



KfK 3820
Oktober 1984

Aufbau eines Meßgerätes zur schnellen und genauen Bestimmung der Wellenlänge sichtbarer Laserstrahlung

A. Steiger
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 3820

Aufbau eines Meßgerätes
zur schnellen und genauen Bestimmung
der Wellenlänge
sichtbarer Laserstrahlung

A. Steiger

Von der Fakultät für Physik der
Universität Fridericiana zu Karlsruhe (TH)
genehmigte Diplomarbeit

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung:

Ein Meßgerät wurde aufgebaut, das die Wellenlänge eines eingekoppelten Laserstrahls im Bereich von 400 nm bis 700 nm bestimmt. Die Auflösung ist besser als 10^{-7} , d.h. kleiner als 50 MHz. Eine mittlere Laserleistung von ca. 1 mW über einem Strahldurchmesser von 0,5 mm ist ausreichend. Das Instrument besteht aus einer Kombination von drei ebenen Fabry-Perot Interferometern unterschiedlicher Dicken und einem kleinen Gitterspektographen. Zur Wellenlängenbestimmung werden die entstehenden Interferenzmuster von vier linearen Halbleiterbildsensoren laufend registriert und in einen kleinen Prozessrechner übertragen, der sie auswertet. Das Meßprogramm gibt etwa jede Sekunde ein neues Wellenlängenergebnis aus. Die Konstruktion und die Arbeitsweise des Instruments sowie das Kalibrierungsverfahren werden im Detail dargestellt.

Abstract:

An Instrument for Rapid and Precise Determination of Wavelengths for Visible Laser Light

A wavemeter was built up that allows one to determine the wavelength of an incoming laser beam, having a wavelength in the range of 400 nm to 700 nm. The resolution is better than 10^{-7} , or correspondingly less than 50 MHz. An average laser power of about 1 mW across a beam diameter of 0.5 mm is sufficient. The instrument consists of a combination of three plane parallel Fabry-Perot interferometers with graded thicknesses and a small grating spectrograph. For the measurement of the wavelength the interference patterns produced by these are continuously recorded by four linear photodiode arrays and fed into a small on-line computer which analyses them. The program provides a new wavelength output approximately every second. The construction and operation of the instrument as well as the calibration procedure are described in detail.

Inhaltsverzeichnis:

Zusammenfassung, Abstract

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung: Notwendigkeit eines Wellenlängenmeßgerätes für laserspektroskopische Untersuchungen	1
2. Prinzip der Wellenlängenbestimmung	3
3. Das ebene Fabry-Perot-Interferometer	5
4. Konstruktion und Funktion des Meßgerätes	11
4.1 Der optische Aufbau	11
4.1.1 Der Gitterspektrograph.	15
4.1.2 Die Fabry-Perot-Interferometer	18
4.2 Elektronische Bildaufnahme und Datenorganisation .	26
4.2.1 Der Halbleiterbildsensor und die dazugehörige Auslese-Elektronik	32
4.2.2 Die zentrale Steuerung	41
4.2.3 Die Übertragung der Sensordaten in den Prozeßrechner	48
4.3 Beschreibung des Meßprogrammms	57
4.3.1 Die Datenaufnahme unter Programmkontrolle . .	59
4.3.2 Die Struktur des gesamten Meßprogrammms . . .	64
4.3.3 Der Algorithmus zur Mustererkennung bei Fabry-Perot-Interferenzbildern	71
5. Das Kalibrierungsverfahren	77
Literaturverzeichnis	86
Anhang: Abdruck des Meßprogrammms	87

1. Einleitung

Notwendigkeit eines Wellenlängenmeßgerätes für laser- ----- spektroskopische Untersuchungen -----

Messungen der Isotopieverschiebung und Hyperfeinaufspaltungen optischer Übergänge in Atomen stellen ein wichtiges Hilfsmittel dar, systematische Strukturuntersuchungen an Grundzustandskernen durchzuführen. Bei der Methode der Resonanzfluoreszenzanzregung an kollimierten Atomstrahlen mittels durchstimmbarer Farbstoff-Laser muß die Änderung der Laserfrequenz von einer Resonanz zur anderen bestimmt werden (1). Bei den von der Karlsruher Gruppe verwendeten Verfahren wurde bisher diese Laserfrequenzänderung direkt bestimmt, d.h. unter Vermeidung der Bestimmung der Absolutfrequenz des benutzten atomaren Übergangs. So wird bei der "Heterodynmethode" (2) die Laserfrequenzänderung als Veränderung der Differenzfrequenz zweier Laser durch Mischung in einer schnellen Photodiode aufgenommen und in einem HF-Spektrumanalysator bestimmt, während bei der "Seitenbandmethode" die Abstandsänderung optischer Seitenbänder vom Laser-Träger identisch ist mit der Änderung einer vorgegebenen bekannten Hochfrequenz, die in einen elektrooptischen Modulator eingestrahlt wird.

