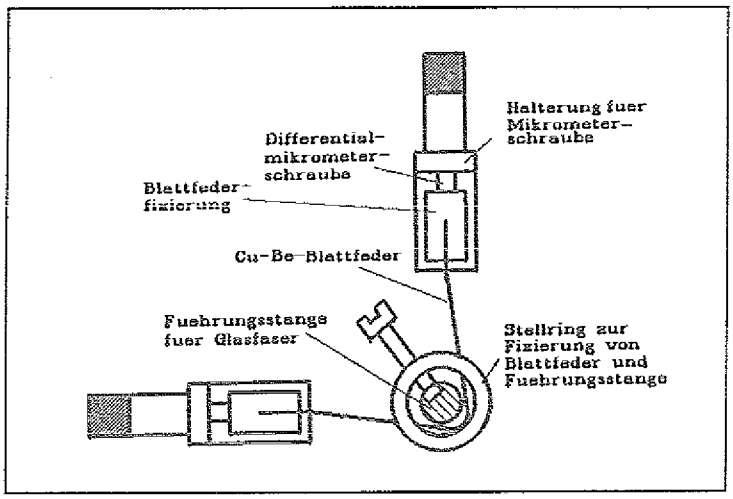


Abb. 5.10
Laterale Führung der Glasfaser: eine gebogene Blattfeder ersetzt zwei einzelne Blattfedern; sie ermöglicht eine mechanisch stabile und temperaturunempfindliche Führung der Führungsstange

Die hier gewählten Mikrometerschrauben erlauben einen reproduzierbaren Hub von max. 0,5mm und min. 2μm mit einer Genauigkeit von 2μm [3.11].
Abb. 5.11 stellt in der Seitenansicht Details der Justiervorrichtung der Führungsstange (bzw. der Glasfaser) und der Neigungsplatte (bzw. des Hebelarms) dar.

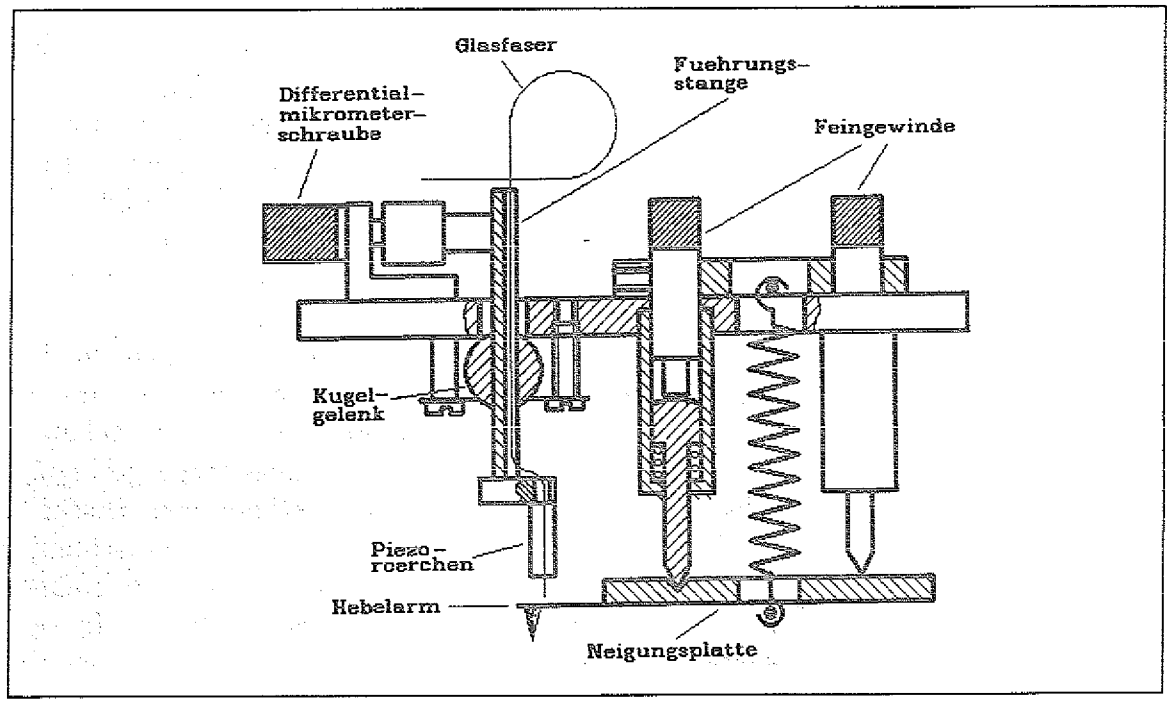


Abb. 5.11: Details des mechanischen Aufbaus der Justiervorrichtung

Die Schrauben zur Führung der Neigungsplatte sind rechtwinklig in einem Abstand von 30mm angeordnet. Der Hebelarm ist vom Drehpunkt der Neigungsplatte maximal 5mm entfernt. Dadurch ist eine grobe, mechanische, vertikale Führung des Hebelarms mit einer Untersetzung von 1:6 möglich. Alle drei Schrauben erlauben einen reproduzierbaren Hub von max. 6,5mm und min. 10μm mit einer Genauigkeit von 5μm. Daher ist mit der Neigungsplatte eine Korrektur der Neigung des Hebelarms um $\pm 6^{\circ}$ und vertikal eine reproduzierbare grobe Führung des Hebelarms bis herab zu 2μm möglich. Eine Feinjustierung mit einem Piezoröhrchen ($^{\delta d}/_{\delta U} = 1{,}8\ ^{nm}/_{V}$) erlaubt schließlich eine Annäherung zwischen Hebelarm und Glasfaser auf Bruchteile von nm

genau über einen Bereich von 0,5μm.
Das Photo in Abb. 5.12 zeigt in der Draufsicht den Deckel mit dem integrierten Kraftsensor. Zu erkennen sind die zwei Mikrometerschrauben, die eine geringe Neigung der Führungsstange bewirken, die drei Feingewinde, die eine Neigung des Hebelarms und seine vertikale Bewegung ermöglichen sowie die Aussparung im Deckel, durch die hindurch eine Kontrolle der Glasfaser-Hebelarm-Anordnung mit einem Lichtmikroskop möglich ist.

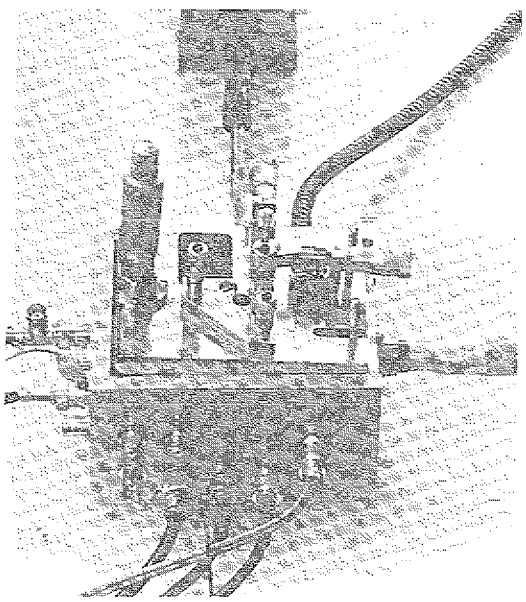


Abb.5.12
Photo des mechanischen Aufbaus auf dem RKM-Deckel mit der Führung der Führungsstange, drei Mikrometerschrauben für die Führung der Neigungsplatte und einem Sichtfenster

5.5 Elektronik

Abb. 5.13 gibt einen Überblick über die im Rahmen dieser Arbeit in Zusammenarbeit mit der Elektronikentwicklung des ISI im Forschungszentrums Jülich entstandenen elektronischen Schaltungen (in Anhang E sind alle Schaltpläne aufgeführt). Block I stellt das Interferometer schematisch als Teil des Regelkreises dar. Hier wird das Interferenzsignal durch Photodioden gemessen und mit einem Differenzvorverstärker an den Regelkreis angepaßt (s. weiter unten und Anhang D). Block II stellt schematisch weitere elektronische Komponenten dar, die für den Betrieb des Interferometers von Bedeutung sind. Zu ihnen zählen eine Temperatur- und Leistungsstabilisierung für einen stabilen Laserdiodenbetrieb (s. Kap. 5.3) sowie eine einstellbare Gleichspannung für ein Piezostellelement, mit dem der Abstand zwischen dem Glasfaserende und dem Hebelarm verändert werden kann. Ein HF-Oszillator, der bei 60 MHz mit einer Amplitude von 0,1 V schwingt, soll eine niederfrequente Instabilität der Laserdiode infolge von Rückstreuungen in den Resonator des Halbleiterlasers verhindern [1.9]. Es wurden außerdem verschiedene Filter zur Signalaufbereitung aufgebaut, die jedoch im Meßeinsatz des Interferometers bisher kaum zur Anwendung kamen. Dazu gehören ein Bandpaß, der die Bandbreite des Spektrums des Meßsignals, das zum Rechner führt (s. Kap. 2), filtert. Diese Funktion kann aber komfortabler von dem Bildverarbeitungsprogramm übernommen werden. Weiterhin ein Differenzierer, der für eine Stabilisierung des Regelkreises hätte eingesetzt werden können. Es hat sich jedoch im Meßeinsatz gezeigt, daß eine Stabilisierung des Regelkreises durch eine Verkleinerung des Interferometer-

ausgangssignales erreicht werden kann und gleichzeitig störende Einflüsse im Rahmen der geforderten Auflösung des Interferometers vernachlässigbar sind. Auch ein Tiefpaß, der für eine Detektion der Drift der mechanischen Anordnung vorgesehen war, kam nicht zur Anwendung. Dies liegt daran, daß eine Drift des Interferometerausgangsignals regelungstechnisch nicht von einem Signal, das durch eine kraftinduzierte Hebelarmauslenkung erzeugt wird, unterschieden werden kann.

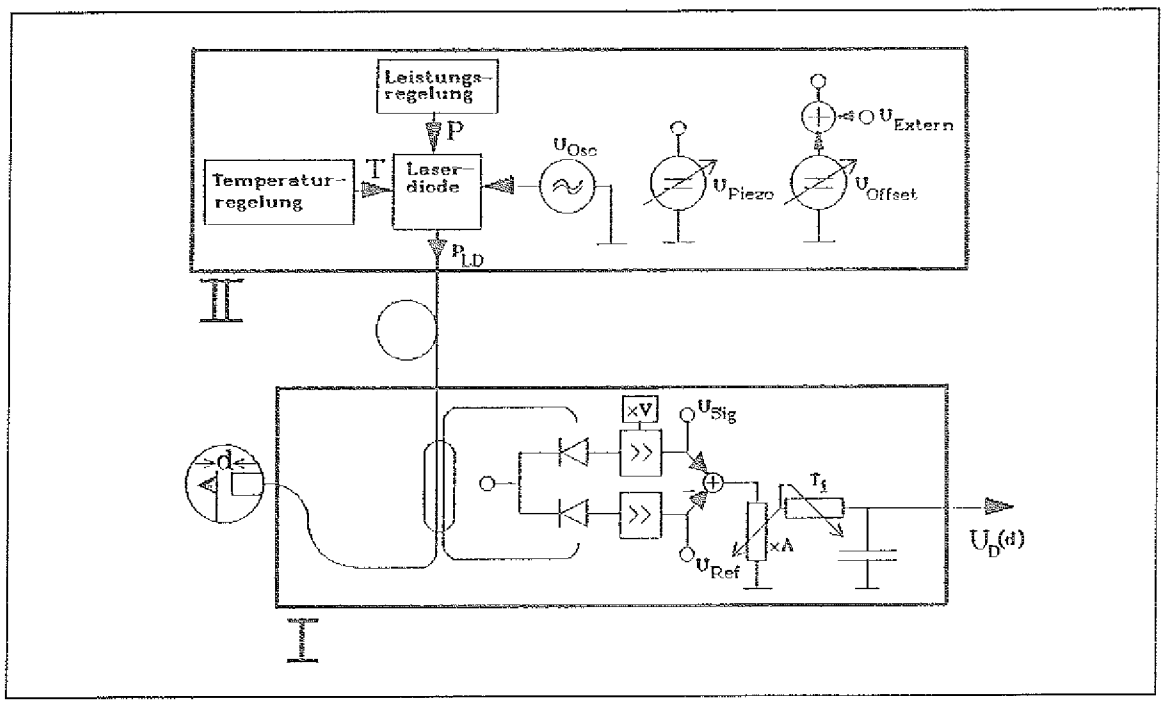


Abb. 5.13: Blockschaltbild der Detektorelektronik

Für die Funktion des Interferometers als Regelkreisglied ist zunächst ein Differenzvorverstärker notwendig (s. Anhang D). Mit ihm werden die Photoströme der Referenzphotodiode und der Signalphotodiode verstärkt und anschließend voneinander abgezogen. Der Differenzvorverstärker erfüllt folgende Aufgaben:

- Verringerung des Einflusses von Laserleistungsschwankungen bzw und Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses
- Abgleich der Signal-und Referenzstrahlungsleistung (mit dem Potentiometerfaktor V, s. Abb.5.13) ohne jedoch auf die Empfindlicheit $\delta U/\delta d$ (Übertragungsfaktor in Kap. 6) des Interferometers Einfluß zu nehmen. Diese hängt praktisch nur von dem effektiven Reflexionsvermögen R des Resonators ab (s. Kap. 4.1).
- Änderung der Empfindlichkeit des Interferometers (mit dem Potentiometerfaktor A, s. Abb. 5.13), um eine elektronische Anpassung an den Regelkreis bzgl. seiner Stabilität zu ermöglichen.
- Filtern des Ausgangssignals des Interferometers, um bei Meßsignalen, deren Spektren im niederfrequenten Bereich liegen, den störenden Einfluß des elektronischen Rauschens einschränken zu können.

Die Photodioden werden in Sperrichtung betrieben und durch den Eingang des Strom-Spannungs-Wandlers (I-U-Wandler) auf festem Potential gehalten. Damit ist sichergestellt, daß die Photodioden auch bei großer einfallender Strahlungsleistung ein lineares Übertragungsverhalten besitzen. Die Ausgangsspannung des Differenzverstärkers

(=Detektorausgangsspannung U_D, s. Kap. 6.1) kann beschrieben werden mit (s. Anhang D und Gl. 4.5):

$$U_D(d) = (i_{ref} R_{ref} - (i_{sig}(d_o) + \Delta i_{sig}) R_{sig} V) \frac{20 \cdot A}{1 + j\omega T_1} \quad ; \quad \omega << T_1 \qquad (5.5)$$

$$= \left\{ (U_{ref} - U_{sig}(d_o)) 20 + (2 k S R \eta_{LD} \eta_R P_{LD} \Delta U_{sig} R_{sig} V 20) \Delta d \right\} A \qquad (5.6)$$

$$= U_D(d_o) + K \Delta d$$

($1 < V < 20$, $0 < A < 1$, $i_{sig}(d_o) = S 2 R \overline{P}_{ein}$, s. Gl. 4.10)

$R_{sig} \cdot V$ aus Gl. 5.5 stellt den einstellbaren Widerstand des I-U-Wandlers der Signalphotodiode dar, wobei V variabel ist. Da $\Delta i_{sig} << i_{sig}(d_o)$ (s. Kap. 4.2), macht sich eine Änderung von V in erster Näherung nur durch eine Änderung der Signalspannung im Arbeitspunkt ($i_{sig}(d_o) R_{sig} V = U_{sig}(d_o)$) bemerkbar. Ein Abgleich des Signal- und Referenzstromes $i_{sig}(d_o)$ und i_{ref} ist dann möglich, ohne die Empfindlichkeit der Differenzausgangsspannung $U_D(d)$ zu verändern. Diese wird durch den Potentiometer faktor A beeinflußt. Mit der Zeitkonstante ist die Grenzfrequenz des Tiefpaßfilters zwischen 500Hz und 50kHz einstellbar und erlaubt eine Einschränkung des Spektrums des Interferometerausgangssignals $U_D(d)$.
Für die **Temperaturregelung** der Laserdiode kommt ein PI-Regler (s. Abb. 5.14 und Anhang D) zum Einsatz. Er befindet sich elektronisch im Gleichgewicht, solange der Temperatursensor (er ist an dem zu kühlenden CuBe-Körper angebracht) einen konstanten Strom i_T (~T) treibt. Außerdem ist dann das Potential in den Punkten 1 bzw. 2 das Bezugspotential (5V) des PI-Reglers.

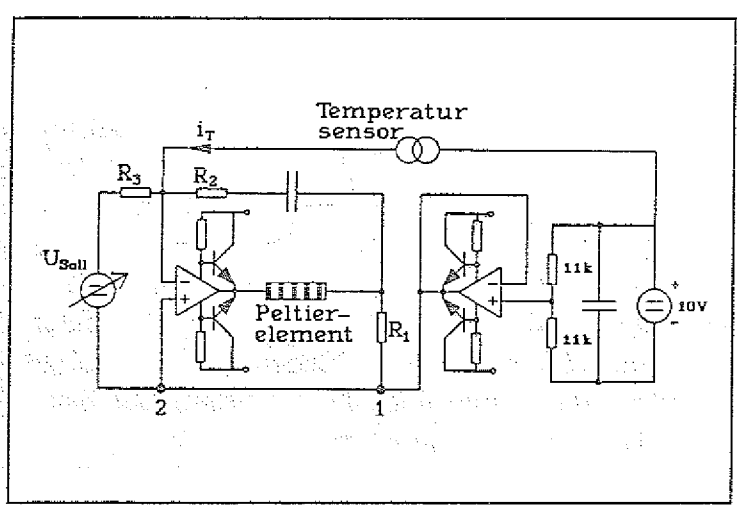


Abb. 5.14
Prinzipschaltung des PI-Reglers der Temperaturregelung

Eine Änderung des Stromes i_T verändert das Bezugspotential durch den Spannungsabfall am Widerstand R_1. Die im Gegentakt geschalteten Leistungstransistoren an den Ausgängen der OP's treiben dann solange einen anderen Strom durch R_1, bis sich wieder das Gleichgewichtspotential (5V) eingestellt hat. Weil außerdem zum Ausgang

des OP's das Peltierelement in Reihe geschaltet ist, wird seine kühlende Wirkung verändert und dient damit als Stellglied für eine bestimmte Temperatur. Im elektronischen Gleichgewicht ist dann die Gleichung erfüllt:

$$U_{soll} = -i_T R_3 = \text{konstant} \quad (i_T \sim T). \tag{5.7}$$

Zum Regelkreis der **Leistungsregelung** gehört ein P-Regler (s. Anhang D), der in einem integrierten Schaltkreis der Firma Sharp untergebracht ist. Er wird näher in Kap. 5.2 erläutert. Aus der Schaltung in Anhang D geht hervor, daß durch einen in Reihe zur Laserdiode geschalteten Widerstand der Laserdiodenstrom meßbar ist. Dies ermöglicht, zusammen mit Anhang A, eine Aussage über die Strahlungsleistung der Laserdiode.

Kapitel 6

Messungen

Jede Änderung der Ausgangsspannug des Auslenkungsdetektors wird vom Regelkreis als eine durch die Probe induzierte Hebelarmauslenkung interpretiert. Parasitäre Störungen, die einen Einfluß auf die Detektorausgangsspannung haben, müssen daher so gering wie möglich sein, um eine Messung der Hebelarmauslenkung mit hoher Genauigkeit zu ermöglichen. Störungen können verursacht werden durch:

- Änderung der Wellenlänge der Laserdiode
- Änderung der Strahlungsleistung des Lasers
- Thermisch induzierte Drift der Justiervorrichtung
- Änderung des effektiven Reflexionskoeffizienten des RKM-Resonators
- Änderung der Piezoauslenkung
- Änderung der Ströme und Spannungen der Elektronik

Weil man Änderungen der Detektorausgangsspannung infolge einer tatsächlichen, realen, kraftinduzierten Hebelarmauslenkung elektronisch nicht von Änderungen infolge von Störungen trennen kann, muß eine Betrachtung der Einflüsse dieser Störgrößen erfolgen. Sie muß bei unterschiedlichen Frequenzbeiträgen durchgeführt werden, da die Störungen z. T. charakteristische Spektren besitzen und somit unterscheidbar sind. In diesem Kapitel wird zwischen sich zeitlich ändernden Mittelwerten und den überlagerten Wechselanteilen unterschieden. So ist eine Aussage über die zeitliche Stabilität des Detektorsignals und über die auf bestimmte Bandbreiten bezogenen Frequenzbeiträge der Signaländerung möglich.
Regelungstechnisch läßt sich der Auslenkungsdetektor als ein Regelkreis mit Tiefpaßverhalten beschreiben (P_1-Regelkreisglied), s. Abb. 6.1.

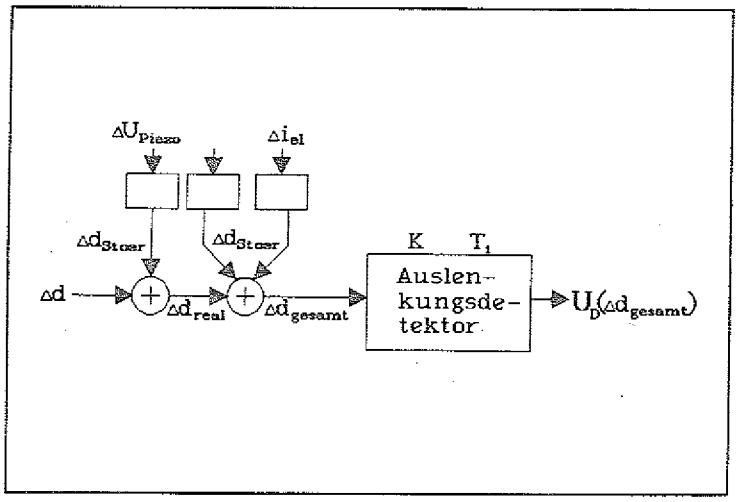


Abb. 6.1
regelungstechnische Beschreibung Beschreibung des Detektors und seiner Störungen, K = Übertragungsfaktor, T_1 = Zeitkonstante
Δd_{sim} = Störungen durch ΔP_{ein}, Δk, Δi_{el} (vergl. Kap. 4.3 und Anhang C) und ΔR

Es wird deutlich, daß sich dann jede Störung durch eine scheinbare Hebelarmauslenkung ersetzen läßt, die einen Beitrag zu der Eingangsgröße Δd_{gesamt} des Detektors leistet. Das Übertragungsverhalten des Detektors kann unterhalb der einstellbaren Grenzfrequenz (s. Kap. 5.5) $f_g = {}^1/_{2\pi T_1}$ näherungsweise mit:

$$U_D(d) = U_D(d_o) + K\Delta d \qquad (6.1)$$

(d_o = Arbeitsabstand zwischen Glasfaserende und Hebelarm = $(2m+1)\lambda/8$, m = 0,1,2,...) beschrieben werden. Der Übertragungsfaktor K ($= {}^{\delta U_D(d)}/_{\delta d}$) wird durch den Differenzvorverstärker und die Eigenschaft des RKM-Resonators bestimmt.

6.1 Stabilitätsuntersuchungen

6.1.1 Stabilität der eingekoppelten Leistung in die Glasfaser

Es wurden mit der Referenzphotodiode (s. Abb. 4.5) über 14 Tage jeweils 40min der Mittelwert der in die Monomodefaser eingekoppelten Strahlungsleistung P_{LD} (s. Abb. 4.6) mit U_{ref} (s. Abb. 5.13) gemessen. Über diesen Zeitraum schwankte die eingekoppelte Strahlungsleistung mit einem mittleren rel. Fehler von 3% um einen Mittelwert. Für Routinemessungen ist diese stabile Einkopplung von Bedeutung, da der Meßbetrieb nicht durch eine zeitaufwendige Optimierung der eingekoppelten Strahlungsleistung unterbrochen werden muß. Der Grund für diese langzeitstabile Einkopplung liegt in dem kompakten und thermisch stabilisierten mechanischen Aufbau.

6.1.2 Stabilität des Übertragungsfaktors K

Wie bereits in Kap. 4.3 gezeigt wurde, hat eine zeitliche Änderung der eingekoppelten Strahlungsleistung durch die gewählte Kompensationsschaltung keinen Einfluß auf eine Änderung des Absolutwertes der Spannung $U_D(d)$ am Arbeitspunkt, sondern nur einen Einfluß auf die Empfindlichkeit des Detektorsystems welche durch den Übertragungfaktor bestimmt ist. Wie aus Gl. 5.6 folgt, wird K außerdem vom effektiven

Reflexionsvermögen des Fabry-Perot Resonators bestimmt (s. Kap. 5.5):

$$K = \frac{\delta U_D(d_o)}{\delta d_o} \sim \overline{P}_{LD} \cdot \overline{R} \cdot A \qquad (6.2)$$

Um die Stabilität der Strahlungsleistung der Laserdiode zu überprüfen, wurde mit der Referenzphotodiode (s. Abb. 4.5) über 14 Tage jeweils 40min die Änderung des Mittelwertes der in die Monomodefaser eingekoppelten Strahlungsleistung (s. Abb. 5.6) nach dem einschalten der Laserdiode mit U_{ref} (s. Abb. 5.13) gemessen. Nach der Meßzeit von 40min pro Messung hat die eingekoppelte Leistung jeweils einen Endwert erreicht. Die rel. Änderung der eingekoppelten Strahlungsleistung von dem Beginn des Laserbetriebes bis zu diesem Endwert betrug im Mittel:

$$\frac{\frac{\Delta\overline{U}_{ref}}{\overline{U}_{ref}}}{40\text{min}} = \frac{\frac{\Delta\overline{P}_{ref}}{\overline{P}_{ref}}}{40\text{min}} = (4 \pm 3)\ 10^{-4}\text{min}^{-1} \qquad (6.3)$$

Bei einer typischen Meßzeit von z. Zt. etwa 10s pro Bild ist also die Änderung des Mittelwertes der Strahlungsleistung vernachlässigbar. Diese Messungen zeigen außerdem, daß sowohl die Temperatur des Halbleiterlasers als auch der Laserdiodenstrom eine ausreichende Stabilität besitzen. Daher ist die in Kap. 4.3 geforderte Stabilität von $\Delta T < 20\text{mK}$ und $\Delta i_{LD}/i_{LD} < 10^{-4}$ ist über den Meßzeitraum erfüllt. Eine durch Temperaturänderungen verursachte mechanische Drift der Einkoppelvorrichtung ist ebenfalls vernachlässigbar.
Die Änderungen des Faktors A lassen sich durch den Temperaturkoeffizienten der verwendeten Metallschichtwiderstände: $\Delta R/R\ \Delta T < 10^{-4}\ K^{-1}$ berücksichtigen. Da ausgeschlossen werden kann, daß sich die Temperatur im Gehäuse der Elektronik um wesentlich mehr als 1K ändert, kann auch der Einfluß der elektronischen Drift vernachlässigt werden.
Der effektive Reflexionskoeffizient R ist abhängig von dem Abstand d zwischen Hebelarm und Glasfaser, so daß eine Änderung von d auch zu einer Änderung von R führt. In Kapitel 6.1.3 werden Messungen erläutert, die u.a. den Zusammenhang zwischen dem Abstand d und dem Reflexionskoeffizienten R darstellen.