Wenn jedoch die Differenzfrequenz einer direkten Messung unzugänglich ist, sei es bedingt durch die Größe der Aufspaltung bzw. Verschiebung oder durch die Notwendigkeit des Vergleichs zweier zeitlich und/oder räumlich getrennter Messungen ohne gemeinsamen absoluten Bezugspunkt ("Referenzisotop"), so ergibt sich die Notwendigkeit, die Frequenz des benutzten atomaren Übergangs direkt zu messen und die interessierenden Aufspaltungen durch nachträgliche Differenzbildungen zu bestimmen. Dazu muß die momentane Frequenz bzw. Wellenlänge eines Lasers mit hoher relativer Genauigkeit von typischerweise 10^{-6} bis 10^{-7} bestimmt werden. Sofern diese Frequenzbestimmungen hinreichend schnell aufeinanderfolgen, können sie auch benutzt werden, den Laser auf einen gewünschten Frequenzwert einzustellen. Ziel der vorliegenden Arbeit war es, ein solches Meßgerät aufzubauen, das im Bereich des sichtbaren Lichts

(400 - 700 nm) arbeitet. Jede der vielen verschiedenen Realisierungen solcher interferometrischer Wellenlängenmeßgeräte ("wavemeter") hat ihre typenspezifischen Vor- und Nachteile. Für die hier anfallenden Meßprobleme eignet sich besonders der Typ mit einer Reihe ebener Fabry-Perot-Interferometer mit abgestuften Dicken in Kombination mit einem kleinen Gitterspektrographen. Die besonderen Vorteile der nach diesem Prinzip arbeitenden Wellenlängenmeßgeräte sind, daß in ihnen keine mechanisch bewegten Teile vorkommen, sondern die Messung auf der Auswertung feststehender Interferenzmuster beruht.

Im folgenden wird zunächst das Prinzip der Frequenz-/Wellenlängenbestimmung dargestellt. Daran schließt sich eine kurze Zusammenstellung der für das Verständnis der Funktionsweise des Wellenlängenmessers wichtigen Parameter und Bestimmungsgleichungen eines Fabry-Perot-Interferometers an, bevor der Aufbau und die Funktion des Meßgerätes im Detail beschrieben wird:

1. die optische Konstruktion,
2. die elektronische Bildaufnahme und der Datentransport (Eigenbau-Interface) und
3. die on-line-Auswertung der Bildmuster mit Hilfe eines Prozeßrechners (Struktur des Meßprogramms).

Im Kapitel Kalibrierung wird das Vorgehen bei der Eichung des Wellenlängenmessers, d.h. die experimentelle Bestimmung der das System charakterisierenden Parameter dargestellt. Die bisherigen Erfahrungen über den Betrieb des Meßgerätes sind bei den Detailbeschreibungen jeweils mit angegeben.

2. Prinzip der Wellenlängenbestimmung

Das in dieser Arbeit beschriebene Wellenlängenmeßgerät ist eine modifizierte Version des "Fabry-Perot-Wavemeters" von Fischer et al. (4). Das Prinzip, das von Byer et al. (5) beschrieben und verwirklicht wurde, beruht auf einer Kombination von mehreren (hier: drei) geeignet abgestuften, feststehenden, ebenen Fabry-Perot-Interferometern ("FPI") mit einem Gitterspektrographen (im folgenden auch Monochromator genannt). Der Aufbau ist in Abb. (1) schematisch dargestellt. Zur Messung der Wellenlänge zweigt man vom Laserlicht einen Strahl von etwa 1 mW Leistung ab und führt ihn dem Meßgerät zu, wo er durch Strahlteiler in verschiedene Teilstrahlen aufgespalten wird. Die Beleuchtungsoptik vor den Interferometern dient der Anpassung des Strahlprofils an die Anforderungen der einzelnen Komponenten, d.h. sie gewährleistet die korrekte (gleichmäßige) Ausleuchtung der Bereiche der Interferenzmuster, die zur Bildauswertung herangezogen werden. Beim Gitterspektrographen liefert die Position des Bildes des Eintrittsspaltens in der Fokalebene einen ersten groben Wert für die Wellenlänge.

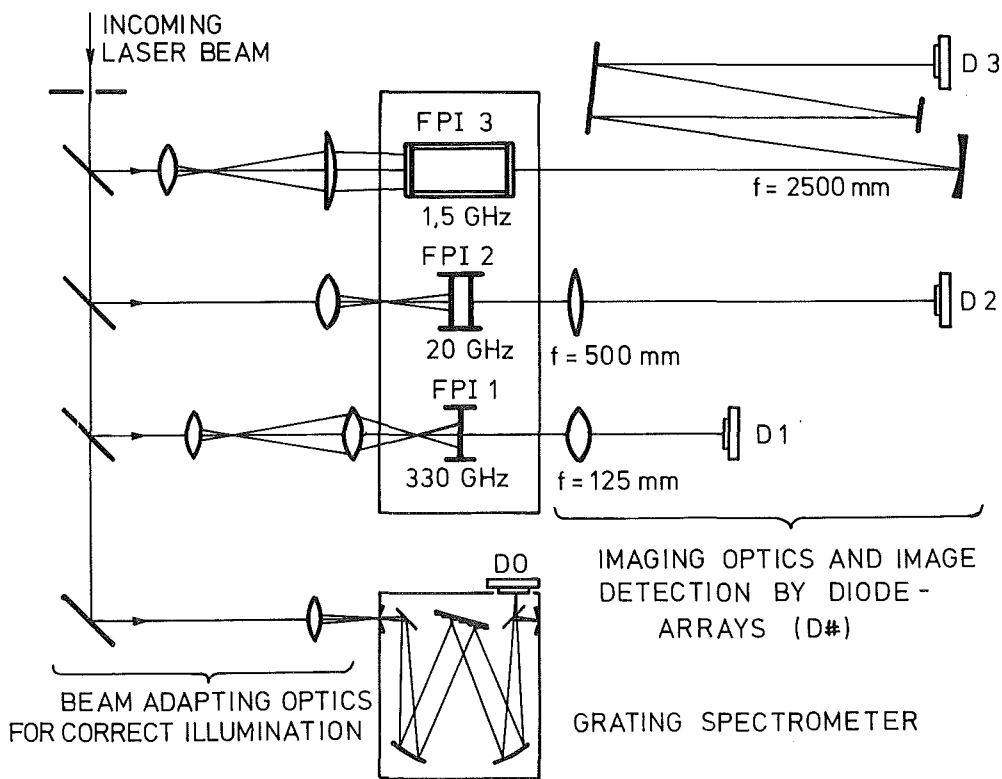


Abb. 1: Prinzipieller Aufbau des Wellenlängenmeßgerätes

Die Fabry-Perot-Interferometer erzeugen alle ein periodisches Interferenzmuster, das in Transmission aus konzentrischen hellen Ringen besteht. Die Auswertung eines solchen Interferogramms erlaubt eine Festlegung der Wellenlänge des eingestrahlten Lichts nur innerhalb einer Periode des FPI, dem Dispersionsgebiet, das auch freier Spektralbereich ("free spectral range" - FSR) genannt wird. Dazu kommt beim ersten FPI mit dem größten Dispersionsgebiet das Ergebnis des Gitterspektrographen, der die richtige Auswahl des Dispersionsgebietes ermöglicht. Somit kann dem aufgenommenen Interferogramm eindeutig ein Wellenlängenwert zugeordnet werden, dessen Genauigkeit nur durch Etalonparameter (endliches spektrales Auflösungsvermögen innerhalb des Dispersionsgebietes und begrenzte Genauigkeit in der Kenntnis der Größe des FSR) gegeben ist. In der gleichen Weise wie das Monochromatorergebnis die Mehrdeutigkeit des ersten FPI-Ergebnisses aufhebt, erlaubt nun dessen Wellenlängenwert seinerseits die eindeutige Auswertung des Interferenzmusters des nachfolgenden zweiten Fabry-Perot-Interferometers usw. Dieses Verfahren zur Bestimmung eines Wellenlängenwertes - man kann es durch den Begriff der sukzessiven Approximation charakterisieren - ist notwendig, weil das spektrale Auflösungsvermögen eines Fabry-Perot-Interferometers immer nur ein fester Bruchteil (gegeben durch die Gesamtfinesse) des Dispersionsgebietes ist und ein einzelnes Fabry-Perot-Interferometer keine eindeutige Wahl der Ordnung des Dispersionsgebietes ermöglicht.

Als wichtiges Ergebnis dieser Überlegungen bleibt festzuhalten: In die Genauigkeit des Endergebnisses gehen nur die Fehler des dritten Fabry-Perot-Interferometers ein, solange die vorausgegangenen Verfahrensschritte eine eindeutige Ordnung bei diesem letzten Etalon ergeben, d.h. die Periode eindeutig bestimmen.

3. Das ebene Fabry-Perot-Interferometer

Das ebene Fabry-Perot-Interferometer (FPI) ist das wichtigste frequenzbestimmende Element des Wellenlängenmeßgerätes. In diesem Abschnitt wird zur Klärung der verwendeten Begriffe und der Notation eine kurze Zusammenstellung zur Theorie des ebenen Fabry-Perot-Interferometers angegeben. Details sind in Standard-Optiklehrbüchern (z.B. Ref. 6) zu finden (der physikalische Gehalt der folgenden Ausführungen ist schon seit Beginn dieses Jahrhunderts (7) bekannt).

Ein ebenes Fabry-Perot-Interferometer nutzt die Vielfachreflexion an zwei parallelen Ebenen (E_1 und E_2 in Abb. 2) aus, die zum Beispiel durch die beiden Grenzflächen einer planparallelen Platte oder durch die parallel ausgerichteten, verspiegelten Oberflächen zweier ebener Glas- oder Quarzplatten realisiert sind. In Abb. 2 ist der Sachverhalt im Schnitt dargestellt. Dabei ist d der Abstand

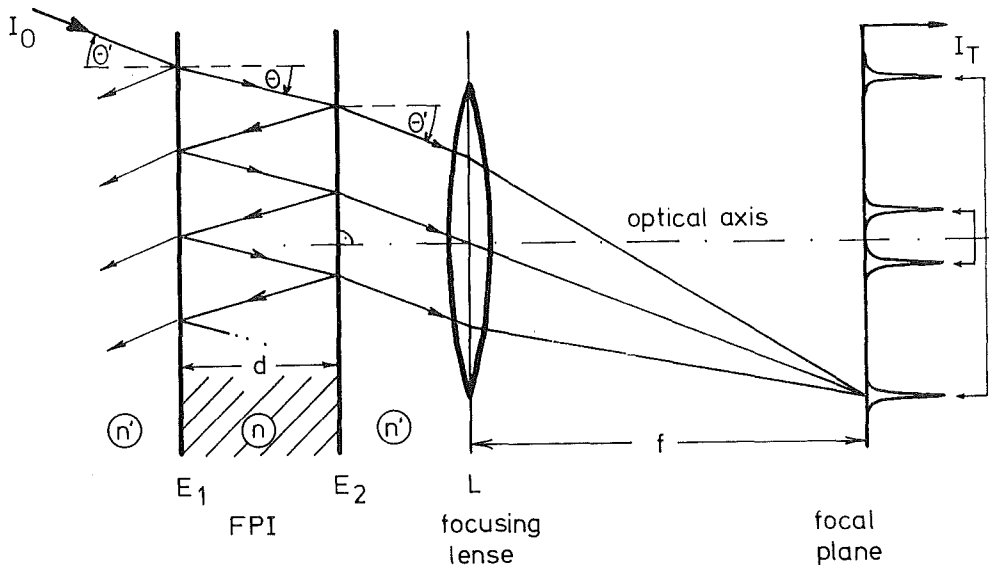


Abb. 2: Schema zur Verdeutlichung der Vielstrahlinterferenz eines FPI bei Bestrahlung mit einer ebenen Welle mit Einfallswinkel θ' . Von jeder der interferierenden ebenen Teilwellen ist jeweils nur ein Strahl gezeichnet.

der beiden Ebenen E_1 und E_2 , n der Brechungsindex des dazwischen liegenden Materials und n' der Brechungsindex des umgebenden Mediums. Ist der Abstand d eine feste, d. h. nicht veränderbare Größe, so nennt man ein FPI auch Fabry-Perot-Etalon.