6.1.3 Einfluß der Resonatorlänge auf das effektive Reflexionsvermögen

Für den idealen Fabry-Perot-Resonator ist das effektive Reflexionsvermögen allein von Materialkonstanten abhängig (s. Gl. 4.1). Für den RKM-Resonator hingegen trifft dies nicht zu. Hier ist das effektive Reflexionsvermögen auch vom Glasfaser-Hebelarm-Abstand abhängig. In Kap. 4.3 wurde daher durch geometrische Überlegungen versucht, den Einfluß des Glasfaser-Hebelarm-Abstandes in Zusammenhang mit der Divergenz des aus der Glasfaser austretenden Strahlenbündels zu bringen.
Abb. 6.2 zeigt Messungen, mit denen versucht wurde, die geometrische Abhängigkeit des effektiven Reflexionsvermögens, die mit Gl. 4.8 beschrieben wird, zu bestätigen.

Bei den Messungen wurde der Glasfaser-Hebelarm-Abstand von einem Abstand $d_a(\approx 0)$ (s. Abb.4.4) an vergrößert und gleichzeitig die Spannung $U_D(d)$ (s. Abb. 5.13) gemessen. Die gemessenen Werte sind auf den Wert normiert, der dem kleinsten Glasfaser-Hebelarm-Abstand entspricht. Die Streuung der Meßwerte resultiert aus der sinusförmigen Änderung der Strahlungsleistung durch Interferenz, welche aber durch den groben Meßabstand zwischen zwei Intervallen nicht mehr aufgelöst wurde. Die berechnete Kurve beschreibt die normierte, reflektierte Strahlungsleistung in den Arbeitspunkten d_o unter Berücksichtigung der mit Gl. 4.8 beschriebenen Abhängigkeit des effektiven Reflexionsvermögens von der Resonatorlänge d des RKM-Resonators. Mit Hilfe von Gl. 5.5 kann man schreiben:

$$\frac{U_{sig}(d_o)}{U_{sig}(d_o=d_a)} = \frac{P_r(d_o)}{P_r(d_a)} = \frac{R(d)}{R(d_a)} = f(d)\ ;\quad d_a << w_o \qquad (6.11)$$

Bei der berechneten Kurve wurde die sinusförmige Änderung der Strahlungsleistung durch Interferenz nicht berücksichtigt. Der Vergleich des statistischen Mittelwertes der gemessenen Werte mit der berechneten Kurve zeigt eine gute Übereinstimmung bei einem für die Berechnung angenommenen Divergenzwinkel von 3,5°.

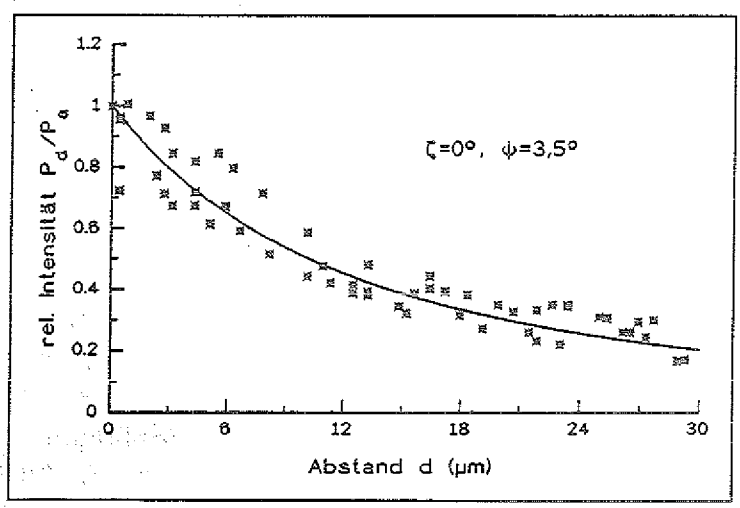


Abb. 6.2
Auf die maximale Einkopplung normierte, reflektierte Strahlungsleistung in Abhängigkeit des Abstandes zwischen Glasfaser und Hebelarm (≙Änderung des effektiven Reflexionsvermögens, die gemessenen Punkte entsprechen der normierten Leistung $P_r(d)/P_r(d_a)$
— berechnete Kurve für die normierte reflektierte Strahlungsleistung

Die Messung macht deutlich, daß die in die Faser zurückgekoppelte Strahlungsleistung im wesentlichen durch die Divergenz der aus der Glasfaser austretenden Strahlung beeinflußt wird und damit das effektive Reflexionsvermögen durch eine Annäherung an die Faser nicht um Größenordnungen verbessert werden kann. Eine Rechnung zeigt zwar, daß die rel. Änderung des effektiven Reflexionskoeffizienten weniger als 10^{-3} beträgt, wenn man den Abstand zwischen dem Hebelarm und der Glasfaser um 0,1nm ändert, daß aber die reflektierte Leistung bei einem Wechsel des Arbeitspunktes $P_r(d_o)$ (≙bestimmtem Glasfaser-Hebelarm-Abständen $n \cdot \lambda/2$), im Gegensatz zu dem Idealfall des Fabry-Perot-Resonators, so meßbar verändert, daß ein Neuabgleich bzgl. des Abgleichpunktes notwendig wird.
Der Divergenzwinkel, der mit 3,5° berücksichtigt wurde, ist der für Messungen entscheidende Winkel, jedoch nicht der Akzeptanzwinkel der Glasfaser, der durch die numerische Apertur bestimmt wird. Dies liegt an der vom Winkel abhängigen Verteilung der Strahlungsleistung außerhalb der Glasfaser (s. Abb. 5.2). Außerhalb der

Glasfaser breiten sich nach [3.4] in einem Strahlkegel, der durch die numerische Apertur 0,51 A_N beschrieben wird, 70% der aus der Faser austretenden Strahlungsleistung aus. Geht man näherungsweise davon aus, daß der in der berechneten Kurve angenommene Divergenzwinkel von 3,5° diesem Strahlkegel entspricht, ergibt sich mit Gl. 5.2 aus: $0{,}061 = 0{,}51 A_N = 0{,}51 \sin(\psi_A)$ ein Akzeptanzwinkel von $\psi_A = 7°$. Der typische Wert für Akzeptanzwinkel bei Monomodefasern von 6° kann so näherungsweise bestätigt werden.

6.1.4 Stabilität von λ, d_{real}, U_{Piezo}, i_{el}

Die Stabilität der el. Spannung, die für die Erzeugung des elektrischen Feldes im Piezoröhrchen (s. Abb. 5.7) notwendig ist, lag während der Messungen aus Kap. 6.1 im Bereich der Auflösung des Voltmeters von 10mV. Das entspricht einer maximalen Instabilität der Spannung von $0{,}25^{mV}/_{min}$. Bei einer Empfindlichkeit des Piezos ($^{\delta d}/_{\delta U}$) von $1{,}8^{nm}/_{V}$ (s. weiter unten) sind dann Schwankungen der Piezoauslenkung gegenüber anderen Störungen vernachlässigbar. Der Effekt des "Piezo-Kriechens" bei dem sich trotz konstantem elektrischen Feld das Material nach einer einmaligen Änderung des Feldes langzeitig ändert, konnte hiermit allerdings nicht gemessen werden.
Wie schon in Kapitel 4.4 erwähnt wurde, besteht bzgl. der Empfindlichkeit $^{\delta\lambda}/_{\delta T}$ (der Laserdiode) die Forderung nach einer Temperaturstabilität von 0,2K. Diese muß erfüllt sein, da die Temperaturstabilität über den Meßzeitraum ausreicht, um die gegen Temperaturänderungen empfindlichere Stabilität der Strahlungsleistung zu vernachlässigen. Über einen Zeitraum von mindestens einer Minute (s. Kap. 6.1) ist daher die Anforderung an die Temperaturstabilität bzgl. der Wellenlänge erfüllt. Die durch die Wellenlängenänderung verursachte scheinbare Hebelarmauslenkung ist über einen Meßzeitraum von einer Minute also wesentlich kleiner als 0,1nm.
Der Einfluß der Änderungen von λ, d_{real}, U_{Piezo} und i_{el} wurde gemeinsam durch Aufzeichnen der Ausgangsspannung des Detektors U_D über einen Zeitraum von mehreren Minuten gemessen. Die Frequenzbeiträge des aufgezeichneten Signals liegen unter 1Hz. Während der Messungen war die Glasfaser-Hebelarmanordnung im Meßraum den gleichen Laboreinflüssen ausgesetzt wie im Meßbetrieb (vergl. Foto des Abstandsdetektors im Meßeinsatz, Abb. 5.9). Der Spitze-Probe-Abstand wurde auf einige mm vergrößert, so daß auf den Hebelarm keine Kräfte durch die Probe wirken konnten. Da der Deckel mit dem Kraftsensor den Meßraum weder thermisch noch akustisch von seiner Umgebung vollständig isoliert, ist er insbesondere den folgenden Einflüssen im Laborbetrieb ausgesetzt:
- Temperaturänderungen und Luftbewegungen (die Meßapparatur ist etwa 2m von der Labortür entfernt aufgebaut)
- mechanische Erschütterungen der Glasfaser-Hebelarm-Anordnung (die Resonanzfrequenz des Dämpfungstisches liegt bei etwa 5Hz)

Die Ausgangsspannung U_D des Detektors wurde mehrfach in einem Abstand von 10 Minuten und jeweils über einen Zeitraum von 4 Minuten gemessen. Die Abb. 6.4-7 zeigen in chronologischer Reihenfolge diese Aufzeichnungen von U_D. Mit Beginn der ersten Messung wurden alle äußeren Einflüsse auf ein Minimum reduziert. Die Messungen wurden mit einem Mikrohebelarm (Anhang A) durchgeführt, dessen Feder-

konstante $0{,}064^{N}/_{m}$ beträgt. Er besitzt eine Resonanzfrequenz von 20kHz.

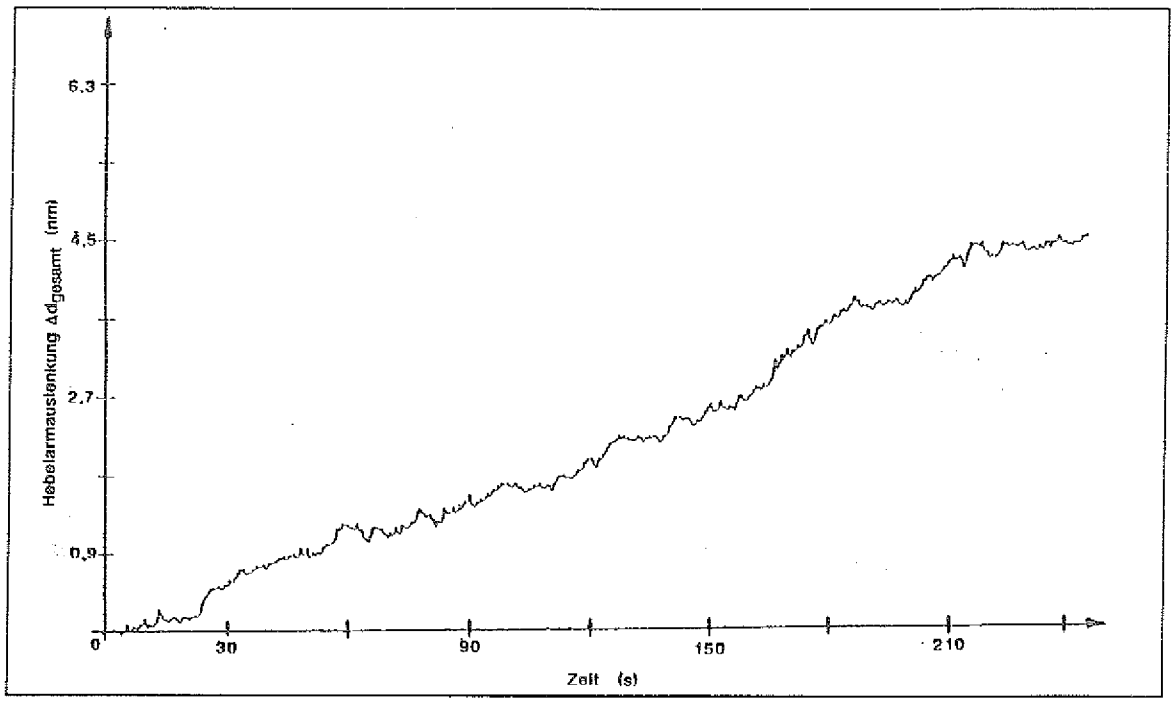


Abb. 6.3: Messung , Stabilität von d_{real}, i_{el} und λ durch messen von $U_{\Delta d}$
$U_{\Delta d} = U_{sig}$ (s. Gl. 5.6), $\frac{d_{gesamt}}{t} =$ $nm/_{min}$

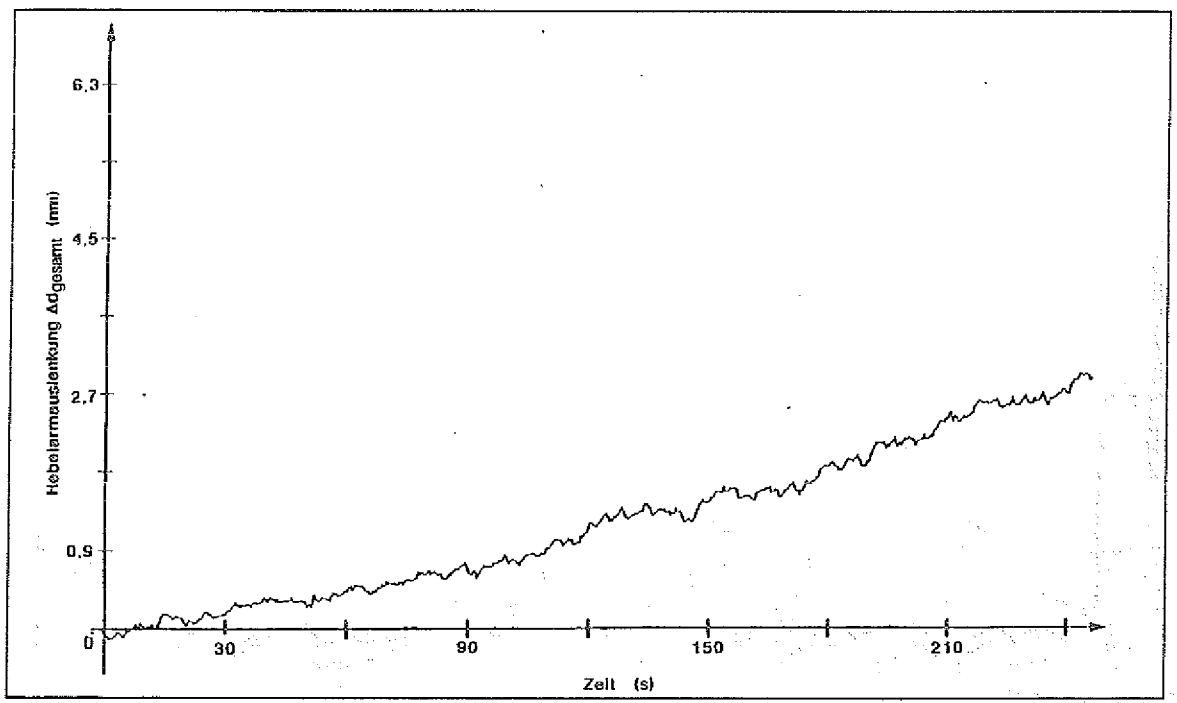


Abb. 6.4: Messung 2, Stabilität von d_{real}, i_{el} und λ durch messen von $U_{\Delta d}$
$U_{\Delta d} = U_{sig}$ (s. Gl. 5.6), $\frac{d_{gesamt}}{t} = 0{,}6\ nm/_{min}$

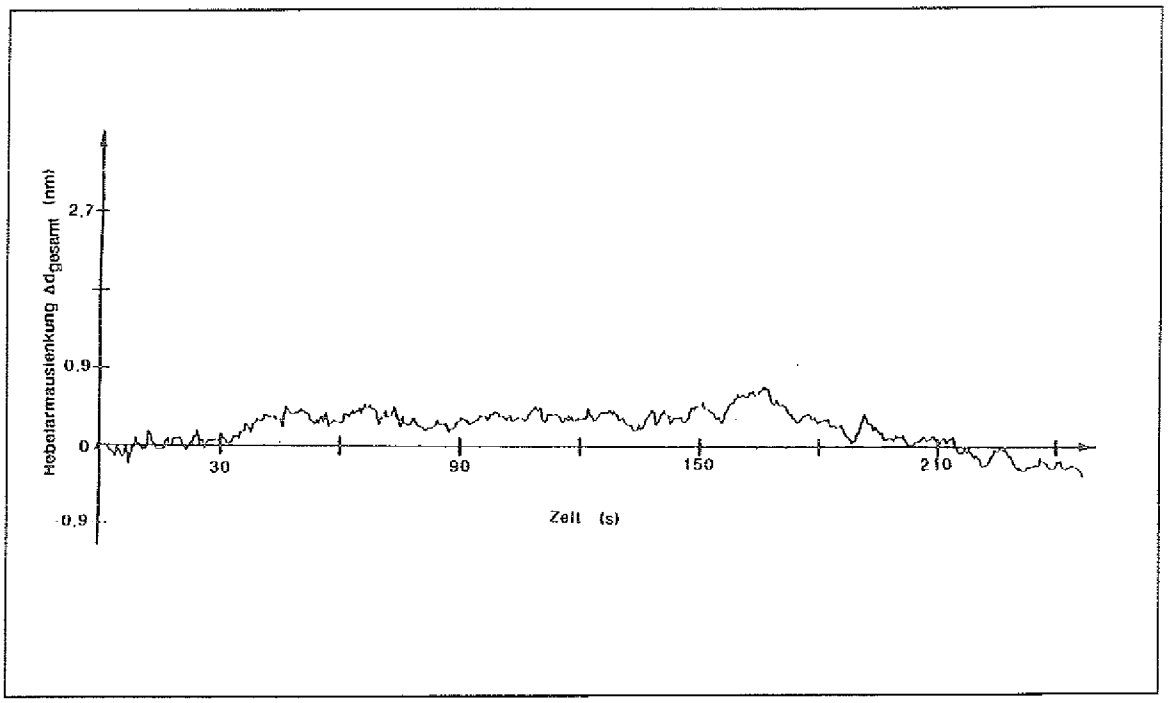


Abb. 6.5: Messung 3, Stabilität von d_{real}, i_{el} und λ durch messen von $U_{\Delta d}$
$U_{\Delta d} = U_{sig}$ (s. Gl. 5.6), $\frac{d_{gesamt}}{t} = 0{,}2\ ^{nm}/_{min}$

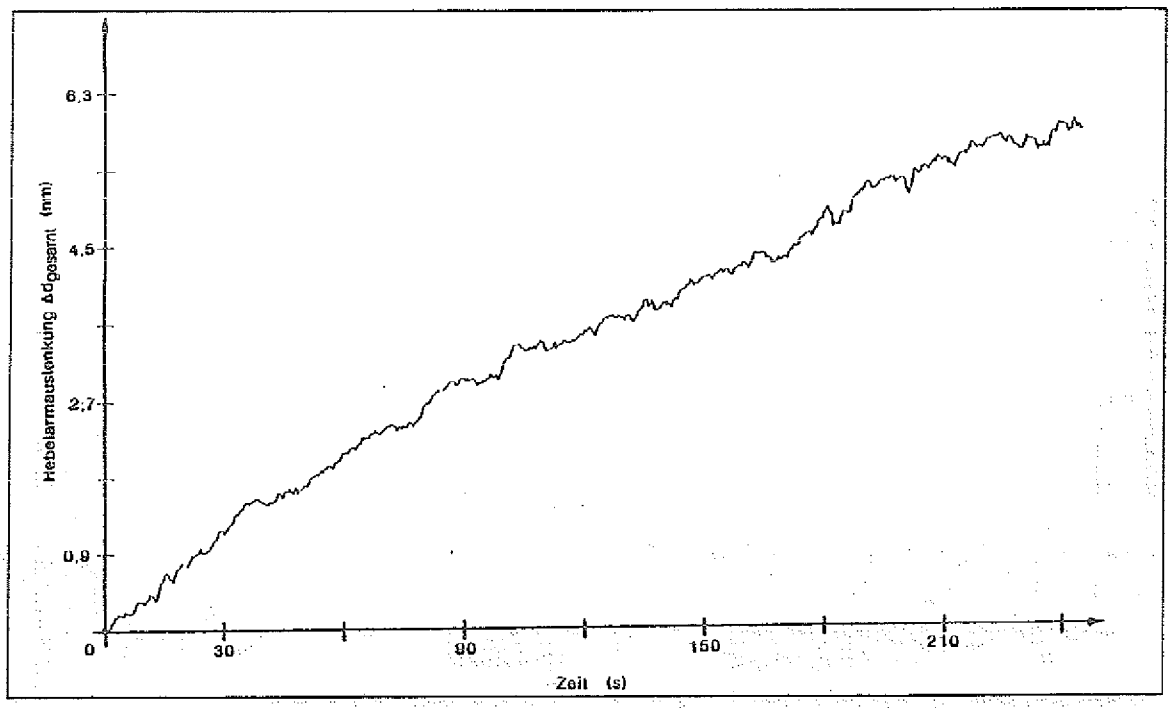


Abb. 6.6: Messung 4, Stabilität von d_{real}, i_{el} und λ durch messen von $U_{\Delta d}$
$U_{\Delta d} = U_{sig}$ (s. Gl. 5.6), $\frac{d_{gesamt}}{t} = 2\ ^{nm}/_{min}$

Die dargestellte zeitliche Änderung der Ausgangsspannung des Detektors läßt sich bei bekanntem Übertragungsfaktor K berechnen. Er betrug bei den Messungen $21^{mV}/_{nm}$ (s. Kap. 6.4). Die Messungen zeigen, daß eine Stabilität $<1^{nm}/_{min}$ erreicht werden kann, wenn äußere Störeinflüsse von der Meßapparatur ferngehalten werden. Für den normalen Laborbetrieb muß jedoch von $>2^{nm}/_{min}$ ausgegangen werden.

6.1.5 Messung von K und R

Der Übertragungsfaktor K kann ermittelt werden, indem man den Abstand zwischen Glasfaser und Hebelarm definiert um Δd verändert und die Ausgangsspannung $U_{\Delta d}$ mißt. Die Änderung des Abstandes erfolgt mit einem Piezoröhrchen, das der feinen vertikalen Justierung des Abstandes dient (s. Abb. 5.7). Für diese Zwecke muß das Piezoröhrchen kalibriert werden. Dazu wurde es mit einer elektrischen Spannung gerade soweit angeregt, daß ein Interferenzsignal zwischen einem Interferenzmaximum und -minimum erzeugt wird. Die Abstandsänderung zwischen Glasfaser und Hebelarm beträgt dann $\lambda/_4$(s. Abb. 4.4).

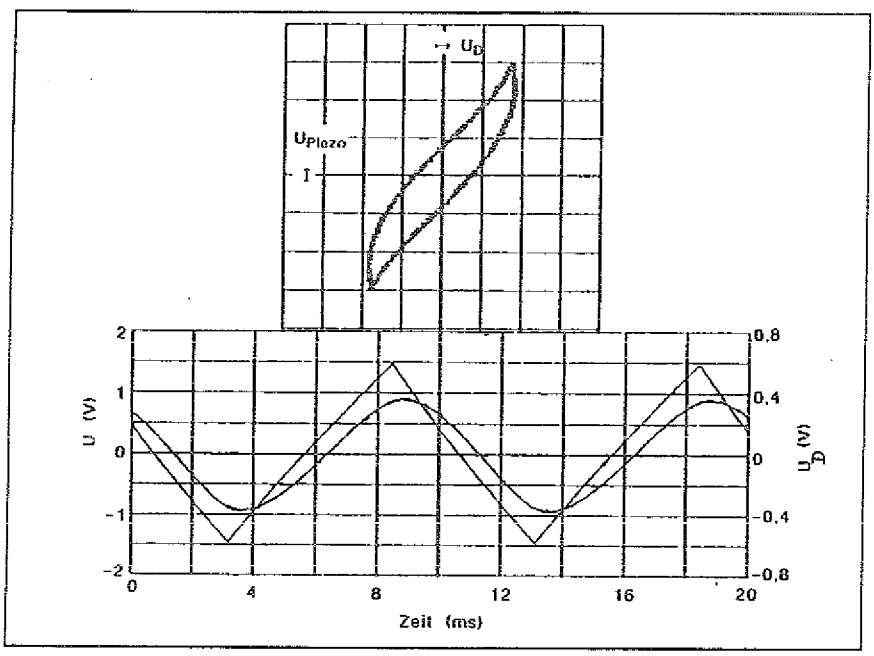


Abb. 6.7: Kalibrierung des z-Piezos (s. Abb 4.4), Dreieckssignal: Piezovorspannung, Sinussignal: Detektorausgangsspannung, sein Wert wechseltzwischen Interferenzmaximum und -minimum

In Abb. 6.7 sind die Signale der Anregung des Piezos (Dreieck), die sinusförmige Detektorausgangsspannung und im x-y-Betrieb beide gleichzeitig dargestellt. Im x-y-Betrieb ist d durch den Piezo verursacht wird. Bei einer Wellenlänge der Laserdiode von $\lambda=(780 \pm 5)$ nm und einem prozentualen Fehler der abgelesenen Spannung von 4% ergibt sich somit eine Empfindlichkeit des Piezoeffektes von: $(1{,}8 \pm 0{,}1)^{nm}/_{V}$.

Der Übertragungsfaktor kann nun berechnet werden:

$$K = \frac{\Delta U_D(d_o)}{\Delta d} = \frac{\Delta U_D(d_o)}{1{,}8^{nm}/_V \; \Delta U_{Piezo}} \qquad (6.11)$$

($\Delta U_D(d_o)$ = Änderung der Detektorausgangsspannung im Arbeitsabstand d_o, s. Gl. 4.4)
Er läßt sich vergrößern durch eine Erhöhung der Laserleistung und ein möglichst großes effektives Reflexionsvermögen des RKM-Resonators (s. Kap. 4.2). Es wurde mehrfach versucht durch eine Verkippung der Neigungsplatte (s. Abb. 5.7) das effektive Reflexionsvermögen zu verbessern (s. Kap. 4.4). Bei einem Betrieb der Laserdiode mit Nennleistung (etwa 65mA, bei T=25°C, s. Abb. 5.5) wurden so im Mittel:

$$K = (100 \pm 14)\,{}^{mV}/_{nm}$$

erreicht.

Parallel zu der Ermittelung des Übertragungsfaktors wurden die Spannungen U_{ref} und U_{sig} (s. Abb. 5.11) gemessen. Das Verhältnis dieser beiden Größen ist ein Maß für das effektive Reflexionsvermögen des RKM-Resonators. Wie bei allen Messungen wurde in einem Punkt größter Steigung gemessen (s. Abb. 4.4) und mit Gl. 5.5 das Verhältnis von :

$$R = \frac{U_{sig}(d_o)}{U_{ref}} \cdot \frac{R_{sig}}{R_{ref}} = 0{,}065 \cdot \frac{U_{sig}(d_o)}{U_{ref}} \qquad (6.12)$$

(V=1, s. Gl. 5.5, R_{sig}=51kΩ, R_{ref}=3,3kΩ, Laserdiodenstrom i_{LD}=65mA bei T=10°C) bestimmt.
Es ergaben sich maximale effektive Reflexionsvermögen von im Mittel:

$$R = 0{,}11 \pm 0{,}03$$

6.2 Meßgrenzen bei verschiedenen Bandbreiten

Die Beiträge der Amplitudenspektren der Störungen können in einer Bandbreite bis zu 50kHz durch den Detektor näherungsweise linear übertragen werden. Die Amplitudenspektren der Störungen ΔP, ΔT, $\Delta\lambda$ und Δd_{real} werden in [3.9] und [3.11] beschrieben. Demnach hat die zufällige Änderung der Detektorausgangsspannung verschiedene Ursachen:
- Leistungs- und Phasenrauschen der Laserdiode
- thermische Anregung des freien Hebelarms
- Rauschen der Elektronik (z.B. Schrotrauschen der Photodiode, Kabelbewegungen und daraus resultierenden Kapazitätsänderungen, Rauschen der Piezovorspannung)

Das Amplitudenspektrum der Detektorausgangsspannung in Abb. 6.8 macht eine Aussage über die Amplitudenbeiträge der einzelnen Frequenzen in einer Bandbreite

von 1Hz-2kHz.