Fällt nun eine ebene Welle der Intensität I_0 unter einem Winkel θ' auf eine Grenzschicht E_1 , so wird entsprechend der Verspiegelung ein Teil reflektiert und ein Teil durchgelassen. Der durchgelassene Anteil trifft auf die zweite Grenzschicht und wird erneut aufgespalten, d.h. er tritt zum Teil nach außen aus, teilweise wird er wieder in das Innere zurückreflektiert. Dieser Vorgang wiederholt sich mit dem reflektierten Anteil im Innern immer wieder. Die nach außen austretenden parallelen ebenen Teilwellen überlagern sich zur resultierenden durchgelassenen bzw. reflektierten Welle. Die auf diese Weise in Transmission entstehende Interferenz wird in der Brennebene der abbildenden Linse (Brennweite: f) beobachtet. Dort tragen zur Intensität in einem Punkt nur diejenigen ebenen Teilwellen bei, die das Etalon unter demselben Winkel θ' verlassen haben. Diese Aussage stimmt auch dann noch, wenn die Querausdehnung der einzelnen Teilwellen kleiner ist als ihr seitlicher Versatz beim Austritt aus dem Etalon, so daß sich diese Wellen zunächst gar nicht überlagern. Das in der Brennebene entstehende Interferenzmuster entspricht im Fall ohne Linse L einer Beobachtung in einer " ∞ " - weit entfernten Bildebene, wo bekanntlich eine einfachere Beschreibung der Intensitätsverhältnisse möglich ist (Fraunhofersche Betrachtungsweise).

Eine quantitative Aussage über die Intensitätsverhältnisse in der Brennebene der Linse bekommt man in dieser Modellvorstellung auf einfache Art nach Einführung komplexer Amplituden für die einzelnen Teilstrahlen. Dabei tritt in der entscheidenden Phase δ der optische Gangunterschied Δ zweier benachbarter Teilstrahlen auf. Aus einfachen geometrischen Überlegungen und dem Brechungsgesetz folgt:

$$\Delta = 2 \cdot n \cdot d \cdot \cos\theta \quad , \quad (3.1)$$

und für die Phase δ :

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta = 2\pi \cdot \frac{2nd}{\lambda} \cdot \cos\theta \quad . \quad (3.2)$$

Nach Summation der einzelnen interferierenden Amplituden (geometrische Reihe) und Übergang zu Intensitäten erhält man die durchgelassene Intensität I_T :

$$I_T = I_O \cdot \frac{T^2}{1+R^2-2R \cdot \cos\delta} = I_O \cdot \left(\frac{T}{1-R}\right)^2 \cdot \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \cdot \sin^2 \frac{\delta}{2}} \quad (3.3)$$

wobei T die Transmission und R der Reflexionskoeffizient der Grenzfläche E_1 bzw. E_2 ist. Der Zusammenhang $I_T(\delta)$ ist als "Airy-Funktion" bekannt. Sie stellt die Apparatefunktion eines idealen FPI dar, und ihr Kurvenverlauf ist in Abb. 3 darstellt. Sie ist 2π -periodisch in der Phase δ , Maxima treten auf für

$$\delta = 2 \cdot m \cdot \pi \quad (\text{Ordnungszahl: } m \in \mathbb{N}) \quad (3.4)$$

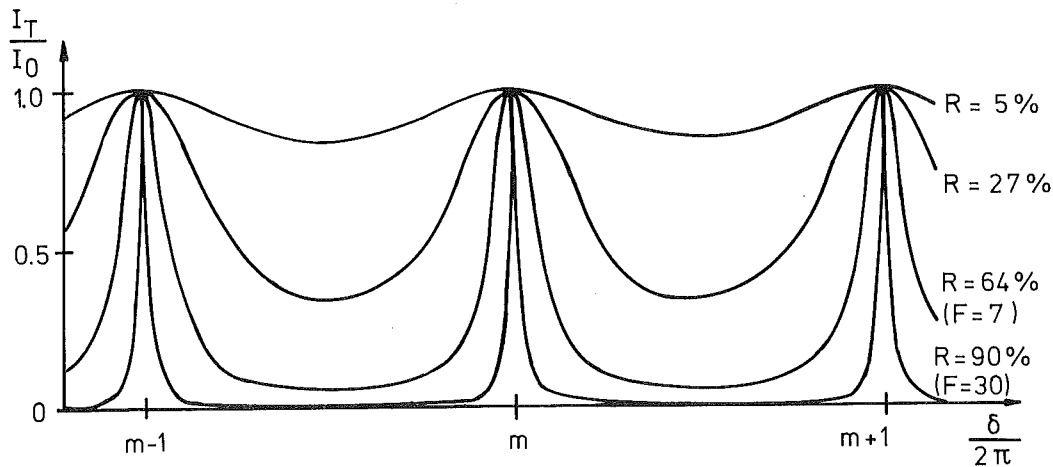


Abb. 3 Graphische Darstellung der Intensitätsverteilung hinter einem FPI als Funktion des Phasenunterschiedes δ zwischen zwei benachbarten Teilwellen. Eingetragen ist der Kurvenverlauf für vier verschiedene Reflexionskoeffizienten R.

Bei vernachlässigbarer Absorption ($R+T=1$) und Einführung der Finesse F_R :

$$F_R = \frac{\pi \cdot \sqrt{R}}{1-R} \quad (3.5)$$

hat Gleichung (3.3) das folgende Aussehen:

$$\frac{I_T}{I_0} = \frac{1}{1 + \left(\frac{2 \cdot F_R}{\pi} \cdot \sin \frac{\delta}{2}\right)^2} \quad (3.6)$$

Für hohe Finesse ($F_R \gg 1$), den hier interessierenden Fall eines Reflexionskoeffizienten R nahe bei 1, ist die Finesse ein geeignetes Maß für die relative Schärfe der Maxima: Sie gibt das Verhältnis von Abstand der Maxima (d.h. Periode der Airy-Funktion) zu deren Halbwertsbreite (FWHM) an. Damit ist sie ein direktes Maß für die relative Auflösung eines FPI.

Wenn das Fabry-Perot-Interferometer homogen mit divergentem monochromatischem Licht bestrahlt wird, was man sich als Überlagerung vieler ebener Wellen gleicher Intensität mit über den interessierenden Winkelbereich verteilten Einfallswinkeln vorstellen kann, so werden die Intensitätsverhältnisse in der Brennweite der abbildenden Linse durch die obige Gleichung beschrieben. Orte gleicher Intensität liegen dann auf konzentrischen Kreisen um die optische Achse der abbildenden Linse L , wenn diese senkrecht auf den Ebenen des FPI steht. Sie können nämlich alle durch denselben Einfallswinkel θ' beschrieben werden, was gemäß Brechungsgesetz und Gleichung (3.2) gleiche Phase δ und damit gleiche Werte für die Airy-Funktion bedeutet. Maxima treten nach Gleichung (3.4) dort auf, wo für die Ordnung m gilt:

$$m = \frac{\delta}{2\pi} = \frac{2nd \cdot \cos\theta}{\lambda} \in \mathbb{N} \quad (3.7)$$

Die Periodizität von Gleichung (3.3) bzw. (3.6) in der Phase δ äußert sich im Interferenzmuster in zweifacher Hinsicht:

1. Eine monoton stetige Änderung der Wellenlänge λ des einfallenden monochromatischen Lichts erzeugt periodisch wiederkehrend immer wieder das gleiche Interferenzmuster.
2. Das bei einer feststehenden Wellenlänge λ entstehende Interferenzringmuster ist selbst periodisch, und zwar im Winkel θ , d.h. in radialer Richtung treten die Intensitätsmaxima immer wieder auf.

Die einzelnen Ringe eines solchen Interferenzmusters werden gemäß Gleichung (3.7) durch Angabe der Ordnung m für jedes Intensitätsmaximum beschrieben. Dabei nimmt die Ordnung m mit jedem nächstgrößeren Ringdurchmesser um eins ab - $\cos \theta$ in (3.7) ist für $0 \leq \theta < \pi$ eine monoton fallende Funktion. In den praktisch vorkommenden Fällen ($\theta \ll 1$) ist m jedoch immer eine sehr große ganze Zahl, weil die Dicke d für alle Etalons viel größer als die Wellenlänge λ ist (hier $m \approx 10^3 - 10^6$). Deshalb ist es günstiger, anstelle der fallenden $m \gg 1$ - Werte die Interferenzringe vom Ringzentrum aus beginnend mit den Kennzahlen $p = 0, 1, 2, \dots \ll m$ abuzählen. Für die innersten Ringe gilt $\theta \ll 1$ ($p \ll m \approx 2nd/\lambda$), so daß sich Gleichung (3.7) durch Einsetzen der Taylorentwicklung für $\cos \theta \approx 1 - \frac{1}{2} \cdot \theta^2$ vereinfachen läßt. Damit erhält man für den Winkel θ_p des p -ten Interferenzringes mit der Ordnung m_p :

$$\theta_p^2 = 2 - m_p \cdot \frac{\lambda}{nd} = \frac{\lambda}{nd} \cdot \left(\frac{2nd}{\lambda} - m_p \right) \quad (3.8)$$

Nach Einführung der ganzzahligen Ordnung m_{FPI} und des Exzesses ϵ_{FPI} für ein Etalon bei der Wellenlänge durch

$$\frac{2nd}{\lambda} = m_{\text{FPI}} + \epsilon_{\text{FPI}} \quad \text{mit} \quad \underline{m_{\text{FPI}} \in \mathbb{N}}, \quad \underline{0 \leq \epsilon_{\text{FPI}} < 1} \quad (3.9)$$

ergibt sich für die Durchmesser der Ringe ($D_p = 2 \cdot f \cdot \theta'_p$, wobei f die Brennweite der Linse ist)

$$D_p^2 = \frac{4n \cdot \lambda \cdot f^2}{n'^2 \cdot d} \cdot (p + \epsilon_{\text{FPI}}) ; \quad p = 0, 1, 2, \dots \ll m_{\text{FPI}}' \quad (3.10)$$

wobei $p = m_{\text{FPI}} - m_p$ und das Brechungsgesetz in der Kleinwinkel-Näherung: $n \cdot \theta = n' \cdot \theta'$ benutzt wurde. Aus Gleichung (3.10) kann der Etalonexzess ϵ_{FPI} ("fractional fringe order") durch einen einfachen "least-squares-fit" an die gemessenen Ringdurchmesser D_p berechnet werden ($D_p \propto \sqrt{p + \epsilon_{\text{FPI}}}$). Der Exzess ϵ_{FPI} legt die Wellenlänge/Frequenz innerhalb eines Dispersionsgebietes fest, denn es gilt nach der Gleichung (3.9):

$$\sigma = \frac{1}{2nd} \cdot (m_{\text{FPI}} + \epsilon_{\text{FPI}}) \quad \text{für die Wellenzahl, bzw.} \quad (3.11a)$$

$$\nu = \frac{c}{2nd} + (m_{\text{FPI}} + \epsilon_{\text{FPI}}) \text{ für die Frequenz.} \quad (3.11b)$$