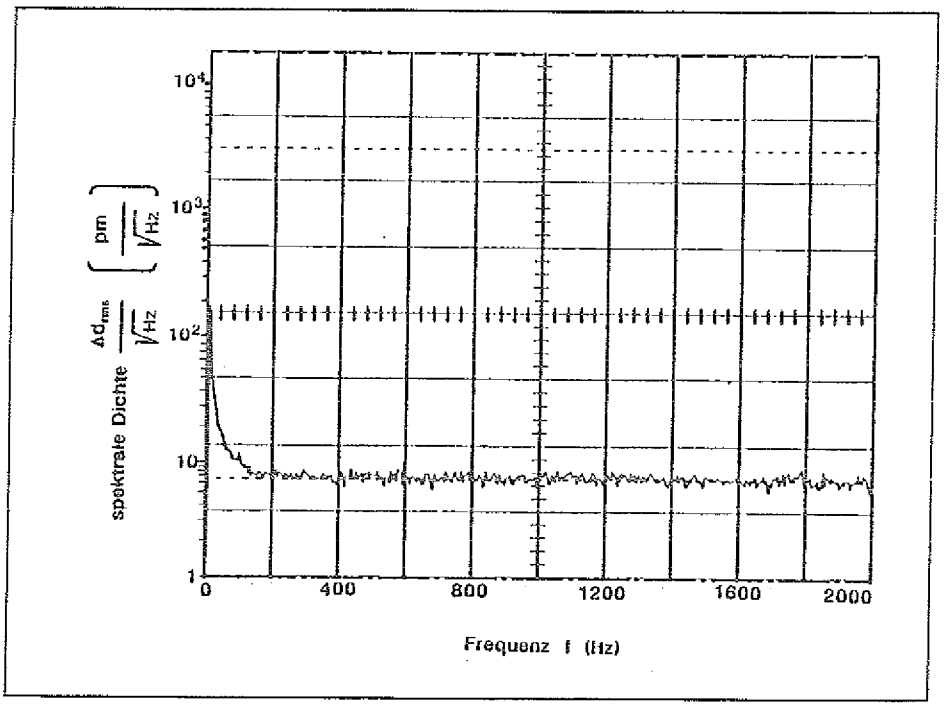


Abb. 6.8: Amplitudenverteilung der Hebelarmauslenkung des freien Hebelarms im Nichtkontakt in einer Bandbreite von 1Hz-2kHz; sie wurde in 100 Messungen mit einer Dauer von jeweils 0,2s ermittelt; die Federkonstante des Hebelarms beträgt $0{,}064^{N}/_{m}$ (Anhang A); die Strahlungsleistung des Lasers beträgt 2mW; der Übertragungsfaktor des Detektors betrug $35^{mV}/_{nm}$

Es wird deutlich, daß zwischen 100Hz und 2kHz die Amplitudenbeiträge der Frequenzen gleich sind. Den Effektivwert des Anteils der Detektorausgangsspannung, der durch diesen Frequenzbereich des Amplitudenspektrums gebildet wird, kann man unter Berücksichtiegung der Amplitudenverteilung (in $^{V}/\sqrt{Hz}$), der Bandbreite und dem Übertragungsfaktor K berechnen [3.16]. Das $^{1}/_{f}$-Rauschen für Frequenzen unterhalb von 100Hz trägt mit großen Amplitudenbeiträgen zu dem Ausgangssignal bei. Es kann verursacht werden durch die in der Elektronik verwendeten Dioden und Transistoren [3.16] und auch durch Schwankungen der Laserleistung. Der Effektivwert der Hebelarmauslenkung beträgt bei der Messung in Abb. 6.8 in einem Spektrum zwischen 100Hz und 2kHz $\Delta d_{rms} = 0{,}34$nm und stellt bei dieser Bandbreite die unterste Meßgrenze dar. Die Messung macht deutlich, daß ein Meßbetrieb des RKM mit geringen Meßzeiten bzw. hohen Rastergeschwindigkeiten von Vorteil ist, da die Informationen über die Meßgröße dann zu höheren Frequenzen verschoben werden. Dort ist der störende Einfluß des Rauschens geringer.

Abb. 6.9 stellt das Spektrum der Detektorausgangsspannung bei abgeschalteter Laserdiode dar, also das Rauschspektrum der Elektronik. Zu sehen sind insbesondere die Beiträge des "50Hz-Netz-Brumm" und seiner Oberschwingungen.

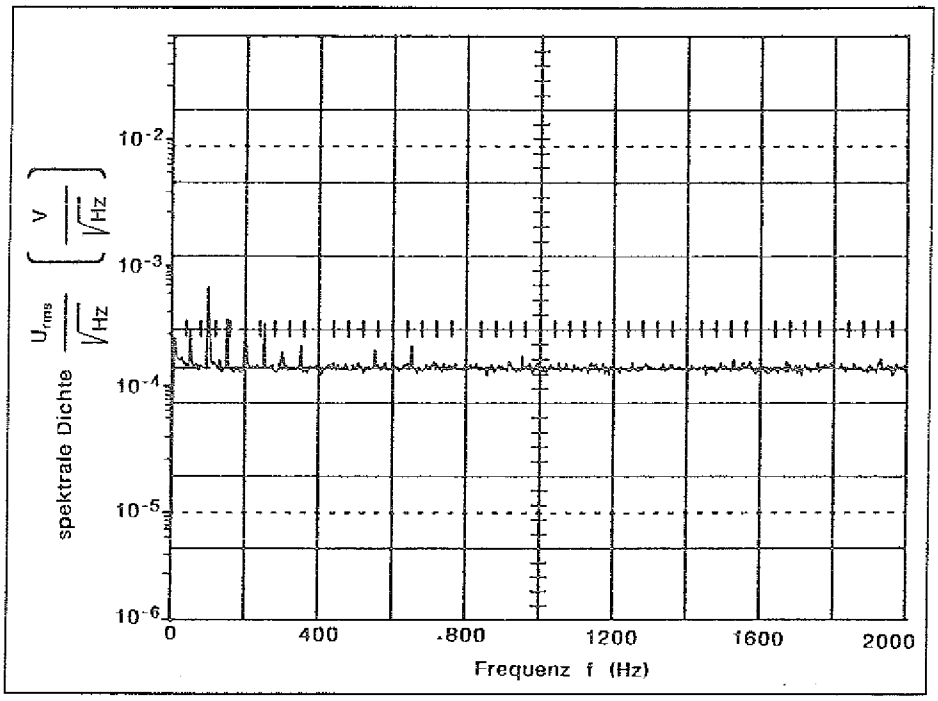


Abb. 6.9: Rauschspektrum der Detektorelektronik (1Hz-2kHz). Der Laser ist ausgeschaltet. $\Delta f = 5Hz$ (s.u.)

Welchen Einfluß das elektronische Rauschen auf die untere Meßgrenze des Detektors hat, ist abhängig vom Übertragungsverhalten des Detektors selbst:

$$\Delta d_{rms} = \frac{1}{\sqrt{|\Delta f|}} \, 10^{db_m/20} \, 0{,}316 \, \frac{V}{\sqrt{Hz}} \cdot \frac{\sqrt{B}}{K} \qquad (6.13)$$

(Δf=kleinste auflösbare Bandbreite des Spektrums, B=Bandbreite des betrachteten Spektrums)
Für die Messung in Abb. 6.8 bedeutet dies ($K = 35^{mV}/_{nm}$), daß das Rauschen der Elektronik praktisch eine untere Meßgrenze von 0,2nm vorgibt. Bei dem in Kap. 6.1.5 erläuterten, im Mittel erreichten Bestwert für den Übertragungsfaktor $K = 100^{mV}/_{nm}$ führt das Rauschen der Elektronik zu einer unteren Meßgrenze von 0,07nm($= \Delta d_{rms}$) in einer Bandbreite von 1Hz-2kHz, s. Abb 6.10)

Im Nichtkontakt-Meßbetrieb wird die untere Meßgrenze weiterhin durch die thermische Anregung des Hebelarms bestimmt. Er läßt sich für die effektive Auslenkung des Schwerpunktes des Hebelarms bei größtmöglicher Bandbreite abschätzen mit [2.1]:

$$\Delta d_{real_{rms}} = \sqrt{\frac{2kT}{D}} \approx 0{,}4nm \qquad (6.14)$$

(k=Boltzmann-Konstante$= 1{,}38 \cdot 10^{-23}\ {}^{J}/_{K}$, T=Temperatur$\approx$300K, $D = 0{,}064^{N}/_{m}$)

6.2.1 Einfluß der Strahlungsleistung

Aus Gl. 6.4 folgt, daß der Übertragungsfaktor mit zunehmender Laserdiodenleistung zunimmt. Für eine empfindliche Messung ist dies von Vorteil, weil nach Gl. 6.1 die aus einer Spannungsänderung ermittelte Hebelarmauslenkung umgekehrt proportional zum Übertragungsfaktor ist. Daher gilt auch für eine effektive Rauschamplitude des Hebelarms:

$$\Delta d_{rms} \sim \frac{1}{P_{LD}} U_{rms} \qquad (6.15)$$

Abb. 6.10 zeigt Messungen, die bei einem festen Abstand d_o (s. Abb. 4.2) durchgeführt wurden. Es wird deutlich, daß die untere Meßgrenze des Detektors mit zunehmender Strahlungsleistung abnimmt.

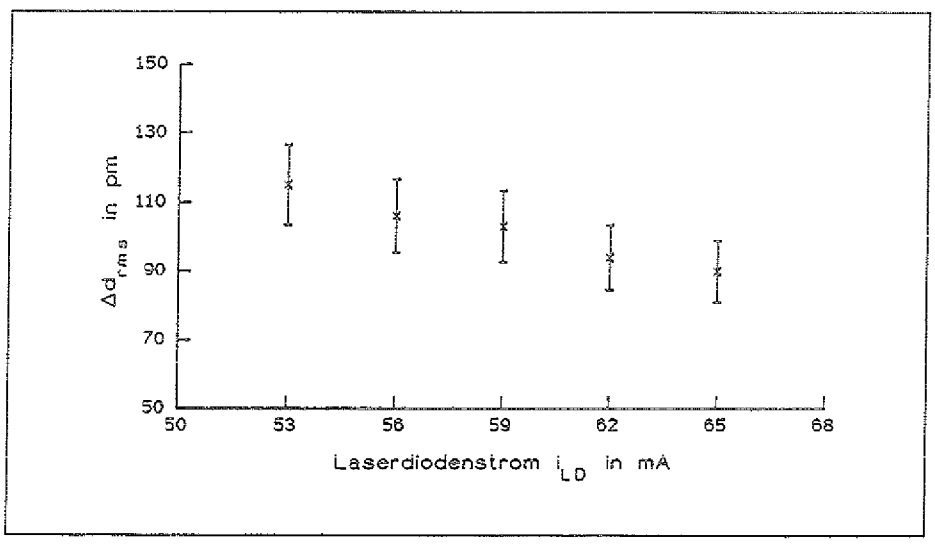


Abb. 6.10: Abhängigkeit der effektiven Rauschamplitude des Hebelarms von der Strahlungsleistung des Lasers (~ i_{LD}) bezogen auf eine Bandbreite von 100Hz-2kHz; die Federkonstante des Hebelarms betrug $0{,}064\,^{N}/_{m}$ (Anhang A); Übertragungsfaktor $K = 80\,^{mV}/_{nm}$

Abb. 6.11 zeigt das Amplitudenspektrum des Detektorausgangssignals in einer Bandbreite von 1Hz-50kHz. Der Hebelarm ist nicht im Kontakt mit der Oberfläche und ist von ihr so weit entfernt, daß keine Kräfte zwischen Spitze und Probe wirken. Der Hebelarm wird nicht zu Schwingungen angeregt und ist etwa 5μm (typischer Abstand) vom Glasfaserende entfernt. Neben mechanischen Einflüssen auf den Hebelarm kann auch eine thermische Anregung des Hebelarms (durch Absorbtion der auf den Hebelarm fallenden Strahlung) Beiträge zum Amplitudenspektrum liefern [3.9].
Es wird deutlich, daß sich das Übertragungsverhalten des Hebelarms ($f_{Resonanz} = 20$kHz) im Amplitudenspektrum wiederspiegelt. In das Diagramm ist die Bandbreite der Resonanzkurve des Hebelarms eingetragen. Ersetzt man die Amplitudenverteilung des Hebelarms näherungsweise durch diese Bandbreite, ergibt sich im Bereich der Resonanzfrequenz eine effektive Hebelarmauslenkung von $\Delta d_{rms} = 1$nm.

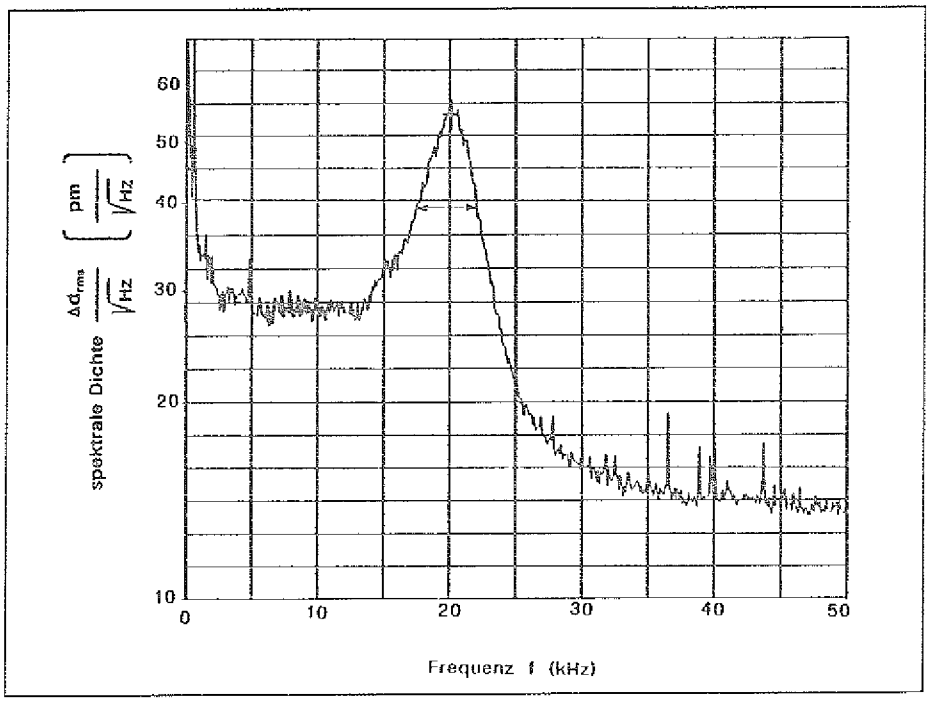


Abb. 6.11: Amplitudenspektrum der Detektorausgangsspannung (1Hz-50kHz) bei einer Strahlungsleistung von 3mW. Die Federkonstante des Hebelarms beträgt $0{,}064^{N}/_{m}$. Der Hebelarm wurde nicht zu Schwingungen angeregt, auf ihn wirken durch die Probe keine Kräfte

6.3 Rasterkraftmikroskopische Abbildungen

Der Funktionsnachweis des Auslenkungsdetektors erfolgte durch die Abbildung bekannter Strukturen im Kontaktmodus, sowohl mit als auch ohne Regelkreis (s. Kap. 2).
Abb. 6.12 zeigt die Oberfläche einer Permalloy-Probe in einem Bereich von $(10x10)\mu m^2$. Sie wurde im Kontaktmodus (s. Abb. 2.1) mit Regelkreis abgebildet.

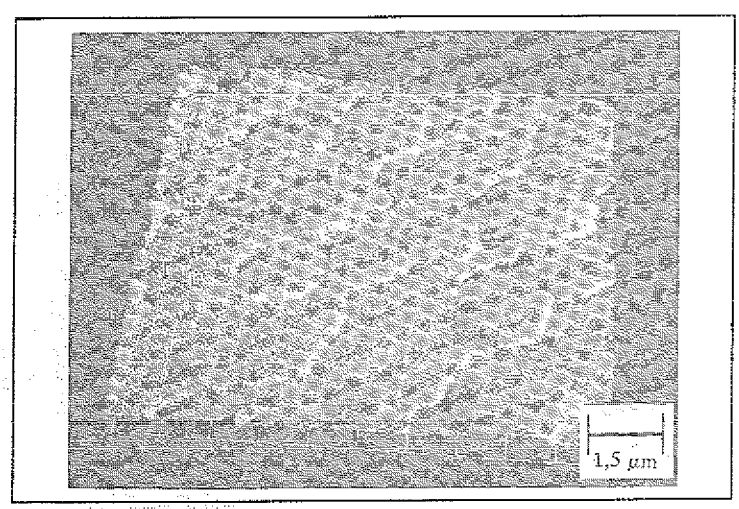


Abb. 6.12
Abbildung einer Permalloy Sputterschicht im Kontaktmodus mit Regelkreis. Es wurde ein Mikrohebelarm (s. Anhang A) mit einer Federkonstante von $0{,}064^{N}/_{m}$ und einer Resonanzfrequenz von 20kHz verwendet. Die Abbildung wurde nachträglich mit einem Bildverarbeitungsprogramm aufbereitet

Die Meßzeit für diese Abbildung betrug 10s (im Vergleich zu einigen Minuten mit dem kapazitätsempfindlichen Detektor). Die Spitze des Hebelarms bleibt trotz des mechanischen Kontaktes mit der Probenoberfläche unversehrt, weil die Federkonstante des Hebelarms sehr gering ist (hier: $0{,}064^{N}/_{m}$).
Der Einfluß der Nichtlinearität des Detektors (s. Abb. 4.2) für große Änderungen der Hebelarmauslenkungen kann reduziert werden, wenn der Glasfaser-Hebelarm-Abstand geregelt bzw. konstant gehalten wird. Die Abb. 6.13 und 6.14 machen dies im Vergleich deutlich.

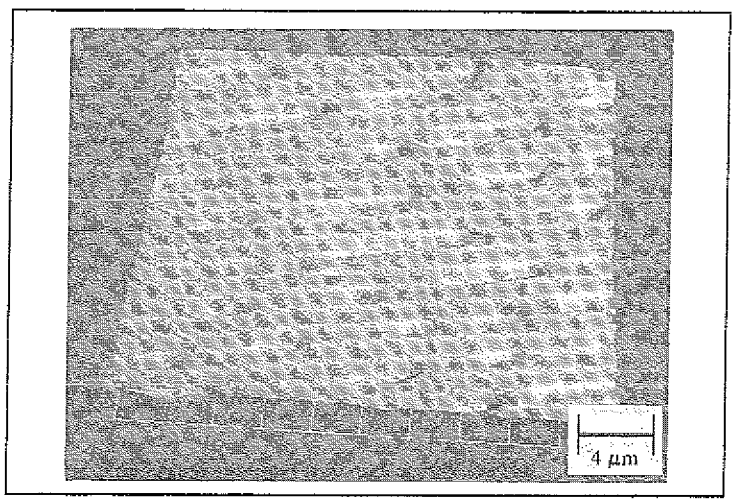


Abb. 6.13
Abbildung der Plastik-Oberfläche einer Compact Disc im Kontaktmodus mit Regelkreis. Der Hebelarm besitzt eine Federkonstante von $0{,}064^{N}/_{m}$ und eine Resonanzfrequenz von 20kHz (s. Abb. 6.11)
Die Pittiefe beträgt etwa 60nm

Abb. 6.13 stellt die Oberfläche einer nichtmetallischen Compact Disc in einem Rasterbereich von $(25x25)\mu m^2$ dar. Die Messung wurde im Kontaktmodus mit Regelkreis bei konstanter Kraft durchgeführt. Das Bild setzt sich also aus Rasterlinien konstanter Kraft zusammen (s. Kap. 2); helle Grautöne entsprechen Erhöhungen, dunkle Grautöne Vertiefungen. Es sind deutlich die Pits als Vertiefungen (etwa 60nm) zu erkennen.
Im Vergleich dazu zeigt Abb. 6.14 die Abbildung der Oberfläche einer Compact Disc, die im Kontaktmodus und ohne Regelkreis durchgeführt wurde. Hier ist anstatt der Ausgangsspannung des Reglers die Detektorausgangsspannug das Meßsignal für die Meßwerterfassung (s. Abb. 2.2). Die CD-Probe in ist schräg eingebaut. Sie kann nicht in konstantem Abstand unter der Spitze des Hebelarms hergeführt werden, da der Glasfaser-Hebelarm-Abstand nicht ausgeregelt wird.

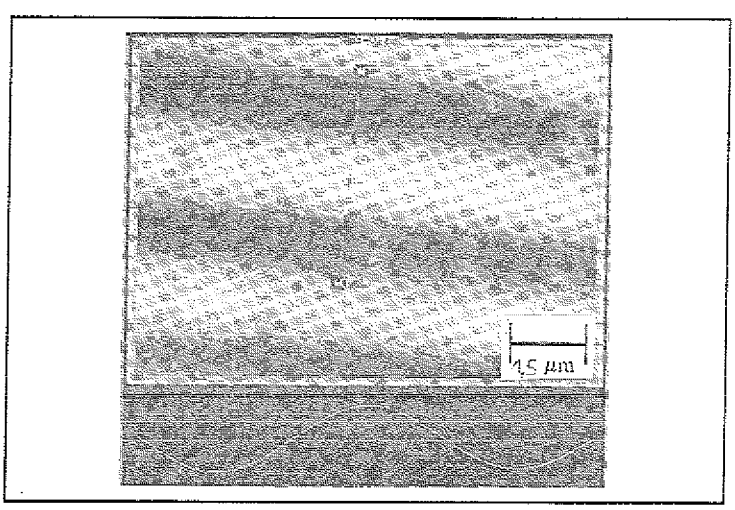


Abb. 6.14
Abbildung der Oberfläche einer schräg eingebauten Compact Disc-Probe im Kontaktmodus ohne Regelkreis der Hebelarm besitzt eine Federkonstante von $0{,}064^{N}/_{m}$ und eine Resonanzfrequenz von 20kHz (s. Abb. 6.11)

Die Änderung der Hebelarmauslenkung ist daher so groß, daß das nichtlineare Übertragungsverhalten des Detektors die Abbildung der Oberfläche verzerrt. Im Schnitt des Oberflächenprofiles ist das sinusförmige Interferenzsignal des Detektors zu erkennen, das aufgrund der linearen Änderung des Glasfaser-Hebelarm-Abstandes entsteht. Über die Länge des dargestellten Schnittes hat sich bei einer Wellenlänge der Laserdiode von 780nm der Glasfaser-Hebelarm-Abstand demnach um etwa 800nm durch die Probenneigung geändert.
Abb. 6.15 zeigt eine im Kontaktmodus abgebildete Grafitoberfläche mit atomarer Auflösung. Die sehr geringen Änderungen der repulsiven Kraft-WW zwischen der Spitze und der Probe sind nur bei sehr sauberen Probenoberflächen meßbar. Deutlich ist die hexagonale Anordnung der Oberflächenatome des Grafit zu erkennen. Diese Abbildung ist im praktischen Meßbetrieb der Nachweis sowohl für eine hohe Empfindlichkeit des Auslenkungsdetektors bzgl. der Detektion der Hebelarmauslenkung als auch einer hohen lateralen Auflösung des gesamten Kraftmikroskops, welches erst durch die Verwendung von Mikrohebelarmen (s. Anhang A) möglich wurde.

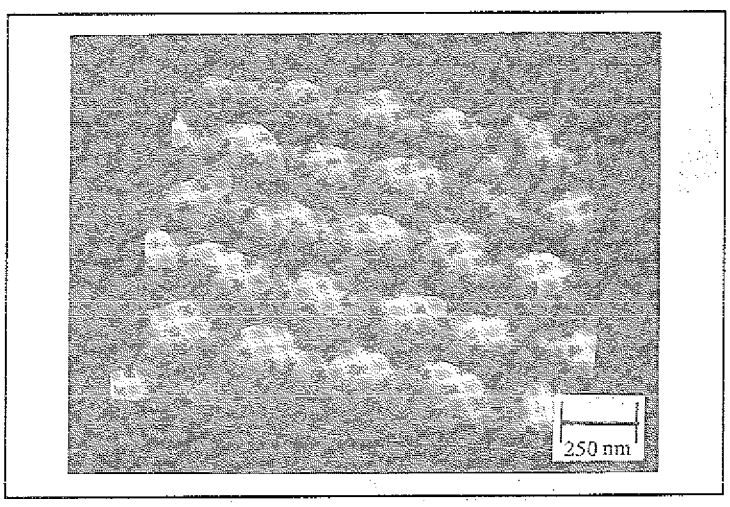


Abb. 6.15
Atomare Auflösung einer Grafitoberfläche im Kontaktmodus

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde der Aufbau eines Glasfaserinterferometers beschrieben, das für ein Rasterkraftmikroskop als Auslenkungsdetektor im Routine-Meßbetrieb eingesetzt wird und die Verwendung von Mikrohebelarmen gestattet.

Mit einem Halbleiterlaser als Lichtquelle ($P_{Nenn}=3mW$) lassen sich in einer Bandbreite von 100Hz - 2kHz noch Änderungen der Hebelarmauslenkung von etwa 0,1nm auflösen. Mit den verwendeten Hebelarmen ($D=0{,}06^{N}/_{m}$) können daher noch Kraft-WW $\approx 6 \cdot 10^{-12}N$ detektiert werden. Die zeitliche Stabilität des Detektorsignals unter Laborbedingungen entspricht einer Änderung der Hebelarmauslenkung von etwa $2^{nm}/_{min}$. Gegenüber dem bisher verwendeten kapazitätsempfindlichen Auslenkungsdetektor konnte durch einen kompakten Aufbau und insbesondere durch die nun mögliche Verwendung eines Mikrohebelarms die Meßzeit im Kontaktmodus um mindestens einen Faktor 10 verkürzt werden.

Die Eigenschaften des Interferometers wurden mit der Zweistrahlinterferenz - als Sonderfall der Fabry-Perot-Interferometrie - diskutiert. Der Fabry-Perot-Resonator wird aus der Stirnfläche eines Glasfaserendes und dem kraftempfindlichen, flexiblen Hebelarm gebildet. Es wurde gezeigt, daß die Leistungsverluste im Resonator durch eine bloße Annäherung von Glasfaser zu Hebelarm nicht wesentlich reduziert werden können. Im Meßbetrieb werden von der auf den Hebelarm eingestrahlten und reflektierten Leistung etwa 10% wieder in die Glasfaser eingekoppelt. Dieser Anteil ist abhängig vom Verhältnis $^{d}/_{w_o}$ (d=Resonatorlänge, $w_o \approx$Glasfaserkerndurchmesser).