Die Proportionalitätskonstanten (auch freier Spektralbereich (FSR) genannt):

$$\delta\sigma = \frac{1}{2nd} \quad \text{bzw.} \quad (3.12a)$$

$$\delta\nu = \frac{c}{2nd} \quad (3.12b)$$

sind die Darstellungen des Dispersionsgebietes in Wellenzahlen bzw. Frequenzeinheiten; denn offensichtlich ergibt eine Änderung der Frequenz (Wellenzahl und entsprechendes gilt natürlich für die Wellenlänge) um ein Vielfaches des FSR zwar eine andere Ordnung m_{FPI} , aber den gleichen Exzess ϵ_{FPI} und damit gemäß (3.10) das gleiche Interferenzmuster. Dies spiegelt die allgemeine Eigenschaft aller interferometrischen Spektrometer wider, daß das Dispersionsgebiet $\delta\sigma$ " die Länge einer Ordnung" gemessen in Wellenzahlen ist. Dies läßt sich aus dem Gangunterschied zweier benachbarter Teilstrahlen (Gleichung 3.1) berechnen:

$$\delta\sigma = \frac{1}{\Delta} \quad \left(= \frac{1}{m_{\text{FPI}} \cdot \lambda} \right) \quad (3.13)$$

Die tatsächliche Breite der Apparatefunktion und damit die Auflösung eines FPI wird nicht nur durch die in (3.5) angegebene Reflexionsfinesse F_R bestimmt, sondern auch durch andere Einflüsse wie z.B. Oberflächenunebenheiten, deren Größe in Vielfachen der Wellenlänge (λ/n) angegeben wird. Damit läßt sich eine (Form-)Finesse $F = n/2$ definieren. Entscheidend für die Auflösung ist die effektive Finesse F_{eff} ($\frac{1}{F_{\text{eff}}} = \sum_i \frac{1}{F_i}$), die stets kleiner als jeder Einzelbeitrag ist.

Für das spektrale Auflösungsvermögen erhält man damit:

$$\left| \frac{\lambda}{d\lambda} \right| = \left| \frac{\sigma}{d\sigma} \right| = \left| \frac{\nu}{d\nu} \right| = m_{\text{FPI}} \cdot F_{\text{eff}} \quad (3.14)$$

wenn man zwei Linien als aufgelöst ansieht, wenn ihr Frequenzunterschied $d\nu$ mindestens eine volle Halbwertsbreite beträgt.

4. Konstruktion und Funktion des Meßgerätes

4.1 Der optische Aufbau

Sämtliche optischen Komponenten, die zum Wellenlängenmeßgerät gehören, sind auf dem Lasertisch im Laser-Labor aufgebaut. Dieser Tisch besteht aus einer massiven Granitplatte mit einer 3,8m x 1,25 m großen Arbeitsfläche. Um die mechanischen Eigenschwingungen der Platte zu dämpfen, liegt diese in einer mit Sand gefüllten Wanne, die ihrerseits auf pneumatischen Schwingungsdämpfern ruht. Durch diesen Aufbau wird weitgehend verhindert, daß die Gebäudebewegungen auf den optischen Aufbau übertragen werden. Außerdem bewirken die pneumatischen Schwingungsdämpfer auch bei wechselnder Belastung des Tisches automatisch eine Nivellierung der Arbeitsfläche. Um auch eine Entkoppelung von den Schwingungen der anderen Aufbauten auf dem Lasertisch, wie zum Beispiel der wassergekühlte Kopf des Ionen-Lasers, zu erhalten, sind die einzelnen optischen Komponenten des Meßinstrumentes nicht direkt auf dem Granitstein befestigt, sondern auf plangeschliffenen Platten aus magnetischem Edelstahl, und diese sind mit dem Granit durch eine dämpfend wirkende, einige Millimeter dicke Silikongummischicht verbunden. Damit nicht Schallwellen durch die Luft direkt auf die einzelnen Aufbauten treffen können, ist das gesamte optische System des Meßinstrumentes mit Ausnahme des Gitterspektrographen, der eine eigene Abdeckung hat, durch ein Aluminiumgehäuse abgedeckt, das gleichzeitig als Staubschutz für die empfindlichen Oberflächen der optischen Komponenten dient.

Die einzelnen optischen Komponenten des Meßgerätes sind auf Magnetsockeln montiert, die einerseits eine einfache Justierung des Aufstellungsortes erlauben, andererseits nach dem "Einschalten" des Permanentmagneten eine Haltekraft von ca. 750 N aufbringen und somit eine stabile Verbindung zur magnetischen Edelstahlplatte herstellen. Für die Halterungen der einzelnen optischen Komponenten wurde auf ein modular aufgebautes optisches "Baukasten" - System zurückgegriffen (8). Die Grundkonstruktion einer solchen Halterung ist in Abb. 4 in der Seitenansicht dargestellt. Der Übergang vom Magnetsockel auf die Normmaße der Systemkomponenten geschieht

mit dem Befestigungsring (Ziff. 5 in Abb. 4). Für dessen Befestigung auf den Magnetsockeln wurden diese nachträglich mit den entsprechenden Sackgewindelöchern versehen. Eine individuelle Höhenverstellmöglichkeit ergibt sich durch die Kombination von Säule und Edelstahlstift.