Durch den Aufbau einer kompakten und temperaturstabilisierten Einkoppelvorrichtung für den Halbleiterlaser und die Glasfaser konnte eine langzeitstabile Einkopplung der Strahlungsleistung in die Glasfaser erreicht werden. Im Interesse eines stabilen Betriebes der Laserdiode bzgl. der Wellenlänge und Leistung der emittierten Strahlung wird zusätzlich zur Temperatur die Leistung der Laserdiode geregelt. Durch die Verwendung von Lichtwellenleitern und einem Richtkoppler mit der Funktion eines Strahlteilers wurde der Auslenkungsdetektor hinsichtlich des apparativen Aufbaus optimiert:
- Die Signalübertragung vom Kraftsensor zur Auswerteelektronik ist gegenüber elektrischen und mechanischen Störungen unempfindlich
- Der Geräteaufwand an optischen Bauelementen wurde auf den Richtkoppler reduziert.

Eine von außen zugängliche Justiervorrichtung, die 5 Freiheitsgrade abdeckt, ermöglicht eine, für den Routine-Meßbetrieb wichtige, schnelle Positionierung von Glasfaser und Hebelarm. Die elektronischen Schaltungen lassen eine Anpassung des Detektors an den bestehenden Regelkreis und eine kontinuierliche, feine Änderung des Glasfaser-Hebelarm-Abstandes mittels eines Piezos zu.

An Messungen von geeigneten Teststrukturen wurde die Funktionstüchtigkeit des RKM mit dem Laserinterferometer als ganzes getestet. Es wurde dabei gezeigt, daß die Empfindlichkeit des Detektorsystems ausreicht, eine Graphitoberfläche mit atomarer Auflösung an Luft abzubilden.

Literaturverzeichnis

1.1 G. Binnig, C.F. Quate; Phys. Rev. Lett. 56 (1986), 930
1.2 Dror Sarid, Douglas A. Iams, Jeffery T. Ingle, Volker Weissenberger, and Josef Ploetz; J. Vac. Sci Technol. Vol. 8(1), Jan/Feb (1990), 378
1.3 Y. Martin, C.C. Williams, and H.K. Wickramasinghe; J. Appl. Phys. 61 (10) (1987), 4723
1.4 P.J. Mulhem, T. Hubbard, C.S. Arnold, B.L. Blackford, and M.H. Jericho; Rev. Sci. Instrum., Vol. 62 (1991), 1281
1.5 R.C. Barret, F. Quate; J. Vac. Sci. Technol. A 8 (1) (1990), 400
1.6 D. Rugar, H.J. Mamin, and P. Guethner; Appl. Phys. Lett. 55 (1989), 2588
1.7 D. Rugar, H.J. Mamin, R. Erlandsson, J.E. Stern, and B.D. Terris; Rev. Sci. Instrum. 59(11) (1988), 2337
1.8 R. Erlandson, G.M. McClelland, C.M. Mate, and S. Chiang; J. Vac. Sci. Technol. Vol. 6(2) (1988), 266
1.9 T.R. Albrecht, P. Grütter, D. Rugar, D.P.E. Smith; Low temperature force microscope with all-fiber interferometer; IBM Research Division, Physikgruppe München, Schellingstrasse 4, 8000 München 40 (1991)

2.1 T. Göddenhenrich, Dissertation im Fach Physik, Universität Gießen (1991)
2.2 N. Kraus, Diplomarbeit im Fach Physikalische Technik, FH Aachen (1991)
2.3 H. Lemke, Diplomarbeit im Fach Physik, Universität Gießen (1990)
2.4 M. Anders, Dissertation im Fach Physik, Universität Gießen (1990)
2.5 K. Fischer, Diplomarbeit im Fach Informationselektronik, Hochschule für Technik Mittweida (1991)
2.6 R. Berthe, Dissertation im Fach Physik, Universität Gießen (1991)

3.1 "Optics Guide 5", Katalog von Melles Griot
3.2 W. Domke, Werkstoffkunde und Werkstoffprüfung, Cornelsen Verlag Schwann-Giradet Gmbh & Co. KG, Düsseldorf (1986)
3.3 W. Bludau, H.M. Gündner, M. Kaiser, Systemgrundlagen und Meßtechnik in der optischen Übertragungstechnik, Teubner, Stuttgart (1985)
3.4 S. Geckeler, Lichtwellenleiter für die optische Nachrichtenübertragung, Springer-Verlag Berlin/Heidelberg (1986)
3.5 R. Koller, Konstruktionslehre für den Maschinenbau, Springer-Verlag Berlin/Heidelberg (1985)
3.6 H. Jungnickel, R. Agsten, W.E. Kraus, Grundlagen der Kältetechnik, Verlag Technik GmbH Berlin (1990)
3.7 H.J. Bartsch, Taschenbuch mathematischer Formeln, Verlag Harri Deutsch, Thun (1990)
3.8 Nancy A. Burnham, Scanning Tunneling Microscopy Theory and Application, VCH Publichers ed. by D. Bonell, Veröffentlichung in Vorbereitung (1992)
3.9 Dror Sarid, Scanning Force Microscopy, Oxford University Press, (1991)
3.10 A.J. den Boef, Scanning Force Microscopy using Optical Interferometry, CIP-Gegevens Koninklijke Bibliotheek, Den Haag (1991)
3.11 PI Physik Instrumente, Gesamtkatalog (1990)
3.12 Dubbel, W. Beitz, K.H. Küttner, Taschenbuch für den Maschinenbau,

Springer-Verlag Berlin/Heidelberg (1983)
3.13 M. Pollermann, Bauelemente der Physikalischen Technik, Springer-Verlag Berlin/Heidelberg (1972)
3.14 G. Mahlke, P.Gössing, Lichtwellenleiterkabel, Siemens Aktiengesellschaft, Berlin und München, (1986)
3.15 W. Balzen, Focus Gesellschaft für Optik und Lasertechnik mbH, persönliche Mitteilung
3.16 H. Schymura, Rauschen in der Nachrichtentechnik, Hüthig- und Pflaum Verlag GmbH & Co., München/Heidelberg (1987)
3.17 L. Bergmann, C. Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3 Optik, Walter de Gruyter Berlin/New York (1974)
3.18 U. Tietze, Ch. Schenk, Halbleiter-Schaltungstechnik, Springer-Verlag Berlin/Heidelberg (1989)
3.19 W. Brunner, K. Junge; Lasertechnik, Dr. Alfred Hüthig Verlag GmbH Heidelberg (1987)

Anhang A

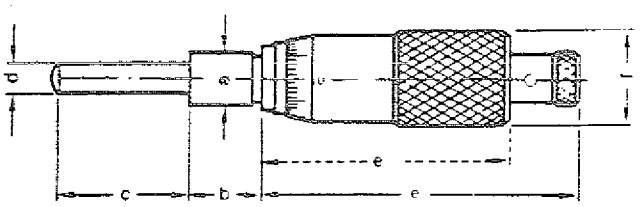
Geräteliste

Photodioden: Si-PIN von Melles Griot, Product (Produkt-Nr. 13 DSI 003)

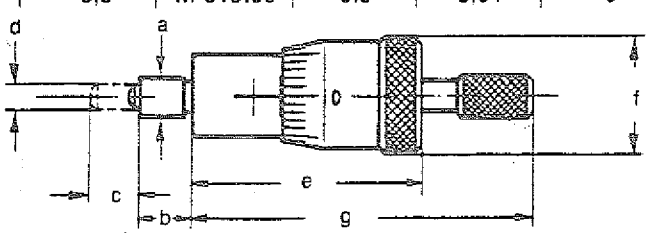
Silicon Photodiodes

Active Area (mm^2)	Dark Current V_{rb} @ 1V (nA)	Voltage Breakdown (V)	Shunt Resistance $V_{rb}=0$ (MΩ)	Junction Capacitance $V_{rb}=0$ (pF)	NEP @ 830nm (25 °C) ($W/\sqrt{Hz}$)	Package Type	PRODUCT NUMBER
0.31	0.7	60	300	10	1.5×10^{-14}	TO46	13 DSI 001
1.00	0.9	40	120	25	2.3×10^{-14}	TO46	13 DSI 003
3.10	3.1	30	60	72	3.3×10^{-14}	TO5	13 DSI 005
10.00	10.0	20	40	230	4.1×10^{-14}	TO5 47	13 DSI 007
31.00	31.0	15	10	713	8.1×10^{-14}	TO8	13 DSI 009
100.00	110.0	10	4	2300	1.3×10^{-13}	TO75	13 DSI 011

Mikrometerschrauben: Physik Instrumente



Stell-bereich [mm]	Modell-Nr.	Steigung	Skalen-wert	a ∅ Schaft	b Schaft-länge	c Spindel bei 0 mm	d ∅ Spindel	e Drehhülse bei 0 mm	f ∅ Dreh-hülse
6,5	M-619.00	0.5	0.01	6	6	9	3,5	22	9.5



Stellbereich grob [mm]	Stellbereich fein [mm]	Modell-Nr.	Steigung grob	Steigung fein	Skalen-wert fein	a ∅ Schaft	b Schaft-länge	c Spindel bei 0 mm	d ∅ Spindel	e Drehhülse bei 0 mm	f ∅ Dreh-hülse	g Drehhülse max.
–	0,2	M-650.00	–	0,02	0,001	6	7	5	3	30	15	–
–	0.5	M-651.00	–	0,05	0,002	6	7	5	3	30	15	–

Peltierelement: AMS Thermotech GmbH
CP 1.0-31-08L

LT022 Series Characteristics Diagrams

Fig. 60-1 Forward Current vs. Forward Voltage

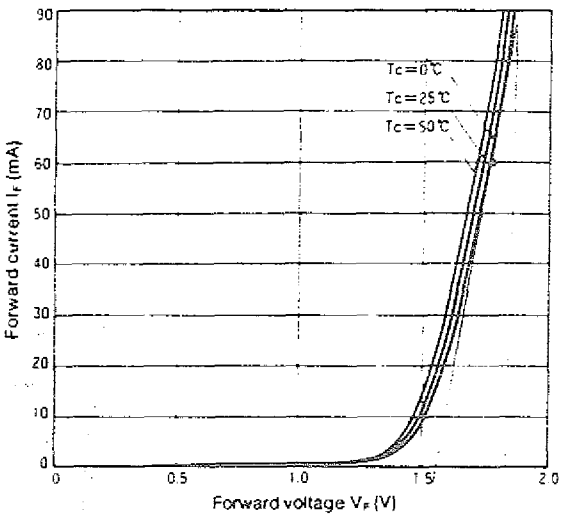


Fig. 60-2 Optical Power Output vs. Forward Current and Monitor Current

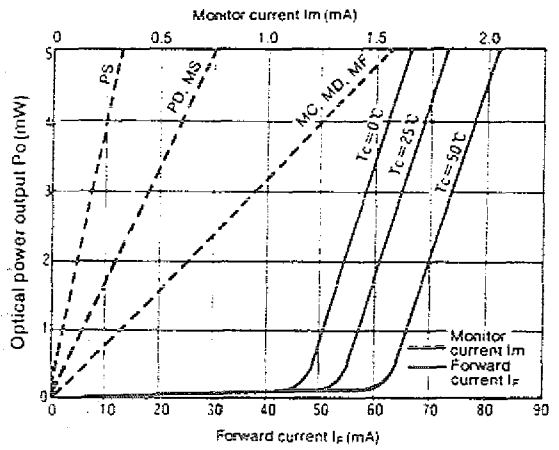


Fig. 60-3 Threshold Current vs. Temperature

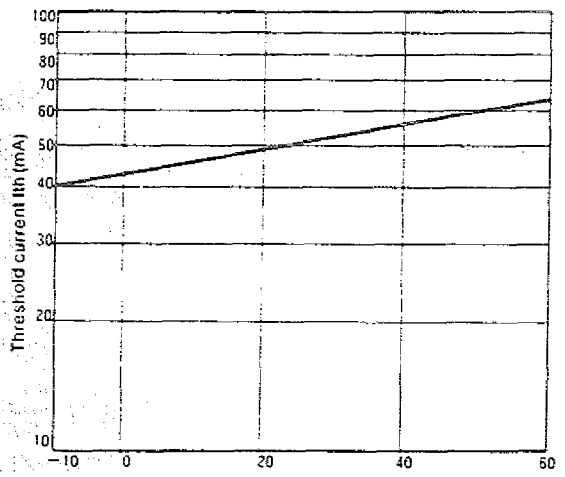


Fig. 60-4 Wavelength vs. Temperature

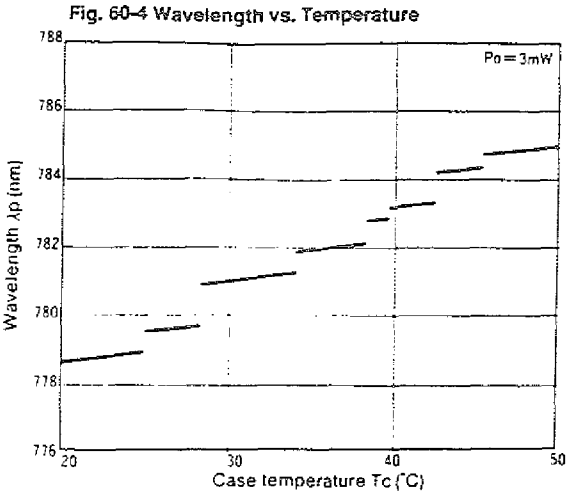
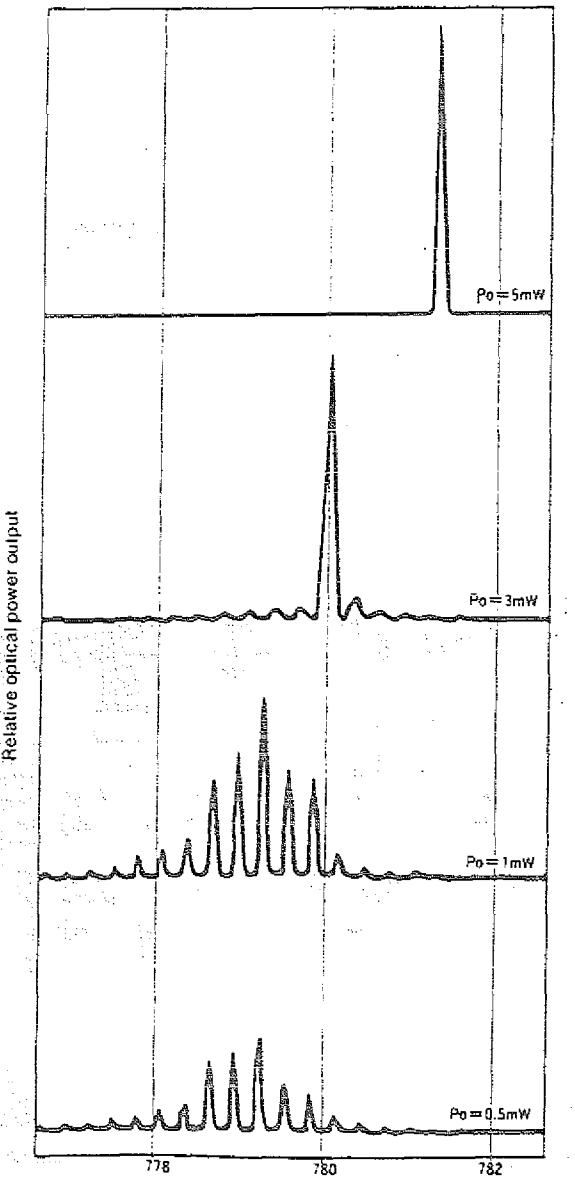


Fig. 60-5 Optical Power Output Dependence of Wavelength



Note: All data on this page is typical only, and is not intended as a specification. The shapes of these curves can be used as a general reference, but the actual characteristics will vary from device to device.

Datenblatt zur Laserdiode von Sharp LTOMDO

Fig. 61-1 S/N vs. Optical Feedback

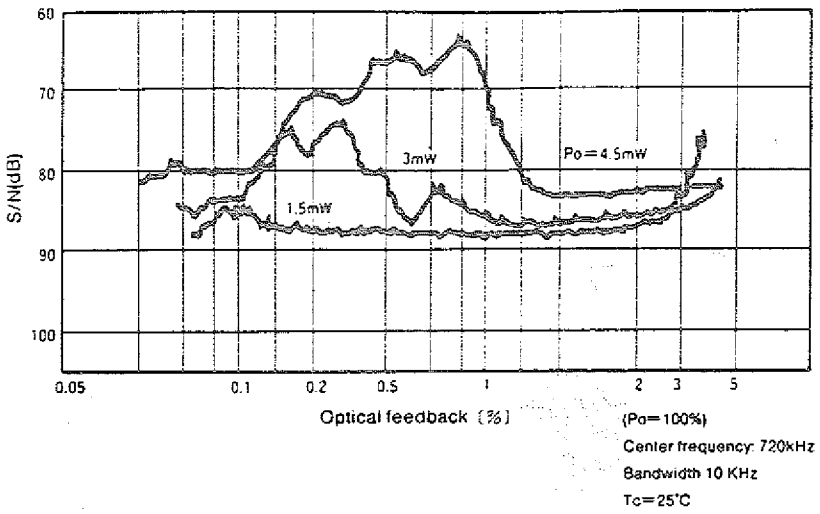
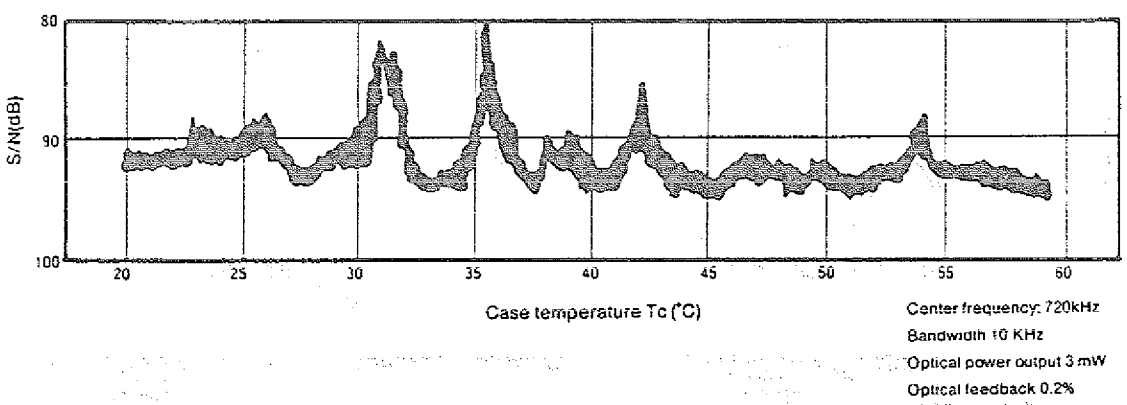


Fig. 61-2 S/N vs. Temperature



Note: All date on this page is typical only, and is not intended as a specification. The shapes of these curves can be used as a general reference, but the actual characteristics will vary from device to device.

Datenblatt zum Leistungsregler von Sharp

Driver IC

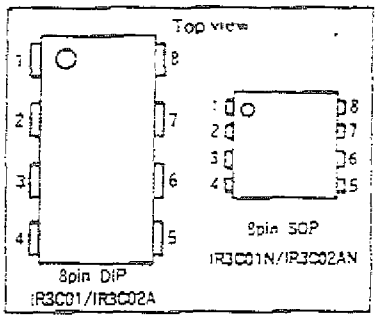
Laser Diodes Driver IC

Sharp manufactures a series of driver ICs (IR3C01/R3C01N, IR3C02A/IR2C02AN) for use as laser diode APC circuits. Using these ICs, the power output of the laser is easily adjusted by means of an external resistance. Specifications are as follows:

IR3C01/IR3C01N, IR3C02A/IR3C02AN

Pin Assignment

	IR3C01/IR3C01N		IR3C02A/IR3C02AN	
Pin No.	symbol	Function	symbol	Function
1	Out	Output	Out	Output
2	I_M	Monitor input	GND	Ground
3	Vaj	Output Adjustment	I_M	Monitor Input
4	V_{EE}	(−) Power Supply	V_{EE}	(−) Power Supply
5	V_{IN}	Control Input (on/off)	V_{IN}	Control Input (on/off)
6	GND	Ground	S_D	Status Output (on/off)
7	C_P	Phase Compensation	C_P	Phase Compensation
8	V_{CC}	(+)Power Supply	V_{CC}	(+)Power Supply



Absolute Maximum Ratings

(Ambient Temperature, Ta=25°C)

Parameter	Symbol	Remarks	Ratings IR3C01/IR3C01N	Ratings IR3C02A/IR3C02AN	Units
Supply Voltage	V_{CC}		13	10	V
Supply Voltage	V_{EE}		−20	−10	V
Output Current	I_O	Pin ①	−170	−170	mA
Control Input Voltage	V_{IN}	Pin ⑤	−0.2−Vcc	−0.2−Vcc	V
Power Dissipation	P_D	Ta≦25°C	450/330	550/500	mW
Temperature Dependence	—	Ta>25°C	4.5/3.3	4.8/4.4	mW/°C
Operating Temperature	Topr		−30−+85	−30~+85	°C
Storage Temperature	Tstg		−55−+150	−55~+150	°C
Status Pin Current	I_{DS}	Pin ⑥ with laser on	—	5	mA
Status Pin Voltage	V_{DS}	Pin ⑥ with laser off	—	−0.2~Vcc	V

Electrical Characteristics

(a) IR3C01/IR3C01N (V_{CC}=5V, V_{EE}=−12V, Ta=25°C)

Parameter	Symbol	Condition	Rating MIN	Rating TYP	Rating MAX	Units
Operating Supply Voltage	V_{CC}	—	4.5	5.0	5.5	V
	V_{EE}	—	−10.0	−12.0	−13.2	
Current dissipation	I_{CC}	V_{IN}=0V	—	2.8	4.5	mA
	$I_{EE\ OFF}$	V_{IN}=0V	—	−1.3	−2.1	
	$I_{EE\ ON}$	V_{IN}=5V	—	−2.8	−4.6	
Output Voltage	V_{OUT}	I_O=−150mA	3.6	4.1	—	V
		I_O=−100mA	3.7	4.2	—	
		I_O=−20mA	3.8	4.3	—	
Control Input Voltage (H)	V_{IH}	—	2.0	—	6	V
Control Input Voltage (L)	V_{IL}	—	0	—	0.8	V
Control Input Current	I_{IN}	V_{IN}=5V	—	0.3	0.5	mA
Monitor Input pin Voltage	V_M	—	—	−6.9	—	V
Output Adjustment Pin Voltage	Vaj	(Vaj−V_{EE})	3.5	3.9	4.3	V
Power Supply Ripple Suppression	$\Delta I_O/\Delta V_{CC}$	f=120Hz	—	4×10⁻⁴	—	A/V
	$\Delta I_O/\Delta V_{EE}$		—	1×10⁻⁴	—	

(b) IR3C02A/IR3C02AN (V_{CC}=5V, V_{EE}=−5V, Ta=25°C)

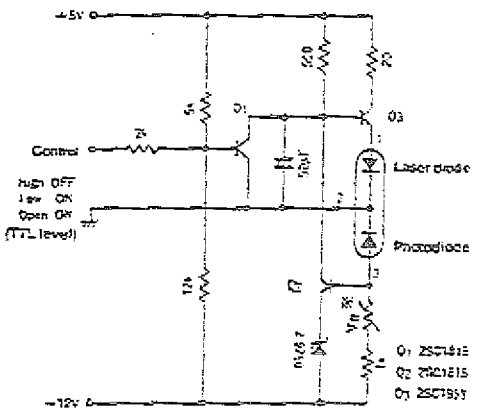
Parameter	Symbol	Condition	Rating MIN	Rating TYP	Rating MAX	Units
Operating Supply Voltage	V_{CC}	—	4.5	5.0	5.5	V
	V_{EE}	—	−4.5	−5.0	−5.5	
Current dissipation	$I_{CC\ ON}$	V_{IN}=5V	—	2.8	5.0	mA
	$I_{EE\ ON}$		—	−2.2	−4.0	
	$I_{CC\ OFF}$	V_{IN}=0V	—	4.1	7.5	
	$I_{EE\ OFF}$		—	−2.1	−3.8	
Output Voltage	V_{OUT}	I_O=−150mA	3.7	4.1	—	V
		I_O=−100mA	3.8	4.2	—	
		I_O=−20mA	3.9	4.3	—	
Status Pin Voltage	V_{DS1}	I_{DS}=0mA	—	0.05	—	V
	V_{DS2}	I_{DS}=2mA	—	—	0.4	
Control Input Voltage H	V_{IH}	V_O, V_{DS}: L→H	1.43	1.55	1.63	V
Control Input Voltage L	V_{IL}	V_O, V_{DS}: H→L	1.23	1.33	1.43	
Control Input Voltage Hysteresis	$V_{HIN/IN}$	(V_{IH}−V_{IL})	—	200	—	mV
Control Input Current	I_{IN}	—		−0.3	−5	μA
Monitor Input Pin Voltage	V_M	—	1.07	1.22	1.37	V
Monitor Input Pin Current	I_M	—	—	−0.3	−5	μA
Power Requirement Dependence on Supply Voltage	$\Delta I_M/\Delta V_{CC}$	V_{EE}=−5V, V_{CC}=5V±10%	—	0.02	—	%/V
	$\Delta I_M/\Delta V_{EE}$	V_{CC}=5V, V_{EE}=−5V±10%	—	0.2	—	
Power Requirement Dependence on Temperature	$\Delta I_M/I_{M0}$	Ta=−20~+80°C	—	0.2	—	%

Drive Circuits

Typical Drive Circuits for M-Type Laser Diodes

The power output of a laser diode is easily changed by fluctuations in the ambient temperature. A drive circuit with an automatic power control (APC) function, acting as a feedback loop from the output of the monitor photodiode to the input of the laser diode, is normally used to maintain constant power output in an environment where temperature may vary. A typical circuit of this type is shown in Fig. 31-1 This circuit also features a slow start characteristic to eliminate power surges. The value of V_R should be selected according to the following table.

Fig. 31-1 Typical Drive Circuit



Model No.	V_R Value	Model No.	V_R Value
J30 series, LT020 series LT022 series (9φ), LT023 series (9φ) LT026 series (9φ), LT010 series	25kΩ	LT021 series, LT027 series	5kΩ
		LT080 series	250kΩ
LT022 series (5.6φ), LT023 series (5.6φ) LT026 series (5.6φ), LT011 series	60kΩ	LT031 series, LT024 series LT015 series, LT016 series LT017 series	200kΩ

※Power Adjustment Instructions

1) Before turning the power on, set V_R to its maximum value. Turn the power on and then set the control input to low.
2) While monitoring the laser diode output with an optical power meter, gradually lower the V_R value until the desired power output is obtained.

Note 1 : Once the power level has been set, the laser diode can be turned on and off by using the control input (low/high) or by turning the power supply on and off. If the laser diode is replaced, repeat the procedure from step 1.
Note 2 : Do not connect or disconnect the laser diode while the power is on.

Circuits Using a Driver IC

Fig.31-2
• IR3C01/IR3C01N

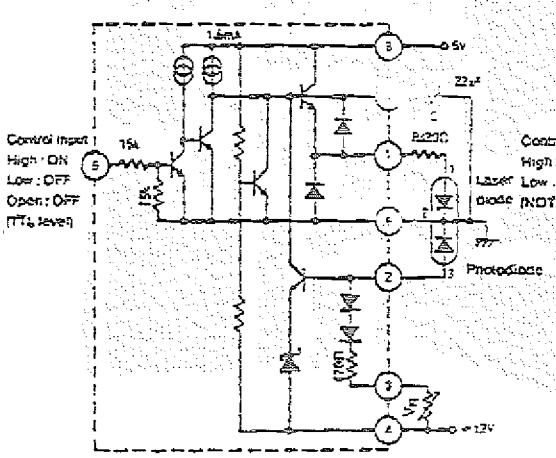
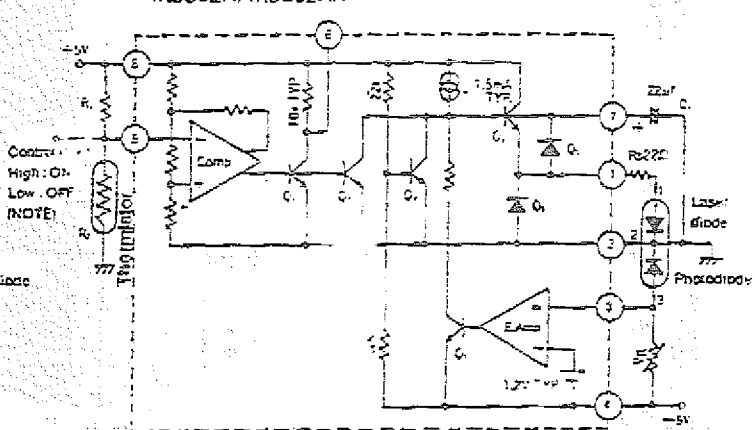


Fig. 31-3
• IR3C02A/IR3C02AN



Note : If a thermal shut-off function is not required, remove R_1 and R_2, and use a TTL level input at Pin 5 to control the laser diode (high : on, low : off).

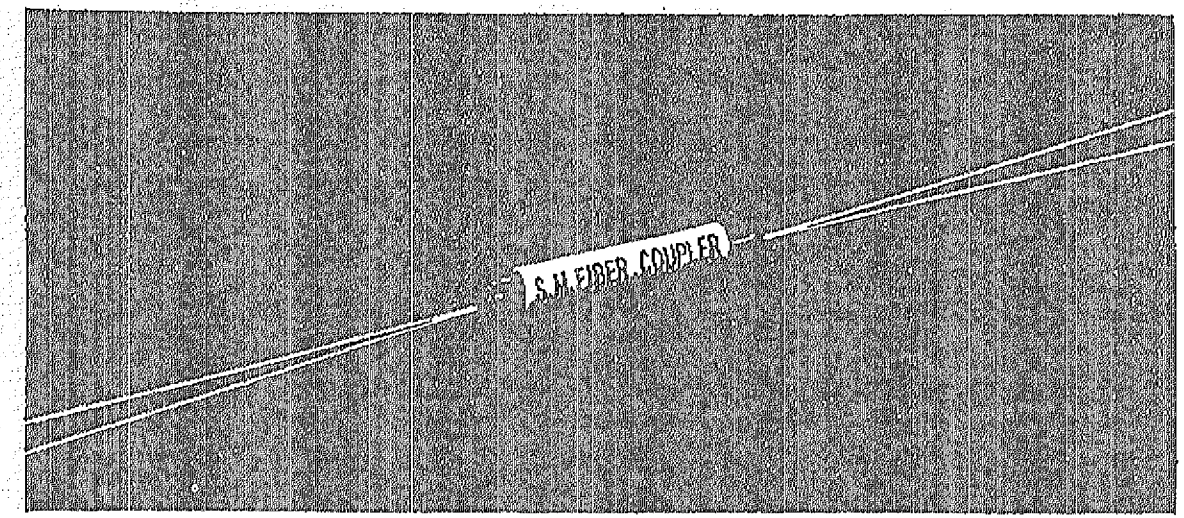
The value of VR should be selected according to the following table.

Model No.	V_R Value IR3C01/IR3C01N	V_R Value IR3C02A/IR3C02AN	Model No.	V_R Value IR3C01/IR3C01N	V_R Value IR3C02A/IR3C02AN
LT030 series, LT020 series LT022 series (9φ), LT023 series (9φ) LT026 series (9φ), LT010 series	15kΩ	5kΩ	LT021 series, LT027 series	3kΩ	1kΩ
			LT031 series, LT080 series	150kΩ	50kΩ
LT022 series (5.6φ), LT023 series (5.6φ) LT026 series (5.6φ), LT011 series	35kΩ	15kΩ	LT024 series, LT015 series LT016 series, LT017 series	100kΩ	30kΩ

SINGLE MODE FIBER COUPLER

(By Fused Taper Method)

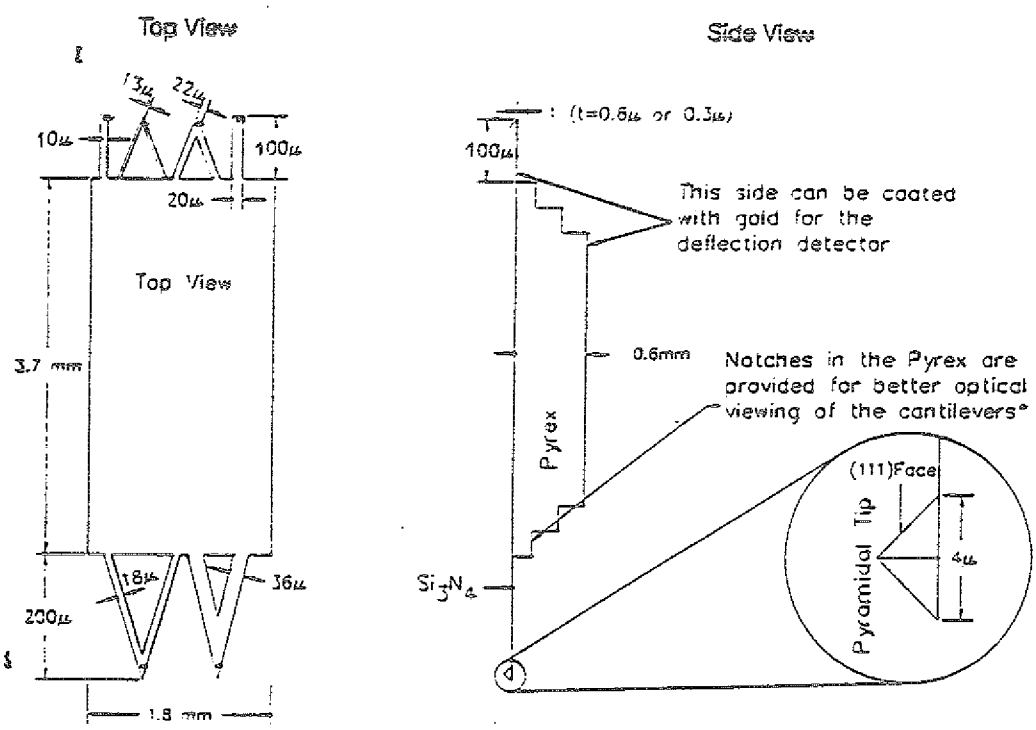
Designation	CPL-S-SM.6/125	CPL-A-SM.6/125	CPL-B-SM.6/125	CPL-S-SM.10/125	CPL-A-SM.10/125	CPL-B-SM.10/125	CPL-S-SM.10/125-1.55	CPL-A-SM.10/125-1.55	CPL-B-SM.10/125-1.55
Wavelength (μm)	0.85			1.30			1.55		
Optical Fiber Used	SM.6/125-UV/UV-250			SM.10/125-UV/UV-250			SM.10/125-UV/UV-250		
In/Out No. of Ports	2 × 2			2 × 2			2 × 2		
Coupling Ratio (CR) (%)	50 ± 2	50 ± 5	50 ± 7	50 ± 2	50 ± 5	50 ± 7	50 ± 2	50 ± 5	50 ± 7
Excess Loss (dB)	≤ 0.1	≤ 0.5	≤ 1.0	≤ 0.1	≤ 0.5	≤ 1.0	≤ 0.1	≤ 0.5	≤ 1.0
Directivity (dB)	< −50	< −50	< −45	< −50	< −50	< −45	< −50	< −50	< −45
Operating Temperature Range (°C)	−20 to 70			−20 to 70			−20 to 70		
CR Temperature Stability (%)	< ± 1	< ± 3	< ± 5	< ± 1	< ± 3	< ± 5	< ± 1	< ± 3	< ± 5
Dimension (Dia. × L (mm))	< 5.5φ × 58			< 5.5φ × 58			< 5.5φ × 58		
Each Pigtail Fiber Length (m)	≈1			≈ 1			≈ 1		



Datenblatt zum Richtkoppler

Datenbatt zum verwendeten Mikrohebelarm

Mechanical Properties of Microlevers



Note that the Microlever and chip dimensions are not to the same scale.

*For Microlevers without tips, the chip carrier is made of Si with an etched (111) face for increased optical viewing.

Shape	L(μm)	w(μm)	t(μm)	Theoretical force constant (N/m)	Theoretical F_{res} (kHz)
V	100	13	0.3	0.027	33
V	100	22	0.3	0.047	33
V	100	13	0.6	0.21	66
V	100	22	0.6	0.37	66
V	200	18	0.6	0.032	17
V	200	36	0.6	0.064	17
V	200	18	0.3	0.004	8
V	200	36	0.3	0.008	8
Rect.	100	10	0.6	0.08	66
Rect.	100	20	0.6	0.17	66
Rect.	100	10	0.3	0.010	33
Rect.	100	20	0.3	0.021	33

Park Scientific Instruments SA
4, rue de Hesse
CH-1204 GENEVA
Tel. & Fax : +41-22-29 34 55

Park Scientific Instruments
476 Ellis Street
Mtn. View, CA 94043
(415) 965-2976
Fax (415) 965-2946

Anhang B

Beschreibung des Fabry-Perot-Interferometers in Abb. 3.4

Abb. 3.4 (Kap. 3.2) zeigt den Aufbau eines Fabry-Perot Interferometers [1.8]. Linear polarisiertes, kohärentes Licht gelangt durch einen Faraday-Isolator I, der Reflexionen des Laserlichtes zurück in den Laser verhindert. Beim Durchtritt durch eine $\lambda/_2$-Platte kann die Schwingungsebene der Strahlung gedreht werden, sodaß der polarisierend wirkende Strahlteiler S das Licht im wesentlichen (ca. 97% [3.1]) transmittiert. Ein Objektiv O fokussiert den Strahl in eine Glasfaser , welche das Licht auf den Hebelarm führt. Glasfaserendfläche und der Hebelarm bilden den Fabry-Perot Resonator. Etwa 4% der Strahlungsleistung werden bei dem Übergang Glas-Luft an der Innenseite der Glasfaserendfläche reflektiert. Die restlichen 96% gelangen in den Fabry-Perot Resonator und werden teilweise, nachdem sie am Hebelarm reflektierte wurden, wieder in die Faser eingekoppelt. Hier interferieren die beiden Strahlanteile miteinander und werden durch die Faser zurück in das Objektiv geführt. Wird die Faser gekrümmt, kann man sich den spannungsoptischen Effekt zunutze machen, durch den die Faser in Richtung Ihrer Hauptachsen unterschiedliche Brechungsindizes besitzt und eine $\lambda/_4$-Platte ersetzten. Wenn, wie oben beschrieben, das Licht die $\lambda/_4$-Verzögerung der Faser 2-malig erfahren hat, ist ihre Schwingungsebene um 90° gedreht worden. Die interferierenden Strahlen werden daher nun vom Strahlteiler reflektiert und fallen auf die Photodiode. Es lassen sich mit diesem Interferometer noch kleinste Abständsänderungen bis herab zu 30pm in einer Bandbreite von 0,3Hz-3kHz detektieren [1.8].

Anhang C

Randbedingungen für eine hochauflösende interferometrische Auslenkungsmessung

Die Strahlungsintensität eines Fabry-Perot Interferometers läßt sich unter Vernachlässigung von Streuung, Beugung und Absorption berechnen durch [3.9]:

$$\frac{P_R}{P_{ein}} = \frac{4R\sin^2(\Theta/2)}{(1-R)^2+4R\sin^2(\Theta/2)} \quad \text{für Betrachtungen in Reflexion und} \qquad (C1)$$

$$\frac{P_T}{P_{ein}} = \frac{T^2}{(1-R)^2+4R\sin^2(\Theta/2)} \quad \text{für Betrachtungen in Transmission,} \qquad (C2)$$

(Θ = Phasenverschiebeung zwischen interferierenden Strahlen, R bzw. T = effektives Reflektions- bzw. Transmissionsvermögen)
Für die Anwendung des Fabry-Perot Interferometers im RKM können Verluste, die insbesondere durch Beugung auftreten, durch den Verlustfaktor f(d) berücksichtigt werden. Dann wird das effektive Reflexionsvermögen, anders als in [3.9], definiert durch :

$$R(d) = r\,r'\,f(d) \;\; ; \;\; f(d) = \frac{1}{(1+2\psi\, d/w_o)^2} \qquad (C3)$$

(w_o = Glasfaserkerndurchmesser, d = Resonatorlänge, ψ = Akzeptanzwinkel der Glasfaser).

Ausgehend von der im Fabry-Perot Resonator des RKM interessanten Fall der Zweistrahlinterferenz (s. Kap. 4) läßt sich dann die Strahlungsintensität in Abhängigkeit der Phasenverschiebung der interferierenden Teilstrahlen (s. auch Abb. 4.1) in der Reflexion berechnen durch:

$$P_r(d) = 2R(d)P_{ein}(1-\cos[\Theta]) \; ; \quad \Theta = 2kd \; ; \; k = 2\pi/\lambda \, . \qquad (C4)$$

Änderungen der reflektierten Strahlungsleistung durch P_{ein}, k und d werden durch partielles differenzieren berücksichtigt und tragen zur Ermittelung der ersten Näherung der Taylorschen Potenzreihe für Gl. C4 bei. Für die Anwendung im hochauflösenden Interferometer ist nur die Beschreibung für alle Resonatorlängen d_o nötig, für die die Empfindlichkeit $\delta P/\delta d$ maximal ist. Für Gl. C4 gilt daher in erster Näherung :

$$P_r(d,k,P_{ein}) = P_r(d_o,\bar{k},\bar{P}_{ein}) + \Delta P_r(\Delta d,\Delta k,\Delta P_{ein})$$

$$= 2R(d)\bar{P}_{ein}(1 + 2\bar{k}\Delta d + 2d_o\Delta k + \Delta P_{ein}/\bar{P}_{ein}) \; ; \; d_o = (2m+1)\lambda/8 \qquad (C5)$$

($d_o, \bar{k}, \bar{P}_{ein}$ = konstant; sie entsprechen dem Betriebszustand im Arbeitspunkt)
Da die Variation der Strahlungsleistung durch Photodioden linear in einen Strom

übertragen wird, läßt sich die reflektierte Strahlungsleistung auch durch den Photostrom der Signalphotodiode angeben. Unter Verwendung von (vergl. hierzu Abb. 4.1 und 4.2) :

$P_T = 2P_{sig}$; $i = SP$; $\Delta d < \pm$ 9nm; Δi_{el} = Stromänderung durch elektronische Schaltung

läßt sich daher der Signalstrom angeben mit:

$$i_{sig}(d,k,P_{ein}) = i_{sig}(d_o,\bar{k},\bar{P}_{ein}) + \Delta i_{sig}(\Delta d,\Delta k,\Delta P_{ein})$$

$$= SR(d)\overline{P}_{ein} + SR(d)\overline{P}_{ein}(2\,\overline{k}\,\Delta d + 2d_o\Delta k + {}^{\Delta P_{ein}}/_{\bar{P}_{ein}}) + \Delta i_{el}$$

(S = Empfindlichkeit der Photodioden in $^{A}/_{W}$)
Der Einfluß der Änderung der eingestrahlten Leistung durch eine Variation der Laserleistung läßt sich kompensieren, indem man die Laserleistung direkt mit einer Referenzphotodiode mißt und von dem Signalstrom abzieht. Die Änderung des Signalstromes läßt sich dann beschreiben mit:

$$\Delta i_{sig}(\Delta d,\Delta k,\Delta i_{el}) = 2\,\overline{k}\; i_{sig}(d_o,\bar{k},\bar{P}_{ein})\,(\Delta d_{real} + d_o\frac{\Delta k}{\overline{k}} + \frac{1}{2\,i_{sig}(d_o,k,P_{ein})\,\overline{k}}\,\Delta i_{el}) \quad \text{(C7)}$$

Änderungen des Stromes werden jedoch vom Anwender interpretiert als :

$$\Delta i_{sig} = 2\,\overline{k}\,i_{sig}(d_o,\bar{k},\bar{P}_{ein})\Delta d_{gesamt}\ ;\ i_{sig}(d_o,\bar{k},\bar{P}_{ein}) = SR(d)\overline{P}_{ein} \quad \text{(C8)}$$

Ein Koeffizientenvergleich macht hier deutlich, das Änderungen von k, und $i_{el.}$ eine Änderung $\Delta d_{Störung}$ des Hebelarms vortäuschen :

$$\Delta d_{Störung} = (d_o\frac{\Delta k}{\overline{k}} + \frac{1}{2\,i_{sig}(d_o,\bar{k},\bar{P}_{ein})\overline{k}}\Delta i_{el}) < 0{,}1\text{nm}. \quad \text{(C9)}$$

Ändert sich während des Meßbetriebes auch der Mittelwerte von P_{ein} sowie das effektive Reflexionsvermögen R(d) ($\Delta i_{sig} \sim \Delta\overline{P}_{ein}$, R(d)), hat dies ebenfalls eine scheinbare Änderung der Hebelarmauslenkung zur Folge. Der daraus reultierende Meßfehler ist geringer als < 1%, wenn für die Stabilität von P_{ein}, R(d) gilt:

$$\frac{\Delta\overline{P}_{ein}}{\overline{P}_{ein}} = \frac{\Delta R(\Delta d)}{R(d)} < 0{,}01$$

Um die geforderte Stabilität von $\overline{P}_{ein}$ ($\sim\overline{P}_{LD}$) und $\overline{k}$ zu erreichen, müssen an die Stabilität der Temperatur in der Laserdiode und dem Laserdiodenstrom (beide Größen haben einen großen Einfluß auf P_{LD}) bestimmte Randbedingungen gestellt werden. Ebenso läßt sich ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis für k und i_{el} angeben, das notwendig ist, um Änderungen der Hebelarmauslenkungen auf weniger als 0,1nm auflösen zu können (die effektive simulierte Hebelarmauslenkung $\Delta d_{rms} = \Delta d_{sim}$ muß kleiner sein

als 0,1nm). Es wird bei der Berechnung der Mindeststabilität von folgenden Zusammenhängen ausgegangen (Laserdiode MT022MDO, 5mW, 780nm, [3.21]) :

$$\Delta P_{ein} = \eta_r \cdot \eta_{LD} \cdot \Delta P_{LD} \; ; \qquad \Delta P_{LD} = \left.\frac{\delta P_{LD}}{\delta i_{LD}}\right|_T \Delta i_{LD} + \left.\frac{\delta P_{ein}}{\delta i_{LD}}\right|_{i_{LD}} \Delta T$$

$$\left[\frac{\delta P_{ein}}{\delta i_{LD}}\right]_{T=300K} = 0{,}4\,\frac{W}{A}\,; \qquad \left[\frac{\delta P_{ein}}{\delta T}\right]_{i_{LD}=50mA} = 10^{-4}\,\frac{W}{K}\,; \qquad \frac{\Delta\lambda}{\Delta T} = 96\,\frac{pm}{K} \quad \text{(Anhang E)}$$

$S = 0{,}4\,\frac{A}{W}$ (Empfindlichkeit der Photodiode bei 800nm [3.1])

$P_{Nenn} = 3mW$; $d_O = 5\mu m$ (typischer Arbeitsabstand)

$P_{ein} = 0{,}5 \cdot P_{Nenn} \cdot 0{,}1$ (10% der Strahlungsleistung werden von der Laserdiode in die Faser Lichteinkopplung in die Faser eingekoppelt und diese dann durch den Strahlteiler halbiert.)

Hiermit wurden ohne Einschränkung der Bandbreite folgende wesentliche Randbedingungen berechnet zu :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} < 2 \cdot 10^{-5} \quad ; \quad \frac{\Delta i_{el.}}{i_{sig}} < 10^{-3}$$

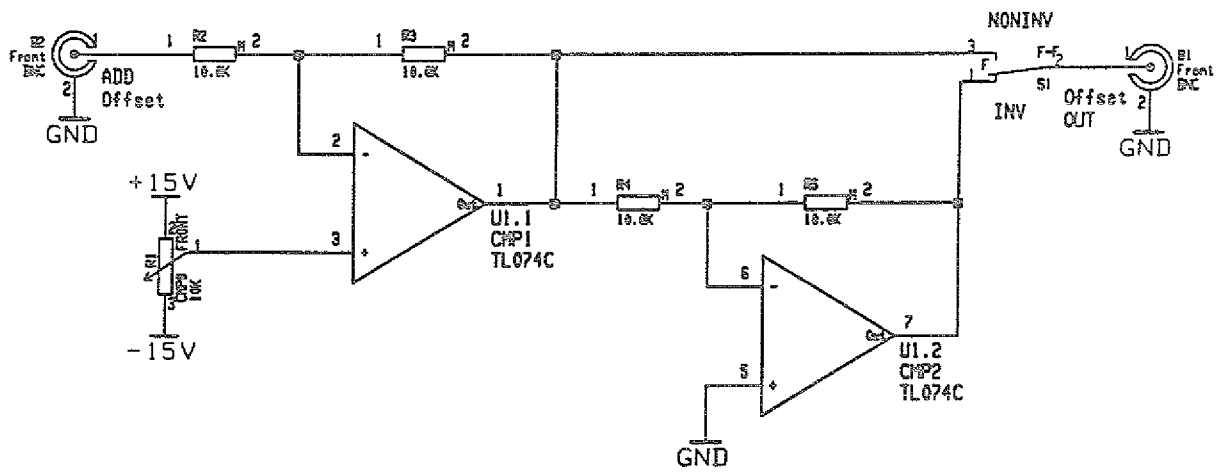
$$\left.\begin{array}{l} \Delta T_P < 0{,}02\ K \\ \dfrac{\Delta \overline{i_{LD}}}{\overline{i_{LD}}} < 10^{-4} \end{array}\right\} \quad \text{bzgl. der Stabilität } \Delta\overline{P}/\overline{P_D}$$

$$\Delta T_\lambda < 0{,}2\ K \qquad \text{bzgl. der Stabilität } \Delta\overline{\lambda}/\overline{\lambda}$$

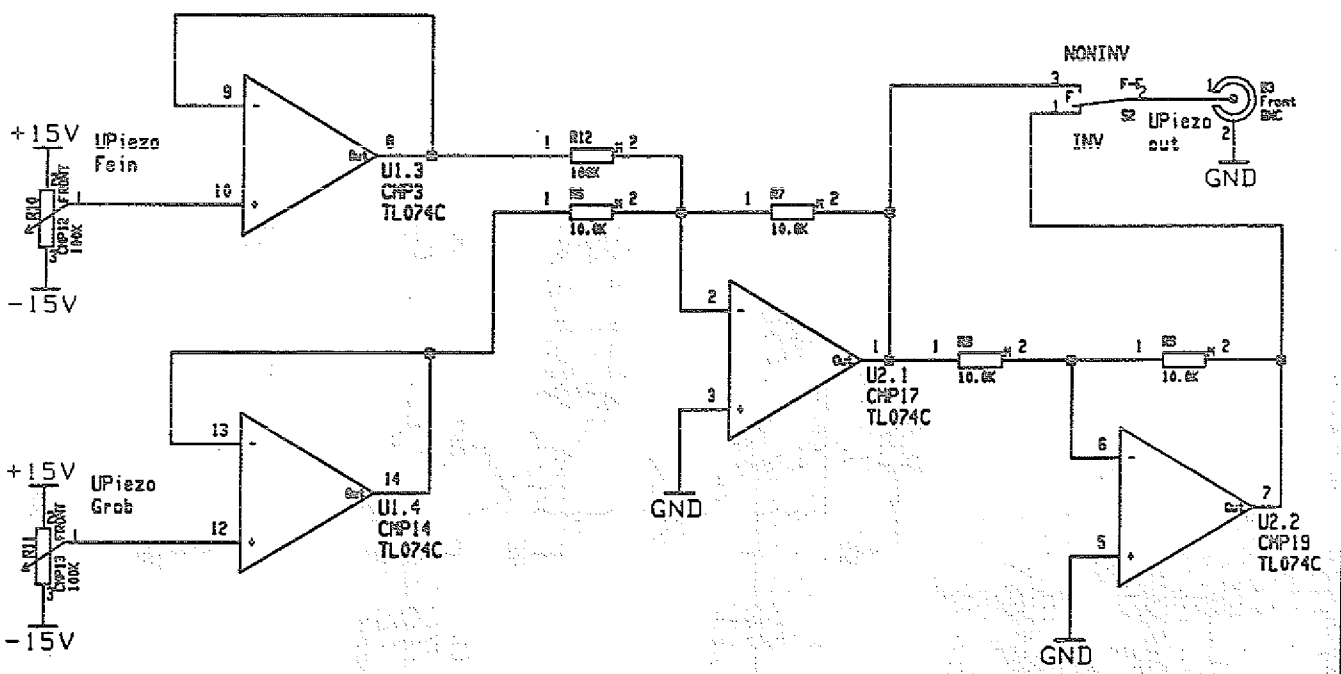
$$\frac{\overline{P_{ID}}}{\Delta\overline{P_{LD}}} > 40\ dB$$

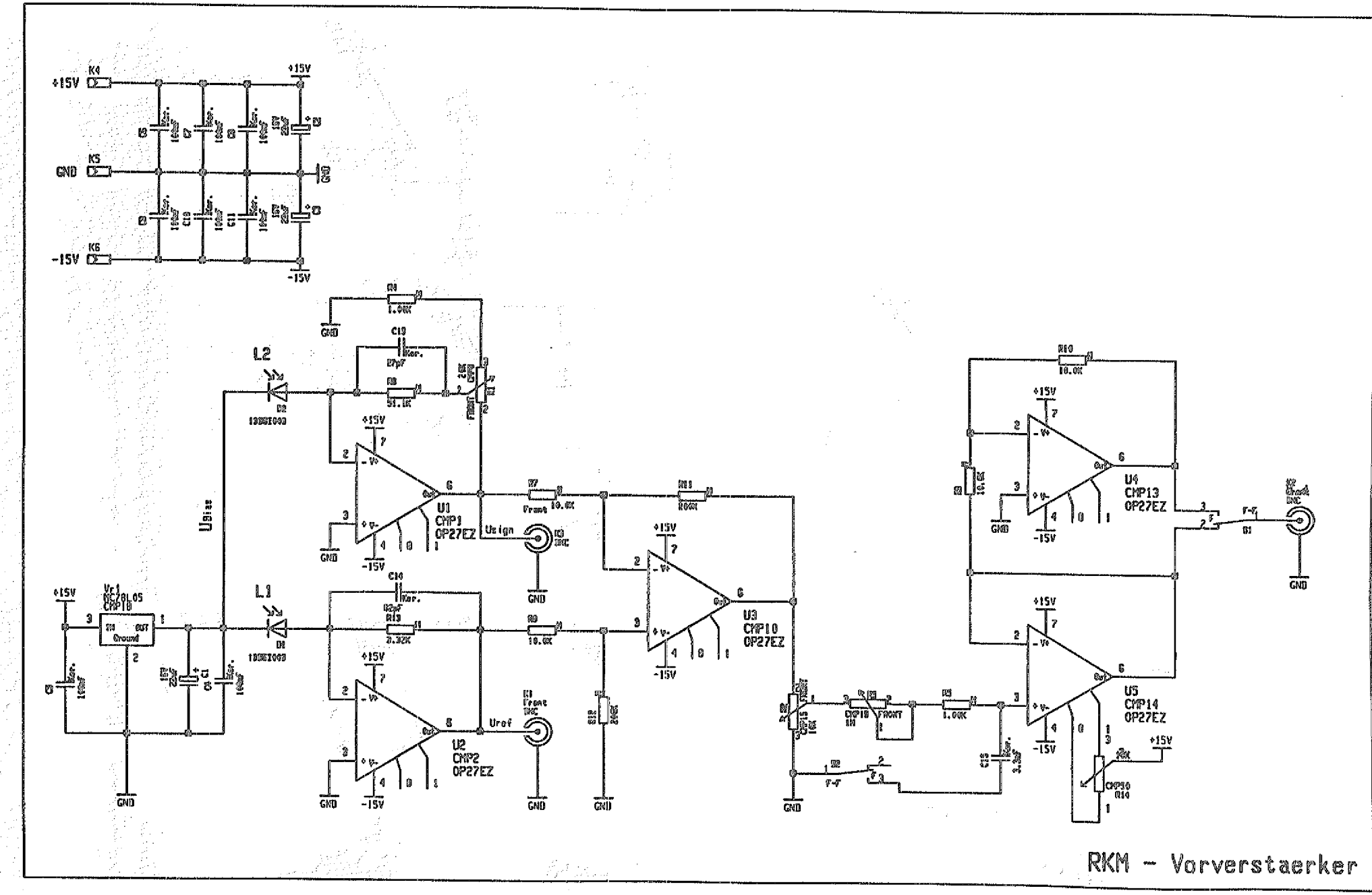
Elektronik

Addierer (Uoffset)