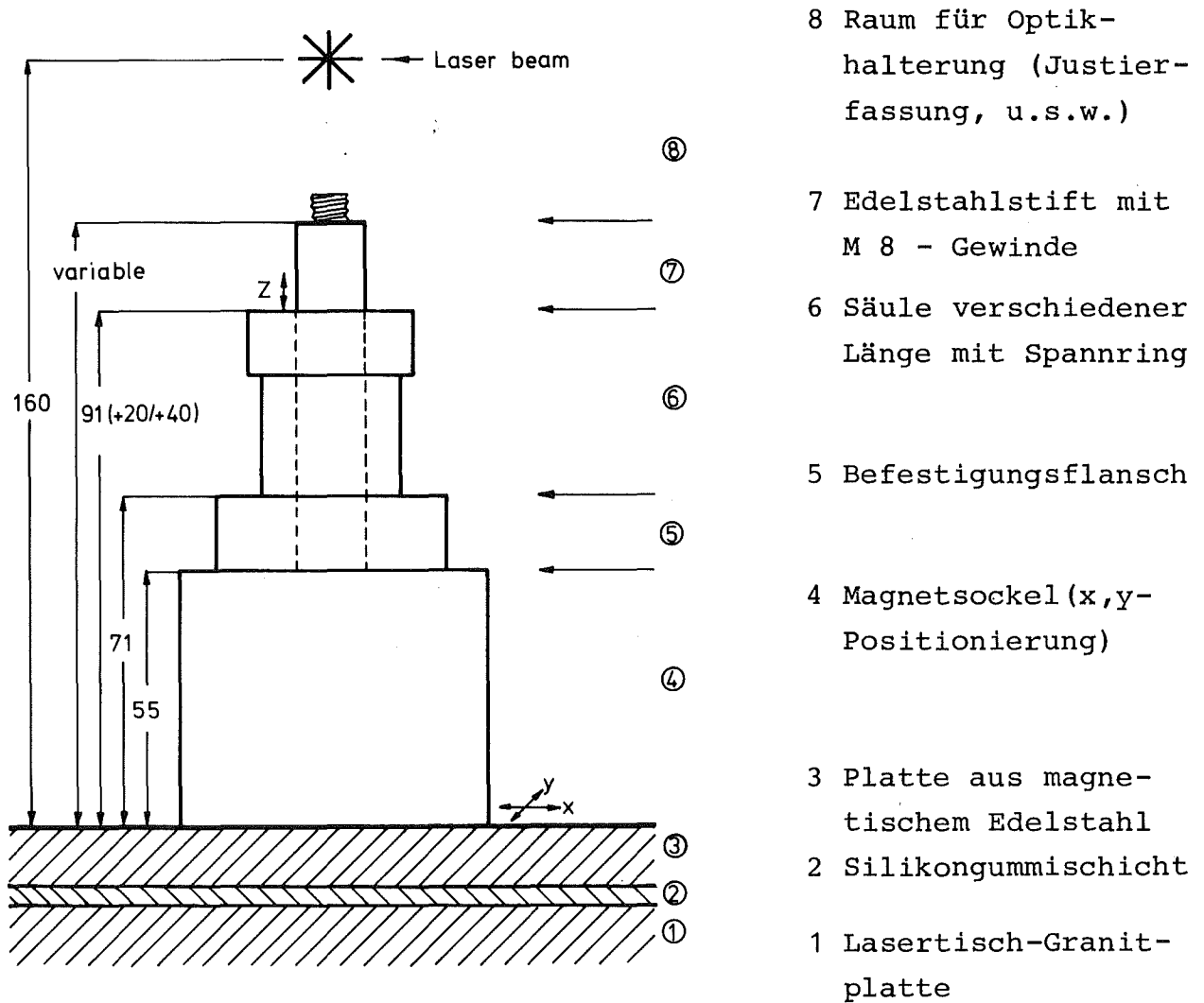


Abb. 4: Seitenansicht der Grundkonstruktion der mechanisch stabilen, in den drei Raumfreiheitsgraden (x,y,z-Richtung) justierbaren Optikhalterungen des Meßgerätes

Eine zusätzlich exzentrisch angebrachte Ausfräsung in der Bohrung der Säule gewährleistet eine genau definierte Lage des Stiftes in der Säule. Über ein M8-Gewinde wird die individuell angepaßte Optikfassung (einfache Spiegelhalterung, Justierfassung, u.s.w.) auf dem Stift befestigt. Als günstige Strahlführungshöhe für das Laserlicht ergab sich die Höhe von 160 mm über der Edelstahlplatte. Diese Konstruktion für die Optikhalterungen hat sich als mechanisch sehr stabil erwiesen, wobei die vielen Kombinationsmöglichkeiten der Systemkomponenten eine individuelle Anpassung des Aufbaus an die Anforderungen der verschiedenen optischen Elemente erlaubte. Die einfache Justierbarkeit der drei Raumbfreiheitsgrade (x,y,z - Richtung) hat sich in der Praxis bewährt.

Der gesamte optische Aufbau des Meßgerätes ist in Abb. 5 dargestellt. Man erkennt die drei Fabry-Perot-Interferometer, die zusammen mit der dazugehörenden Optik in einem gemeinsamen Gehäuse untergebracht sind. Räumlich direkt daran anschließend befindet sich der Gitterspektrograph. Bei den drei FPI wurde auf einen möglichst kompakten Aufbau geachtet. Wegen des langen Lichtweges beim dritten Etalon (FPI 3) wurde dieser Strahlengang mehrfach gefaltet. Sämtliche 24 optischen Elemente sind in Abb. 5 schematisch eingezeichnet; in der Bildunterschrift sind die entsprechenden Bezeichnungen in alphabetischer Reihenfolge aufgelistet.

Das Gehäuse für die Interferometer-Optik überdeckt die Grundfläche von 960 mm x 400 mm. Der Aufbau des Gitterspektrographen und der drei Fabry-Perot-Interferometer wird im folgenden genauer beschrieben.