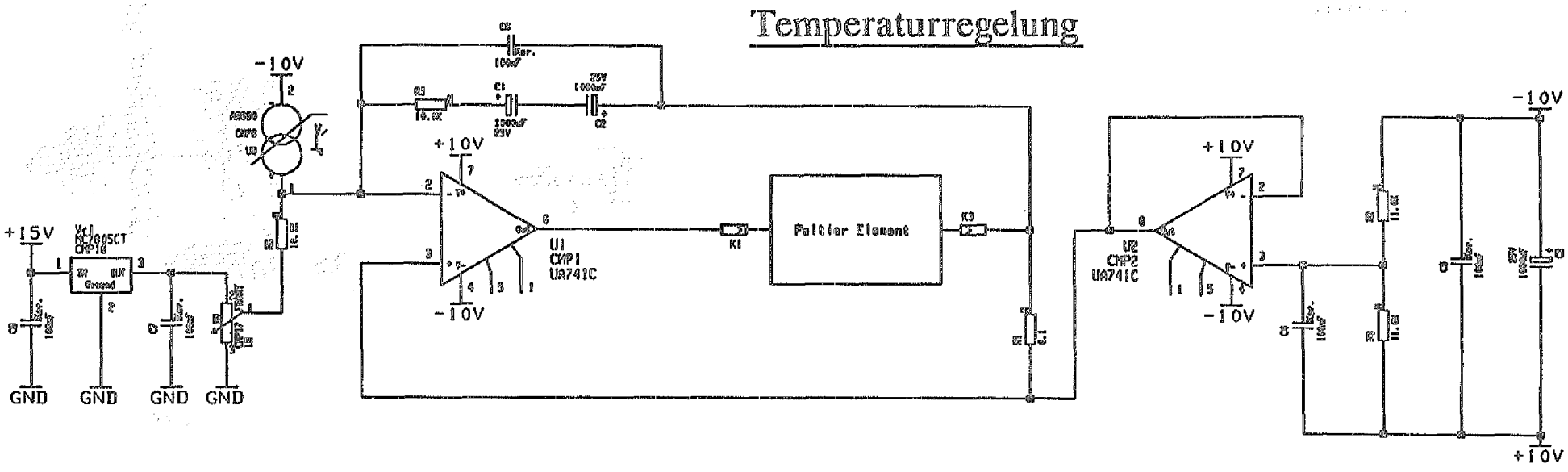
Piezo-Vorspannung UPiezo



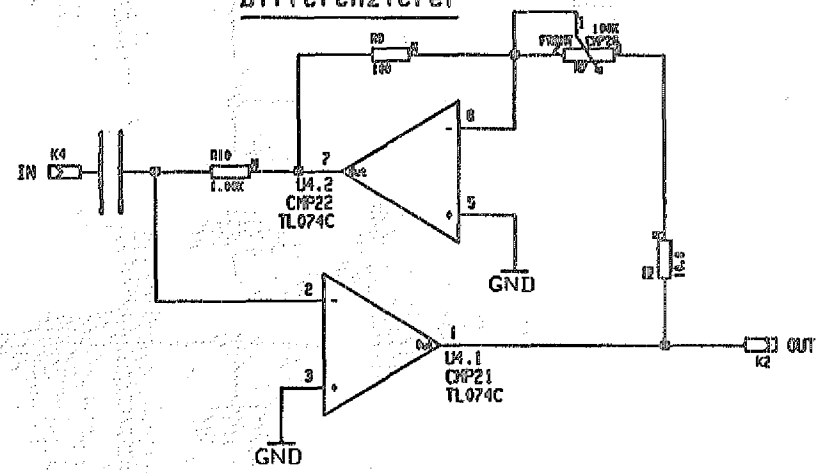


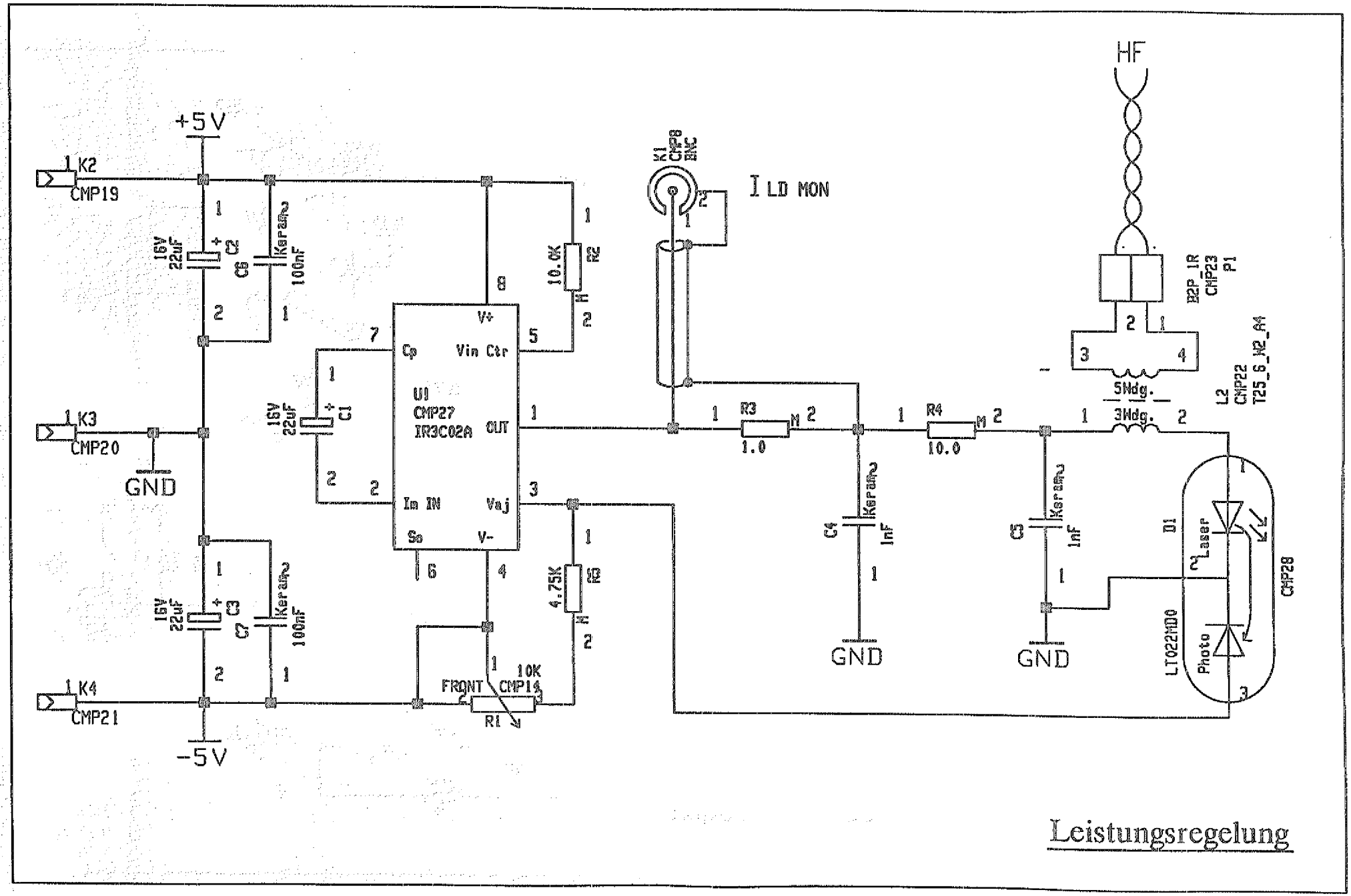
RKM - Vorverstaerker

Temperaturregelung

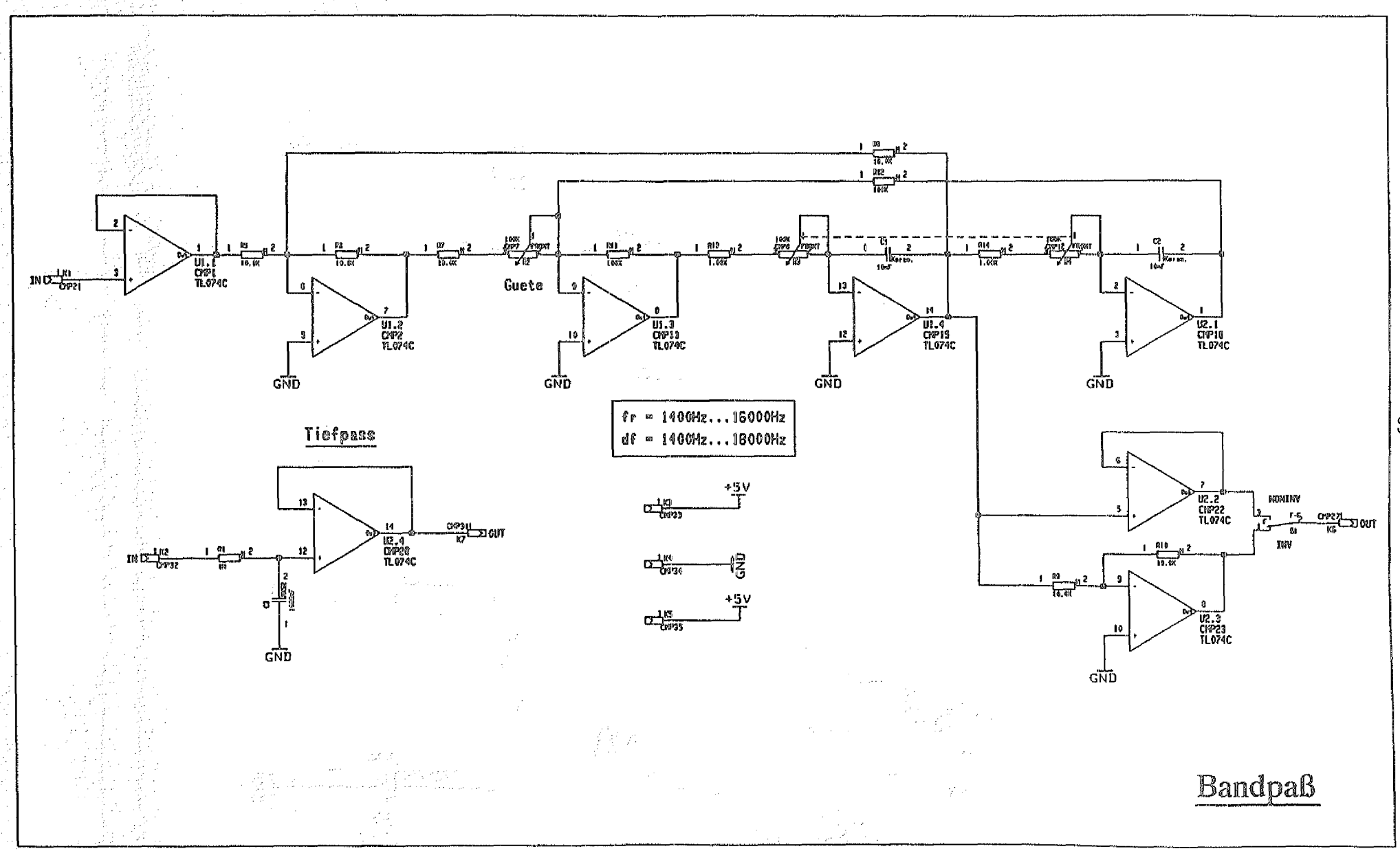


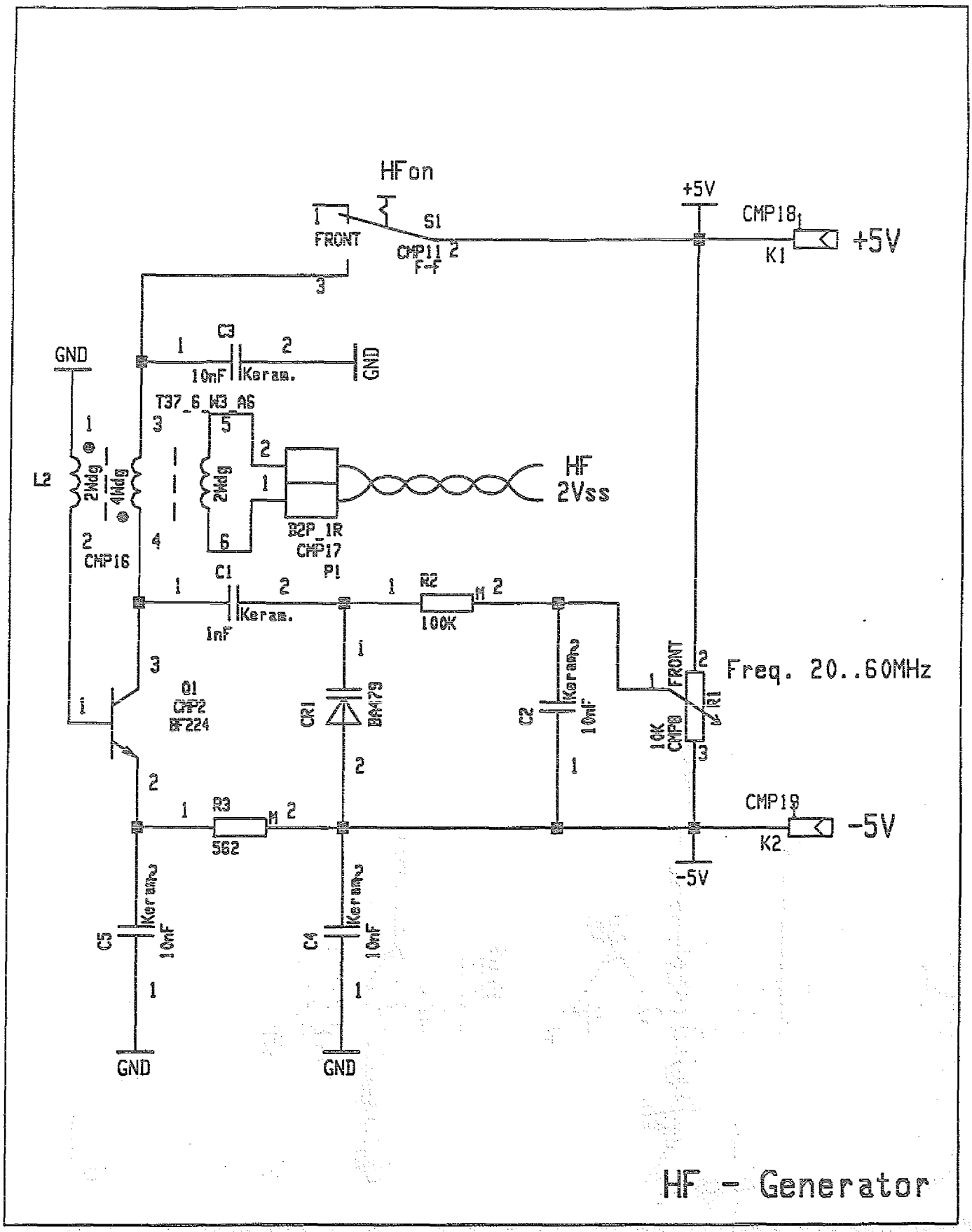
Differenzierer





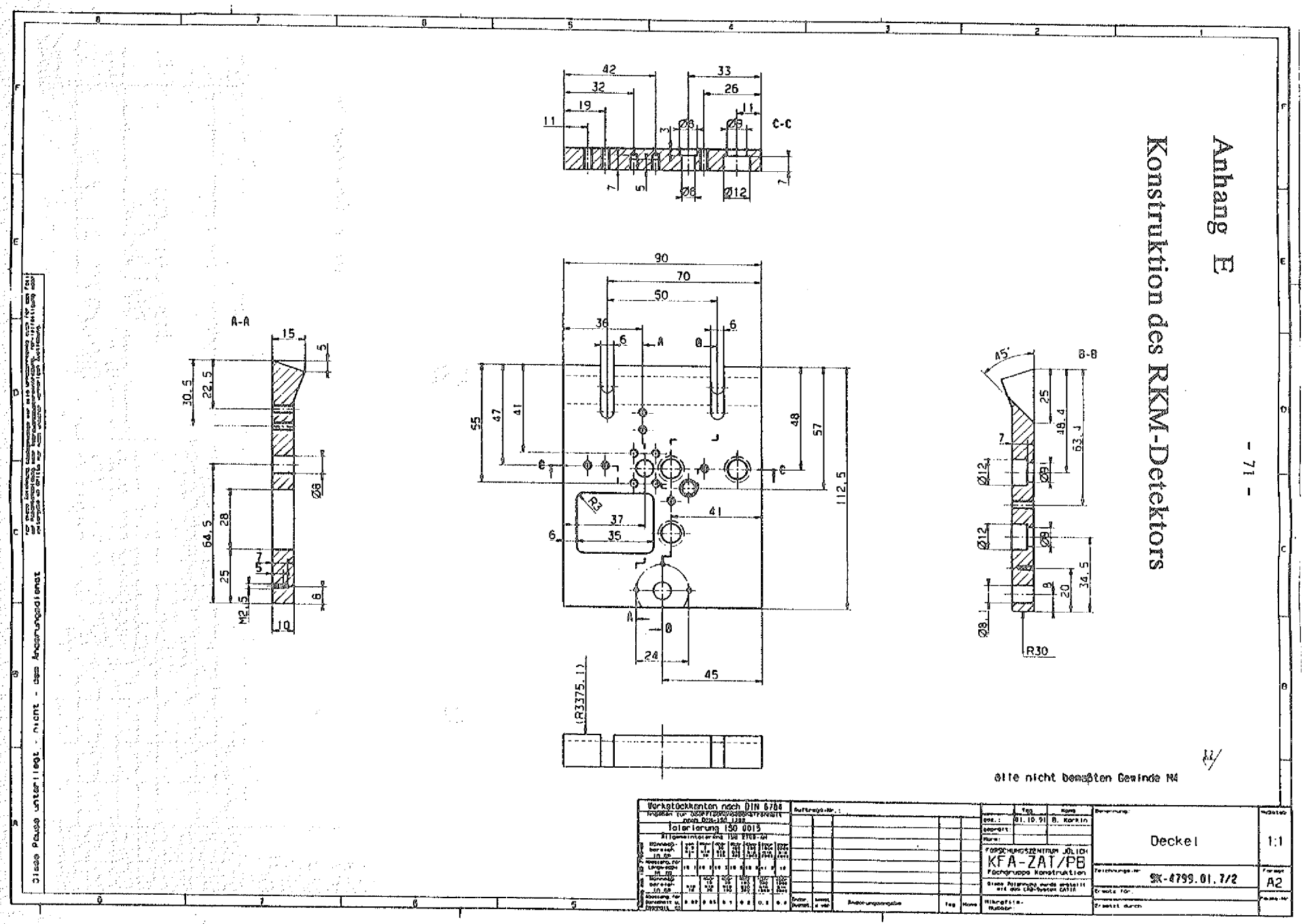
Leistungsregelung

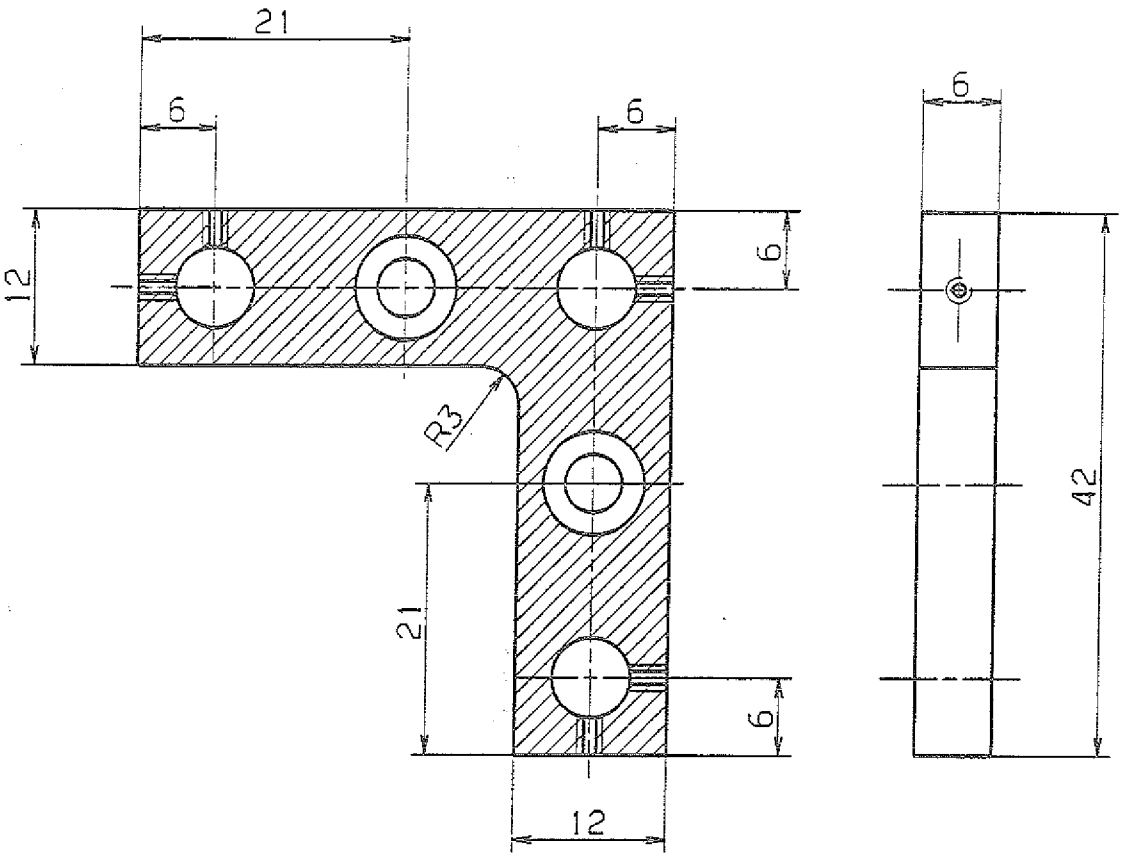

IN
U1.1
TL074C
U1.2
TL074C
U1.3
TL074C
U1.4
TL074C
U2.1
TL074C
U2.2
TL074C
U2.3
TL074C
U2.4
TL074C
GND
Guete
Tiefpass
fr = 1400Hz...16000Hz
df = 1400Hz...18000Hz
+5V
GND
+5V
NONINV
INV
OUT
Bandpaß

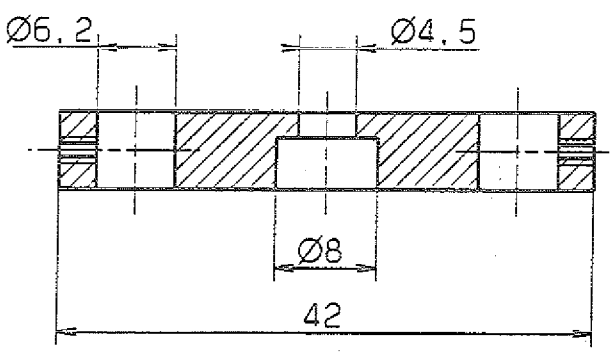

HFon
S1
FRONT
CMP11
F-F
+5V
CMP18
K1
+5V
GND
C3
10nF
Keram.
GND
T37_6_W3_A6
L2
2Wdg
4Wdg
2Wdg
CMP16
B2P_1R
CMP17
P1
HF
2Vss
C1
1nF
Keram.
R2
100K
Q1
CMP2
BF224
CR1
BA179
C2
10nF
Keram.
FRONT
R1
10K
CMP8
Freq. 20..60MHz
R3
562
CMP19
K2
-5V
-5V
C5
10nF
Keram.
C4
10nF
Keram.
GND
GND
HF - Generator

Anhang E

Konstruktion des RKM-Detektors





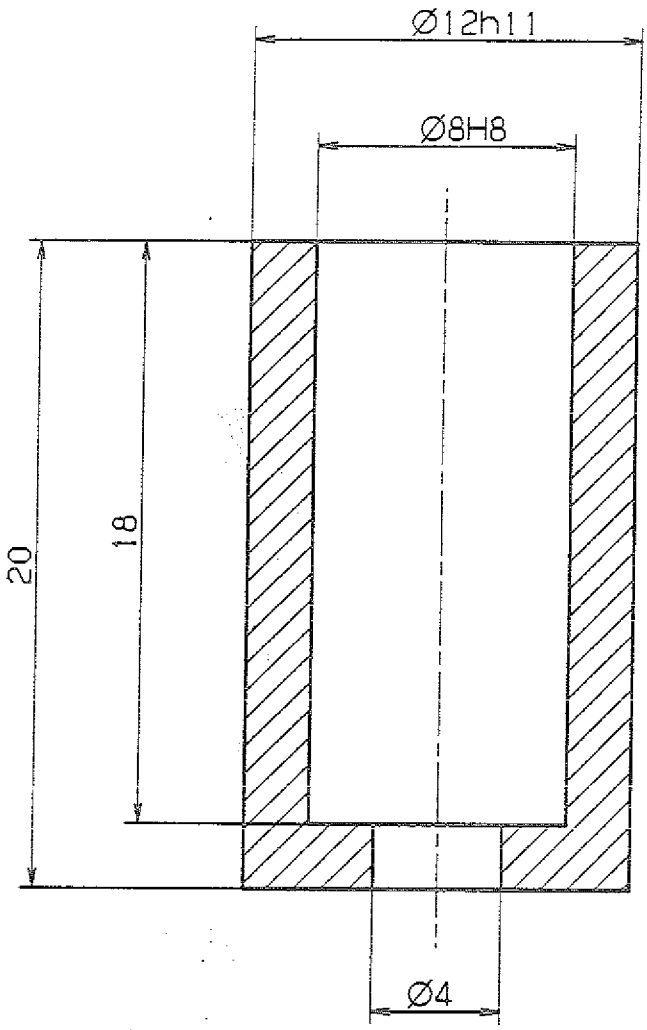


alle Gewinde M2

Auftrags-Nr.:					Werkstoff:	Meßstab:
		Tag	Name		Benennung:	
	gez.:	27.09.91	B. Korkin		Halterung Neigung	2:1
	geprüft:					
	Norm:					
	FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH KFA-ZAT/PB Fachgruppe Konstruktion				Zeichnungs-Nr.: SK-4977.01.4/4	Format: A4
	Diese Zeichnung wurde erstellt mit dem CAD-System CATIA				Ersatz für:	Pause-Nr.
Änder. Buchst.	kommt x vor	Tag	Name		Ersetzt durch:	
				Mikrofilm-Nummer:		

Werkstückkanten nach DIN 6784
Angaben zur Oberflächenbeschaffenheit nach DIN-ISO 1302
Toleranzen ISO 2768-mH
Allgemeintoleranzen

Diese Pause unterliegt - nicht - dem Änderungsdienst



Werkstückkanten nach DIN 6784

Angaben zur Oberflächenbeschaffenheit nach DIN-ISO 1302

Toleranzen ISO 8015

Allgemeintoleranz ISO 2768-mH

Nennmaßbereich in mm	Abw. f. Längenmaße	Nennmaßbereich in mm	Abw. f. Fasenmaße u. Rundhalbmesser
0,5 bis 3	±0,1	0,5 bis 3	±0,2
über 3 bis 6	±0,1	über 3 bis 6	±0,5
über 6 bis 30	±0,2	über 6 bis 30	±1,0
über 30 bis 120	±0,3	über 30 bis 120	±2
über 120 bis 400	±0,5	über 120 bis 400	±3
über 400 bis 1000	±0,8	über 400 bis 1000	±4
über 1000 bis 2000	±1,2	über 1000 bis 2000	±6
über 2000 bis 4000	±2	über 2000 bis 4000	±8

Änder. Buchst.	kommt x vor	Tag	Name

Auftrags-Nr.:

	Tag	Name
gez.:	30.09.91	B. Korkin
geprüft:		
Norm:		

FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH
KFA-ZAT/PB
Fachgruppe Konstruktion

Diese Zeichnung wurde erstellt mit dem CAD-System CATIA

Mikrofilm-Nummer:

Werkstoff:

Benennung: Hülse

Zeichnungs-Nr.: SK-4977.01.8/4

Ersatz für:

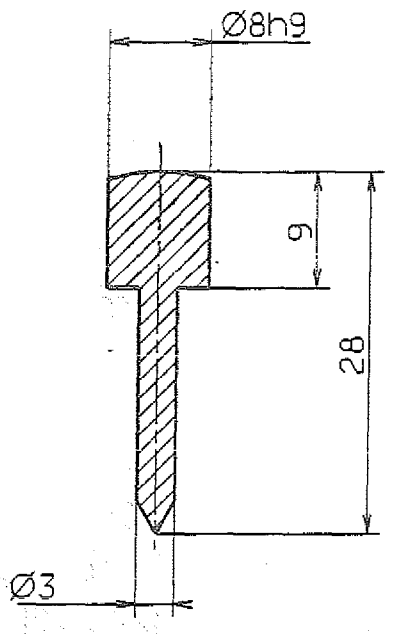
Ersetzt durch:

Maßstab: 5:1

Format: A4

Pause-Nr.

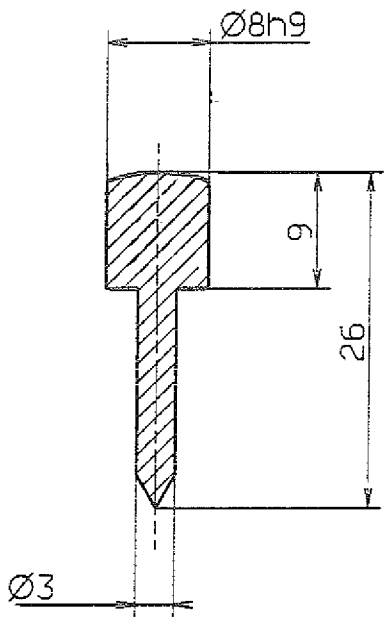
Diese Pause unterliegt - nicht - dem Änderungsdiens



Allgemeintoleranz ISO 2768-mH · Werkstückkanten nach DIN 6784 · Angaben zur Oberflächenbeschaffenheit nach DIN-ISO 1302 · Toleranzen ISO 8015

Auftrags-Nr.:							Werkstoff:	Maßstab:
					Tag	Name	Benennung:	
				gez.:	29.08.91	B. Korkin	Verlängerung 1	2:1
				geprüft:				
				Norm:				
				FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH KFA-ZAT/PB Fachgruppe Konstruktion			Zeichnungs-Nr.: SK-4977.01.2/4	Format: A4
				Diese Zeichnung wurde erstellt mit dem CAD-System CATIA			Ersatz für:	Pause-Nr.
Änder. Buchst.	kommt x vor	Tag	Name	Mikrofilm-Nummer:			Ersetzt durch:	

Diese Pause unterliegt - nicht - dem Änderungsdienst



2 x

Allgemeintoleranz ISO 2768-mH

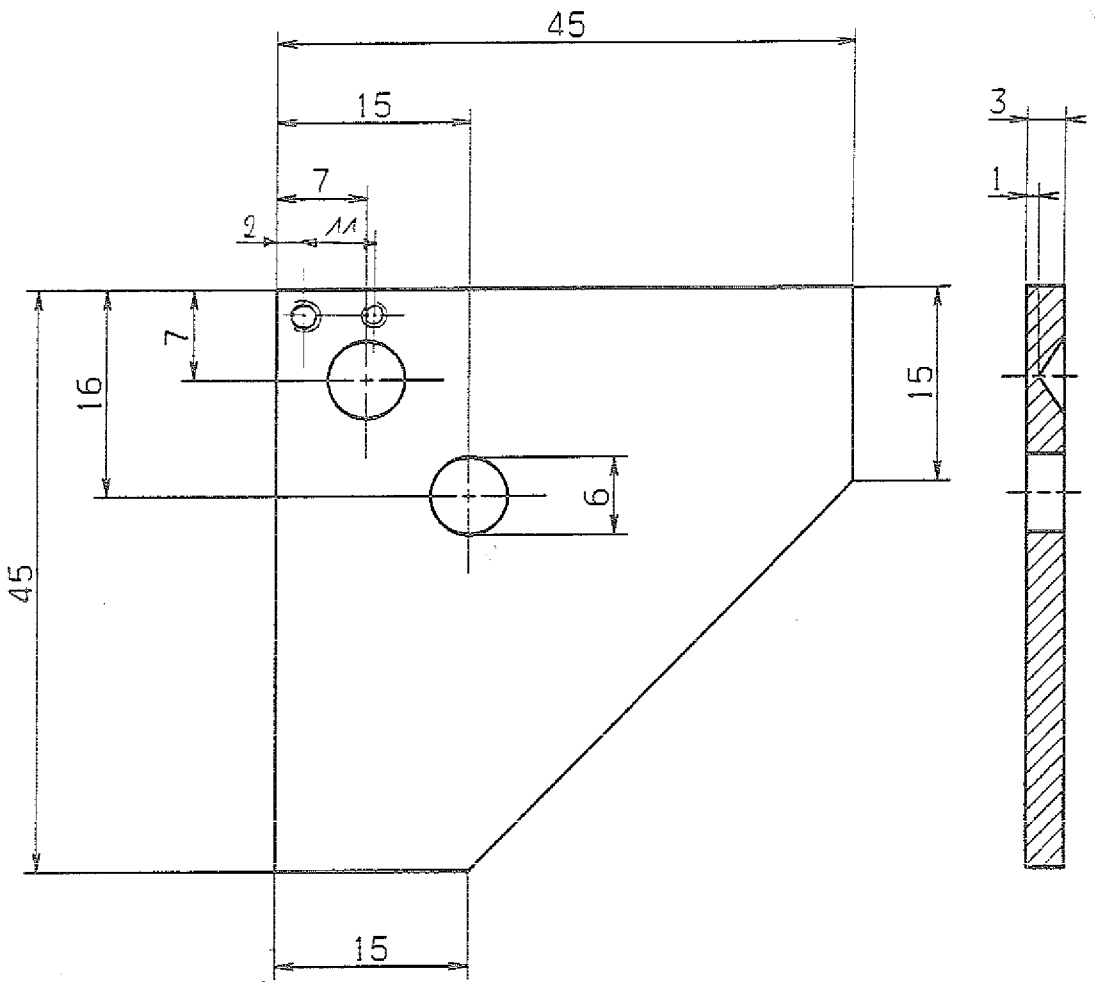
Werkstückkanten nach DIN 6784

Angaben zur Oberflächenbeschaffenheit nach DIN-ISO 1302

Tolerierung ISO 8015

Auftrags-Nr.:					Werkstoff:	Maßstab:
				Tag	Name	Benennung:
				gez.:	29.08.91	B. Korkin
				geprüft:		Verlängerung 2
				Norm:		2:1
				FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH KFA-ZAT/PB Fachgruppe Konstruktion		Zeichnungs-Nr.: SK-4977.01.3/4
						Format: A4
				Diese Zeichnung wurde erstellt mit dem CAD-System CATIA		Ersatz für:
Änder. Buchst.	kommt x vor	Tag	Name	Mikrofilm-Nummer:		Ersetzt durch:
						Pause-Nr.

Diese Pause unterliegt - nicht - dem Änderungsdienst



Werkstückkanten nach DIN 6784

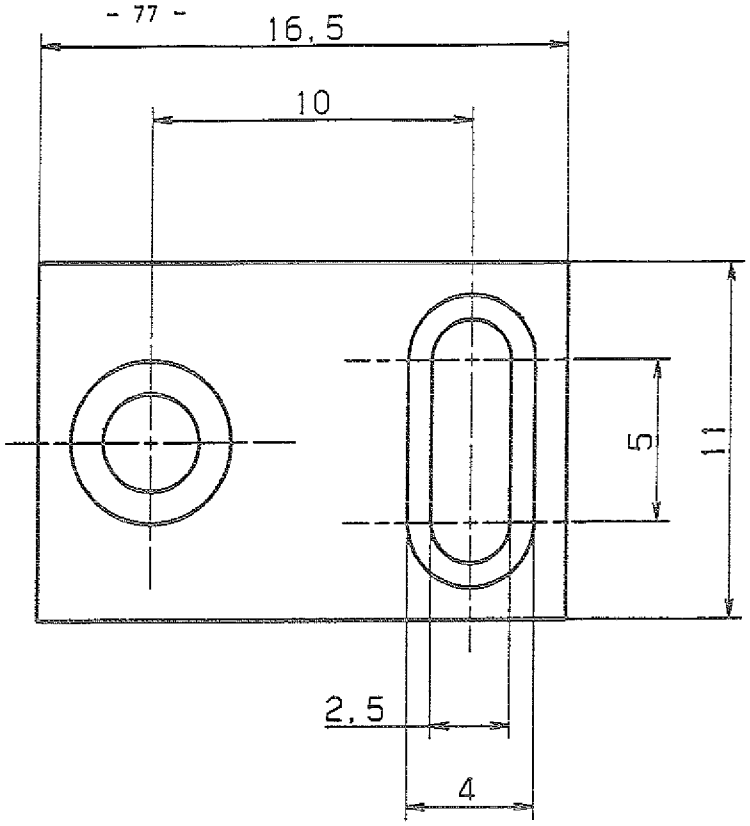
Angaben zur Oberflächenbeschaffenheit nach DIN-ISO 1302

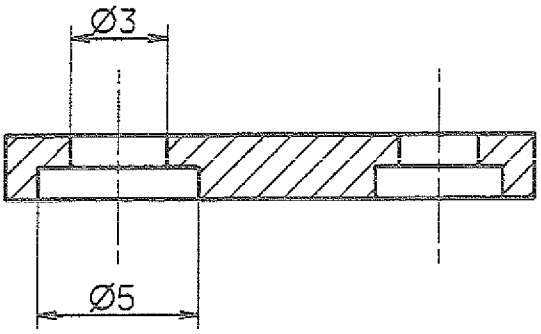
Toleranzen ISO 8015

Allgemeintoleranz ISO 2768-mH

Auftrags-Nr.:					Tag	Name	Werkstoff:	Maßstab:
				gez.:	30.09.91	B. Korkin	Benennung: Hebelarmebene	2:1
				geprüft:				
				Norm:				
				FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH KFA-ZAT/PB Fachgruppe Konstruktion			Zeichnungs-Nr.: SK-4977.01.6/4	Format: A4
				Diese Zeichnung wurde erstellt mit dem CAD-System CATIA			Ersatz für:	Pause-Nr.
Änder. Buchst.	kosmt x vor	Tag	Name	Mikrofilm-Nummer:			Ersetzt durch:	

Diese Pause unterliegt - nicht - dem Änderungsdiens

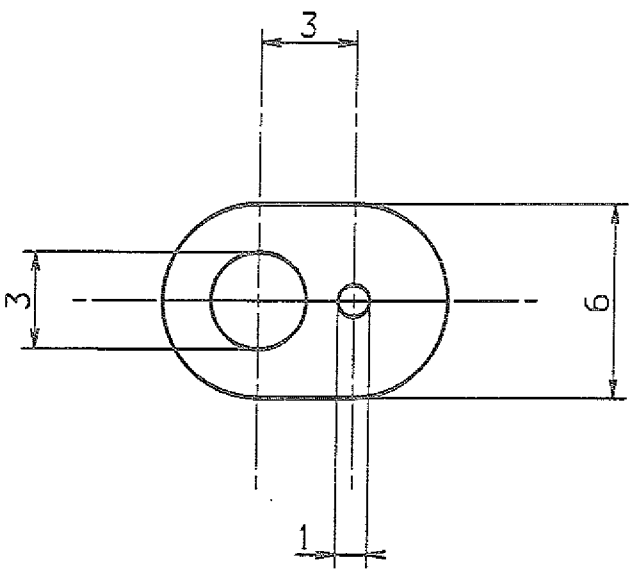




Allgemeintoleranz ISO 2768-mH | Werkstückkanten nach DIN 6784 | Angaben zur Oberflächenbeschaffenheit nach DIN-ISO 1302 | Tolerierung ISO 8015

Auftrags-Nr.:					Werkstoff: Macor	Maßstab: 5:1
				Tag	Name	Benennung: Hebelarmhalter
			gez.:	25.02.92	B. Korkin	
			geprüft:			
			Norm:		-	
			FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH KFA-ZAT/PB Fachgruppe Konstruktion			Zeichnungs-Nr.: SK-4977.03-10/4 — Format: A4
			Diese Zeichnung wurde erstellt mit dem CAD-System CATIA			Ersatz für: — Pause-Nr.
Änder. Buchst.	kennt x vor	Tag	Name	Mikrofilm-Nummer:		Ersetzt durch:

Diese Pause unterliegt - nicht - dem Änderungsdienst



t=2

Auftrags-Nr.:				Werkstoff: Macor		Maßstab:
				Benennung: Signalfaserhalter (2x)		5:1
	gez.:	Tag 25.02.92	Name B. Korkin			
	geprüft:					
	Norm:					
	FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH KFA-ZAT/PB Fachgruppe Konstruktion			Zeichnungs-Nr.: SK-4977.03-20/4		Format: A4
	Diese Zeichnung wurde erstellt mit dem CAD-System CATIA			Ersatz für:		Pause-Nr.
Änder. Buchst.	kommt x vor	Tag	Name	Mikrofilm-Nummer:	Ersetzt durch:	

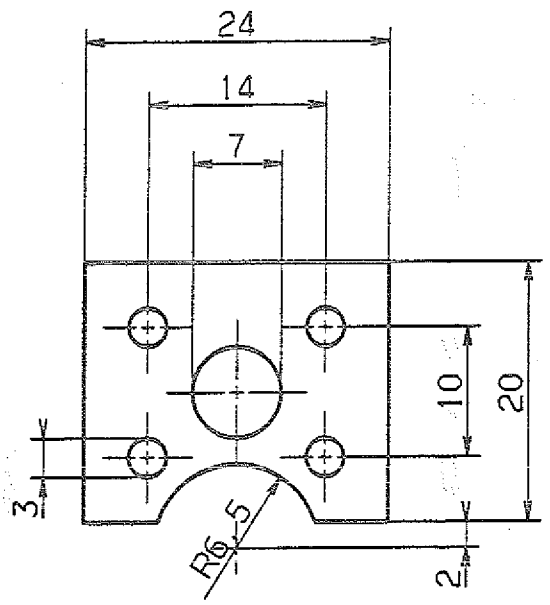
Verkatzkanten nach DIN 6784

Angaben zur Oberflächenbeschaffenheit nach DIN-ISO 1302

Tolerierung ISO 8015

Allgemeintoleranz ISO 2768-mH

Diese Pause unterliegt - nicht - dem Änderungsdienst

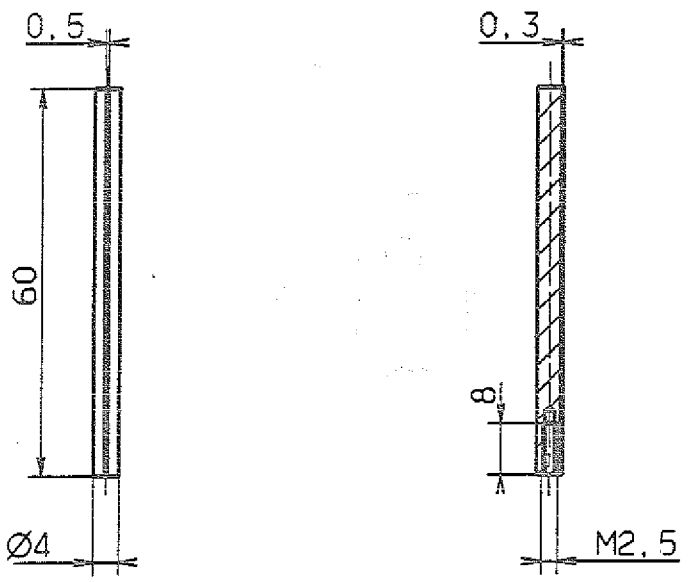


t= 0,5

Auftrags-Nr.:						Werkstoff: CuBe	Maßstab:
					Tag	Name	Benennung: Lagerhalter
				gez.:	25.02.92	B. Korkin	2:1
				geprüft:			
				Norm:			
				FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH KFA-ZAT/PB Fachgruppe Konstruktion			Zeichnungs-Nr.: SK-4977.03-13/4
							Format: A4
				Diese Zeichnung wurde erstellt mit dem CAD-System CATIA			Ersatz für:
Änder. Buchst.	kommt x vor	Tag	Name	Mikrofilm-Nummer:			Ersetzt durch:

Pause-Nr.

Diese Pause unterliegt - nicht - dem Änderungsdienst



Allgemeintoleranz ISO 2768-mH

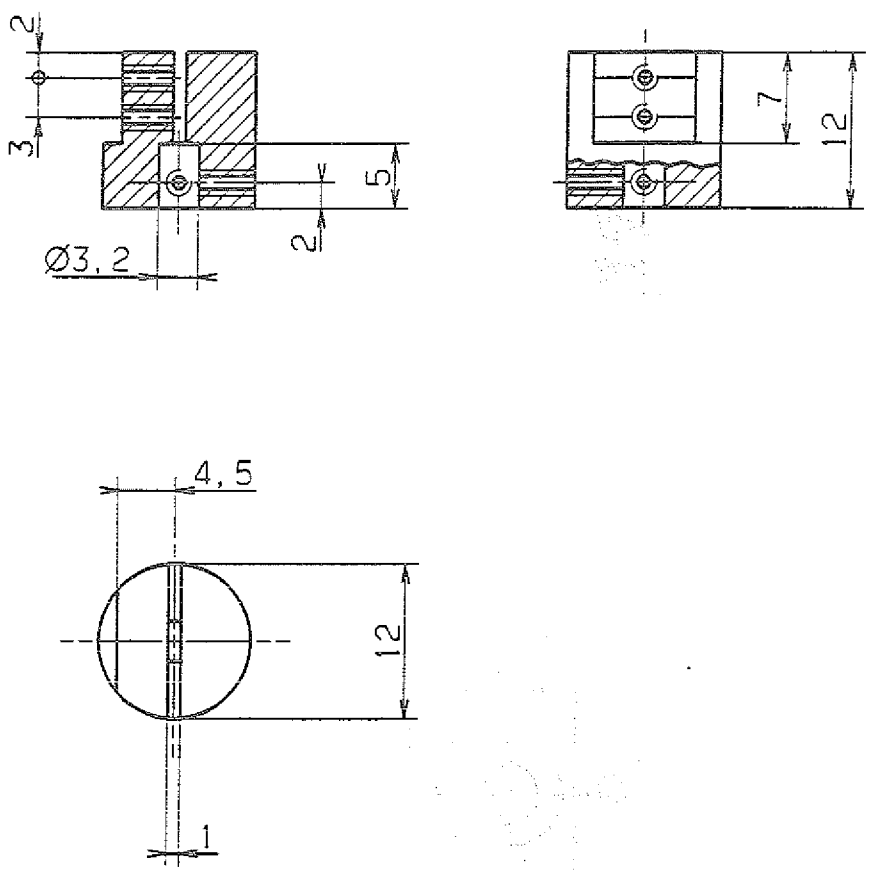
Werkstückkanten nach DIN 6784

Angaben auf Oberflächenbeschaffenheit nach DIN-ISO 1302

Tolerierung ISO 8015

Auftrags-Nr.:					Werkstoff: 1.3912	Maßstab: 1:1
				gez.: 05.03.92 B. Korkin	Benennung: Faserführung	
				geprüft:		
				Norm:		
				FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH KFA-ZAT/PB Fachgruppe Konstruktion	Zeichnungs-Nr.: SK-4977.03-01/4	Format: A4
				Diese Zeichnung wurde erstellt mit dem CAD-System CATIA	Ersatz für:	Pause-Nr.
Änder. Buchst.	Ersst. x vor	Tag	Name	Mikrofilm-Nummer:	Ersetzt durch:	

Diese Pause unterliegt - nicht - dem Änderungsdienst



alle Gewinde M2

Allgemeintoleranz ISO 2768-mH

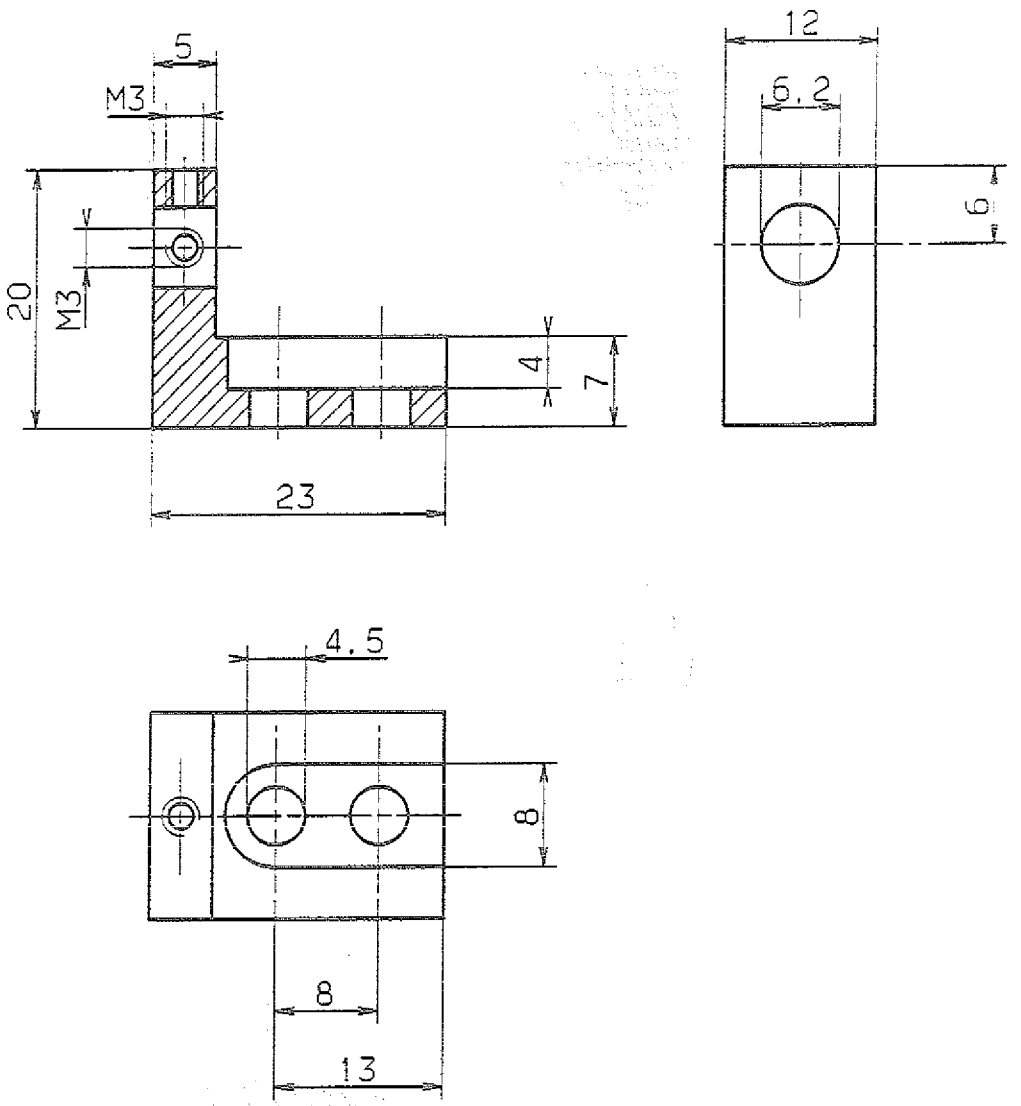
Werkstückkanten nach DIN 6784

Angaben zur Oberflächenbeschaffenheit nach DIN-ISO 1302

Tolerierung ISO 8015

Auftragsnr.:								Werkstoff:	Maßstab:
					Tag	Name		Benennung:	2:1
				gez.:	25.09.91	B. Korkin		Halterung Blattfeder	
				geprüft:					
				Norm:					
				FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH KFA-ZAT/PB Fachgruppe Konstruktion				Zeichnungs-Nr.: SK-4977.01.5/4	Format: A4
				Diese Zeichnung wurde erstellt mit dem CAD-System CATIA				Ersatz für:	Pause-Nr.
Änder. Buchst.	kommt x vor	Tag	Name	Mikrofilm-Nummer:				Ersetzt durch:	

Diese Pause unterliegt - nicht - dem Änderungsdienst

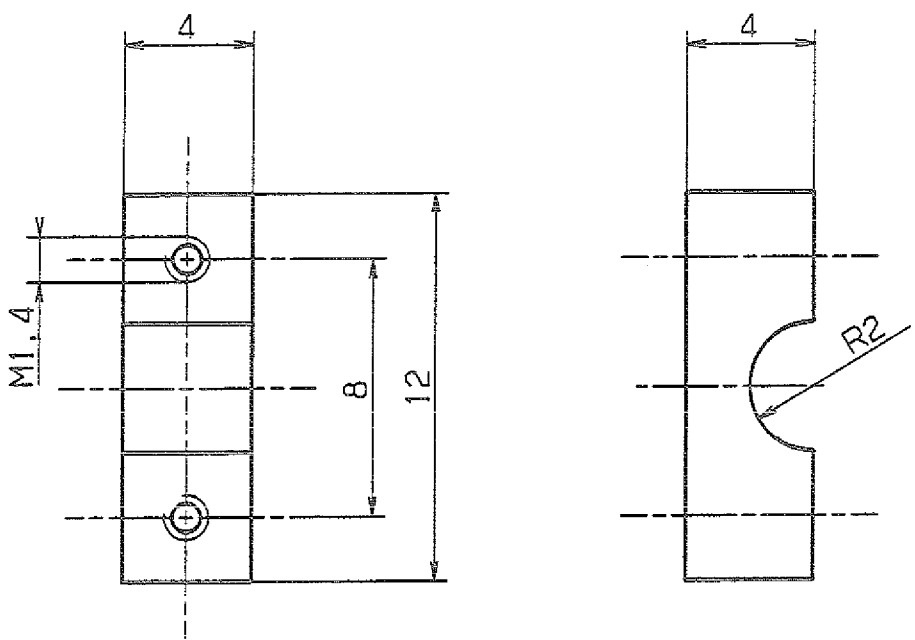


Auftrags-Nr.:					Werkstoff:	Maßstab:
				Tag	Name	Benennung:
			gez.:	29.08.91	B. Korkin	Halterung x-y
			geprüft:			2:1
			Norm:			
			FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH KFA-ZAT/PB Fachgruppe Konstruktion			Zeichnungs-Nr.: SK-4977.01.1/4 — Format: A4
			Diese Zeichnung wurde erstellt mit dem CAD-System CATIA			Ersatz für: — Pause-Nr.
Änder. Buchst.	kosst x vor	Tag	Name	Mikrofilm-Nummer:		Ersetzt durch:

Angaben zur Oberflächenbeschaffenheit nach DIN-ISO 1302

Toleranzen ISO 8015

Diese Pause unterliegt - nicht - dem Änderungsdienst

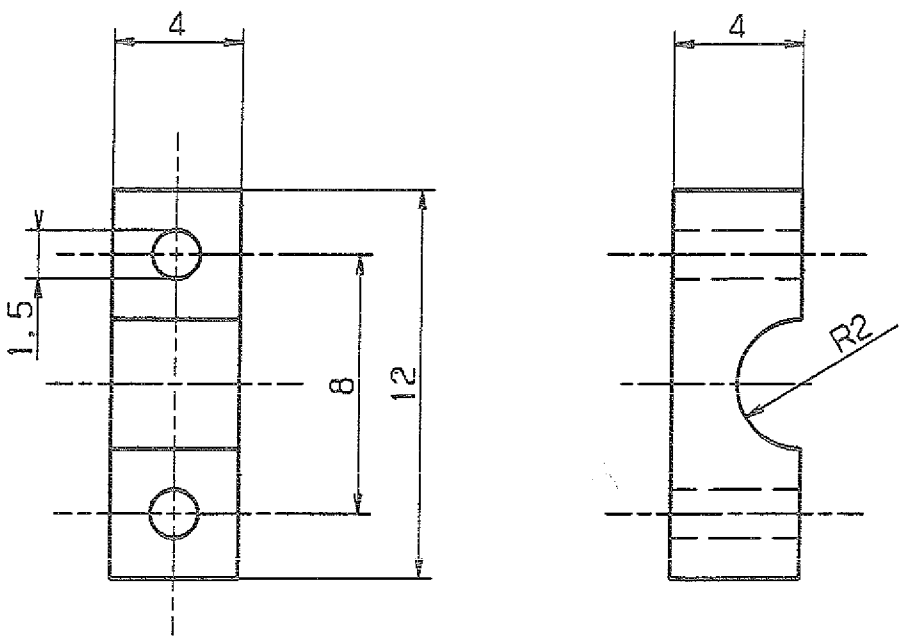


Allgemeintoleranz. ISO 2768-mK

Werkstückkanten nach DIN 6784
Angaben zur Oberflächenbeschaffenheit nach DIN-ISO 1302
Tolerierung ISO 8015

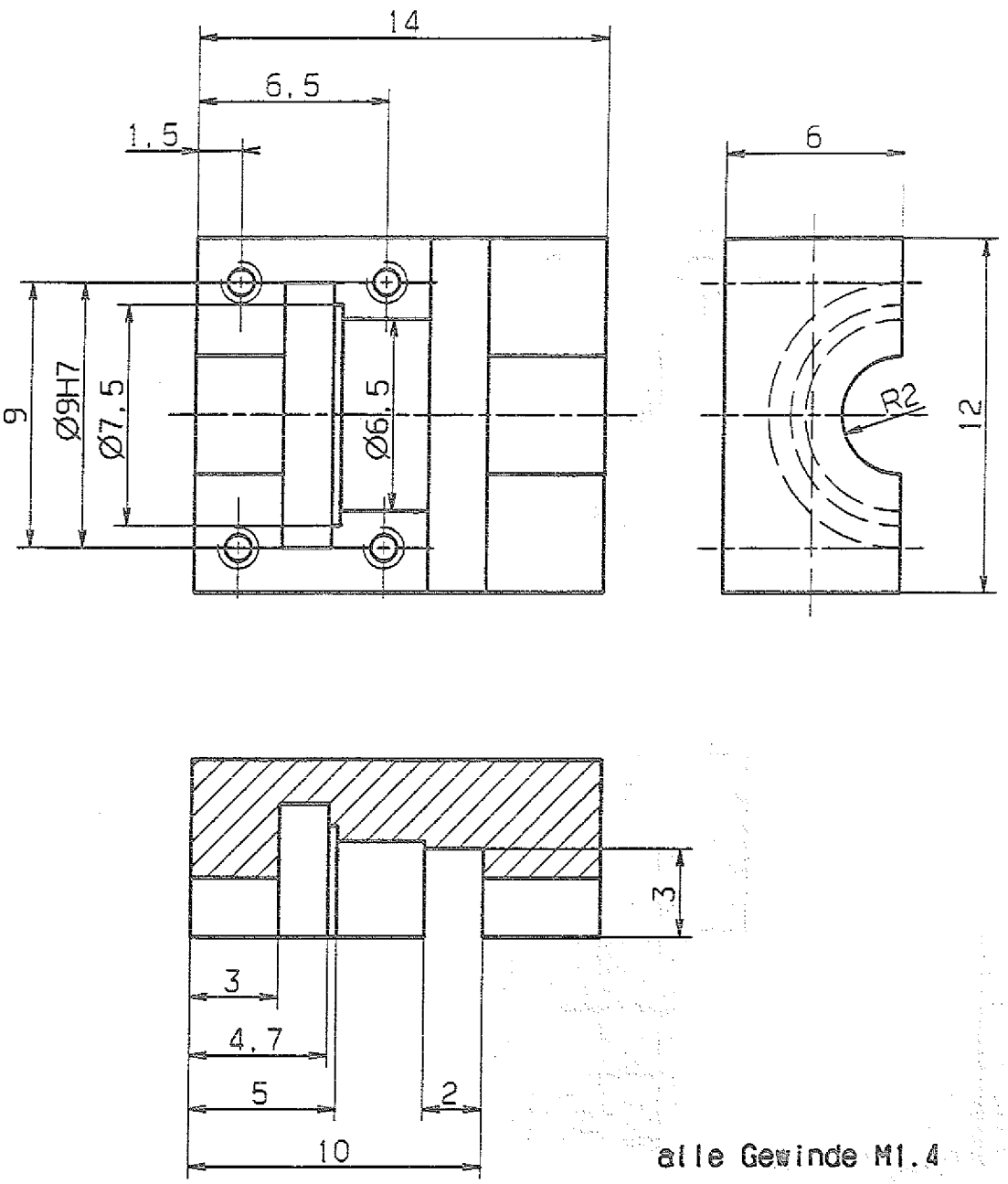
Auftrags-Nr.:					Werkstoff: Cu	Maßstab:
				gez.: 21.02.92 B. Korkin	Benennung: Klemmung 1, Diode	5:1
				geprüft:		
				Norm:		
				FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH KFA-ZAT/PB Fachgruppe Konstruktion	Zeichnungs-Nr.: SK-4977.03-11/4	Format: A4
				Diese Zeichnung wurde erstellt mit dem CAD-System CATIA	Ersatz für:	Pause-Nr.
Änder. Buchst.	kommt x vor	Tag	Name	Mikrofilm-Nummer:	Ersetzt durch:	

Diese Pause unterliegt - nicht - dem Änderungsdienst



Auftrags-Nr.:						Werkstoff: Cu	Maßstab:
				gez.:	Tag 20.02.92	Name B. Korkin	Benennung: Klemmung 2, Diode	5:1
				geprüft:			
				Norm:			
				FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH KFA-ZAT/PB Fachgruppe Konstruktion			Zeichnungs-Nr.: SK-4977.03-12/4	Format: A4
				Diese Zeichnung wurde erstellt mit dem CAD-System CATIA			Ersatz für:	Pause-Nr.
Änder. Buchst.	kommt x vor	Tag	Name	Mikrofilm-Nummer:			Ersetzt durch:	

Diese Pause unterliegt - nicht - dem Änderungsdienst



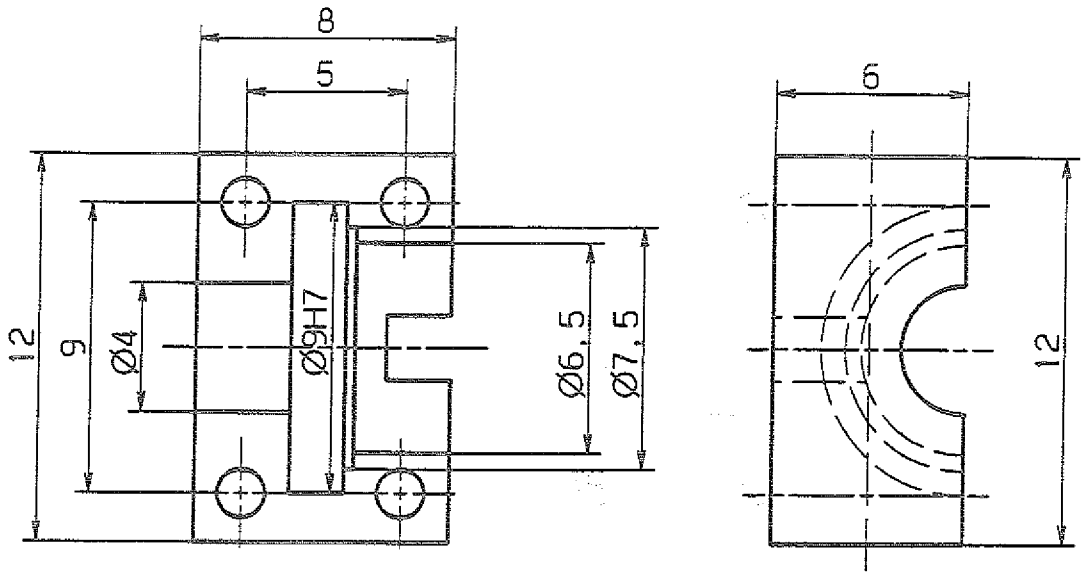
alle Gewinde M1.4

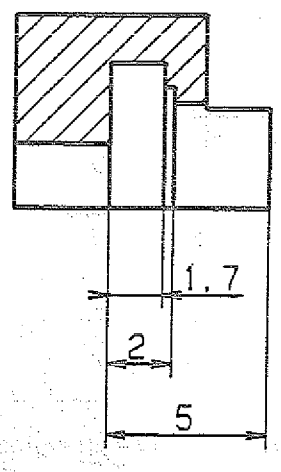
Angaben zur Oberflächenbeschaffenheit nach DIN-ISO 1302

Toleranzen EN 9015

Auftrags-Nr.:				Werkstoff: Cu	Maßstab:
	Tag	Name		Benennung:	
gez.:	21.02.92	B. Korkin		Laserdiodenhalter MD01	5:1
geprüft:					
Norm:					
FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH KFA-ZAT/PB Fachgruppe Konstruktion				Zeichnungs-Nr.: SK-4977.03-14/4	Format: A4
Diese Zeichnung wurde erstellt mit dem CAD-System CATIA				Ersatz für:	Pause-Nr.
Änder. Buchst.	kommt x vor	Tag	Name	Mikrofilm-Nummer:	Ersetzt durch:

Diese Pause unterliegt - nicht - dem Änderungsdienst



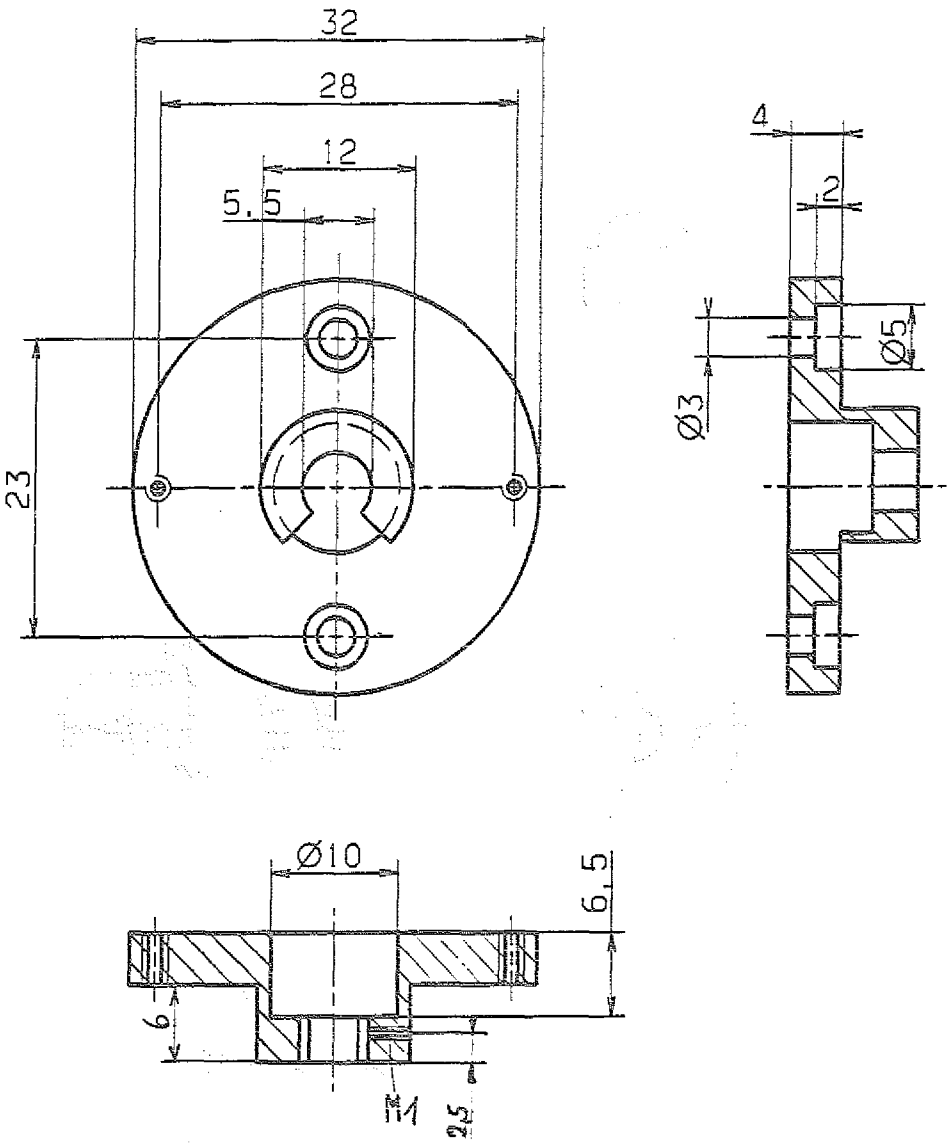


Angaben zur Oberflächenbeschaffenheit nach DIN-ISO 1302

Tolerierung ISO 8015

Auftrags-Nr.:					Werkstoff: Cu	Maßstab:
				gez.:	Tag 25.02.92	Name S. Korkin	Benennung: Laserdiodenhalter MD02	5:1
				geprüft:				
				Norm:				
				FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH KFA-ZAT/PB Fachgruppe Konstruktion			Zeichnungs-Nr.: SK-4977.03-15/4	Format: A4
				Diese Zeichnung wurde erstellt mit dem CAD-System CATIA			Ersatz für:	Pause-Nr.
Änder. Buchst.	Komat x vor	Tag	Name	Mikrofilm-Nummer:			Ersetzt durch:	

Diese Pause unterliegt - nicht - dem Änderungsdienst

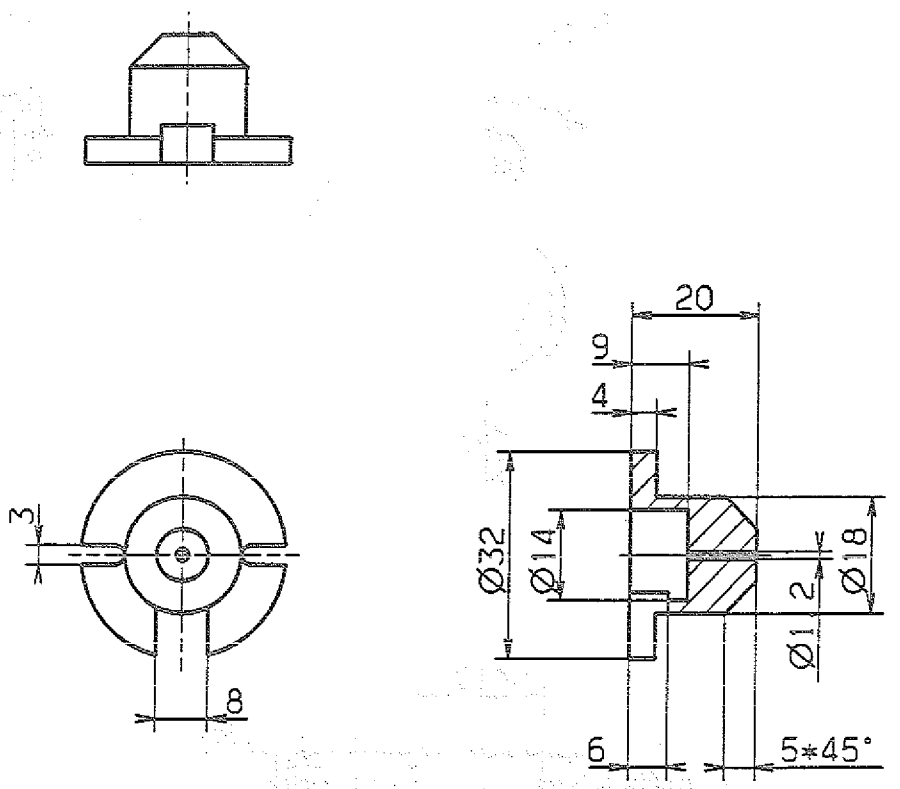


Werkstückkanten nach DIN 6784
Angaben zur Oberflächenbeschaffenheit nach DIN-ISO 1302
Tolerierung ISO 8015

Allgemeintoleranz ISO 2768-mH

Auftrags-Nr.:							Werkstoff: Aluminium	Maßstab:
				gez.:	Tag 06.03.92	Name B. Korkin	Benennung: Halterung Photodiode (4x)	2:1
				geprüft:				
				Norm:				
				FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH KFA-ZAT/PB Fachgruppe Konstruktion			Zeichnungs-Nr.: SK-4977.03-k	Format: A4
				Diese Zeichnung wurde erstellt mit dem CAD-System CATIA			Ersatz für:	Pause-Nr.
Änder. Buchst.	Konst x vor	Tag	Name	Mikrofilm-Nummer:			Ersetzt durch:	

Diese Pause unterliegt - nicht - dem Änderungsdienst



Allgemeintoleranz ISO 2768-mH

Nennmaßbereich in mm	von 0,5 bis 6	über 6 bis 30	über 30 bis 120	über 120 bis 400	über 400 bis 1000	über 1000 bis 2000	über 2000 bis 4000
Abw. f. Längenmaße in mm	±0.1	±0.2	±0.3	±0.5	±0.8	±1.2	±2
Nennmaßbereich in mm	bis 10	über 10 bis 30	über 30 bis 100	über 100 bis 300	über 300 bis 1000	über 1000 bis 3000	
Abw. f. Geradheit u. Ebenheit in mm	0.02	0.05	0.1	0.2	0.3	0.4	

Werkstückkanten nach DIN 6784

Angaben zur Oberflächenbeschaffenheit nach DIN-ISO 1302

Tolerierung ISO 8015

Auftrags-Nr.:

	Tag	Name
gez.:	05.03.92	B. Korkin
geprüft:		
Norm:		

Änder. Buchst. | komst x vor | Tag | Name

FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH
KFA-ZAT/PB
Fachgruppe Konstruktion

Diese Zeichnung wurde erstellt mit dem CAD-System CATIA

Mikrofilm-Nummer:

Werkstoff: **Aluminium**

Benennung:
Halterung, Faser
(4x)

Maßstab: 1:1

Zeichnungs-Nr.: SK-4977.03-08/4

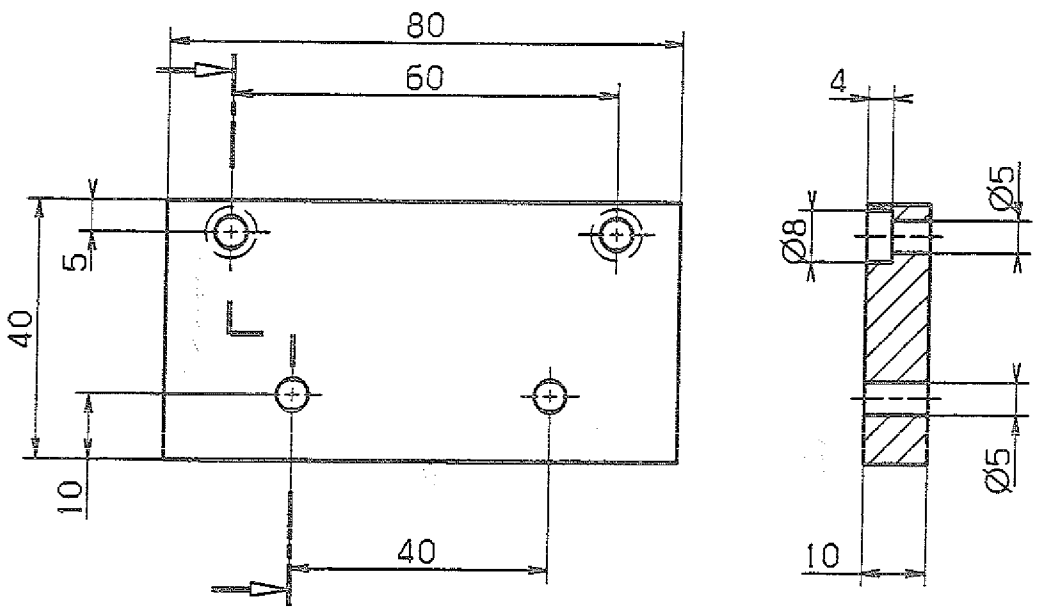
Format: A4

Ersatz für:

Pause-Nr.

Ersetzt durch:

Diese Pause unterliegt - nicht - dem Änderungsdienst



Auftrags-Nr.:

	Tag	Name
gez.:	26.02.92	B. Korkin
geprüft:		
Norm:		

FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH
KFA-ZAT/PB
Fachgruppe Konstruktion

Diese Zeichnung wurde erstellt mit dem CAD-System CATIA

Änder. Buchst.	kommt x vor	Tag	Name

Mikrofilm-Nummer:

Werkstoff: Aluminium

Benennung: PD-Befestigung (2x)

Zeichnungs-Nr.: SK-4977.03-17/4

Ersatz für:

Ersetzt durch:

Maßstab: 1:1

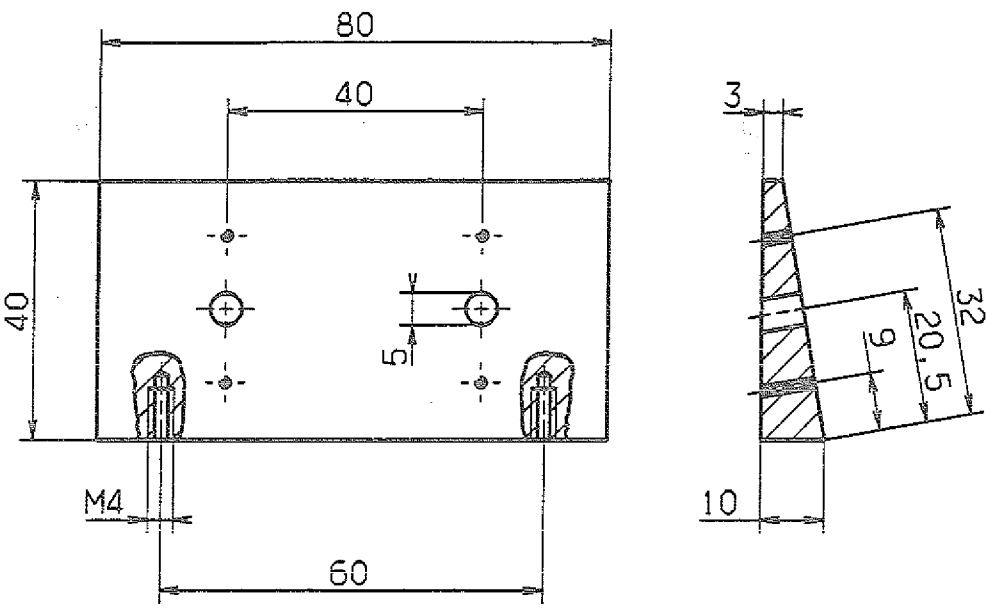
Format: A4

Pause-Nr.

Angaben zur Oberflächenbeschaffenheit nach DIN-ISO 1302

Tolerierung ISO 8015

Diese Pause unterliegt - nicht - dem Änderungsdienst



Alle nicht bemaßten Gewinde M2

Angaben zur Oberflächenbeschaffenheit nach DIN-ISO 1302

Toleranzen ISO 8015

Auftrags-Nr.:						Werkstoff: Aluminium	Maßstab:
				gez.:	Tag 26.02.92	Name B. Korkin	Benennung: PD-Befestigung 1 (2x)	1:1
				geprüft:			
				Norm:			
				FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH KFA-ZAT/PB Fachgruppe Konstruktion			Zeichnungs-Nr.: SK-4977.03-18/4	Format: A4
				Diese Zeichnung wurde erstellt mit dem CAD-System CATIA			Ersatz für:	Pause-Nr.
Änder. Buchst.	kennt x vor	Tag	Name	Mikrofilm-Nummer:			Ersetzt durch:	

Diese Pause unterliegt - nicht - dem Änderungsdienst

Danksagung

Diese Arbeit wurde im Forschungszentrum Jülich am Institut für Schicht- und Ionentechnik durchgeführt.

Herrn Prof. Dr. Ch. Heiden danke ich für die Arbeitsmöglichkeit im Institut für Schicht- und Ionentechnik und Herrn Prof. Dipl.-Phys. D. Starke für die Betreuung seitens der Fachhochschule.
Bedanken möchte ich mich auch bei den Mitarbeitern der mechanischen Fertigung und der Elektronikentwicklung des Instituts für Schicht- und Ionentechnik für die gute Zusammenarbeit.
Herrn Dr. F. Saurenbach (Institut für Festkörperforschung) und Frau Dr. N. Burnham danke ich für die großzügige Bereitstellung von Meßutensilien.
Vor allem aber möchte ich Herrn Dr. T. Göddenhenrich für die wertvollen praktischen Hilfen und fruchtbaren Diskussionen während der gesamten Dauer der Arbeit danken.

FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

KFA

Jül-2630
Mai 1992
ISSN 0366-0885