WAVEMETER: Optical Assembly

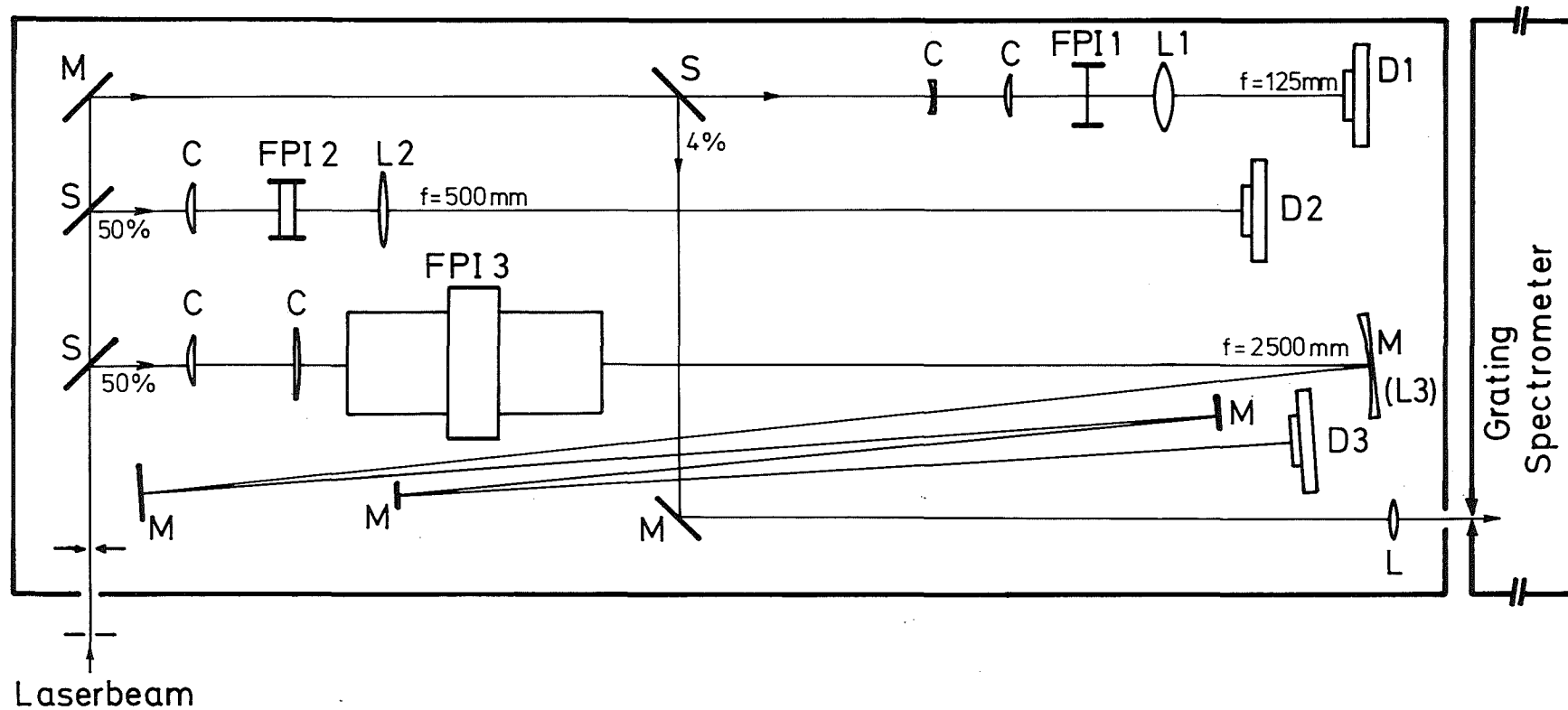


Abb. 5: Grundriß des optischen Aufbaus des Meßgerätes.

Die Lage der einzelnen optischen Komponenten ist schematisch eingezeichnet, vom Gitterspektrographen sind keine Details angegeben. Es bedeutet: C - Zylinderlinse (Beleuchtungsoptik), D - Bildsensor, FPI - Fabry-Perot-Etalon, L - sphärische Linse, M(L3) - sphärischer Hohlspiegel, M - ebener Umlenkspiegel, S - Strahlteilerplatte.

4.1.1 Beschreibung des eingesetzten Gitterspektrographen

Bei monochromatischer Beleuchtung des Eintrittsspalt es liefert die Lage des in erster Beugungsordnung des Gitters beobachteten Spaltbildes die Information, die eine erste grobe Bestimmung der Wellenlänge des eingestrahlt Laserlichtes erlaubt. Für diese Aufgabe wurde ein bereits im Labor vorhandener Monochromator (9) modifiziert. Sein Aufbau ist in Abb. 6 dargestellt. Die reziproke Gitterkonstante d^{-1} beträgt 1180 Linien/mm, die parabolischen Hohlspiegel haben eine Brennweite f von 350 mm, der Öffnungswinkel zwischen dem einfallenden (Winkel α) und dem auslaufenden (Winkel β) Strahl bei der Streuung am Gitter beträgt nominell $2 \cdot \phi = \alpha + \beta = 35^\circ$. In der ersten Beugungsordnung gilt für die Wellenlänge λ bei konstruktiver Interferenz:

$$\lambda = d \cdot (\sin \alpha - \sin \beta) \quad (4.1)$$

Das ergibt für sichtbares Licht am Ort des Austrittsspalt es, der spiegelbildlich zum Eintrittsspalt angeordnet ist, eine Dispersion $d\lambda/dx$ von etwa $2 \cdot 10^{-6}$. Die minimale Halbwertsbreite des Bildes des Eintrittsschlitzes in der Ebene des Austrittsschlitzes ist bei ca. 25 μm Spaltbreite erreicht; dies entspricht einer Auflösungsgrenze zweier Linien von 0,05 nm. Der Wert der Wellenlänge λ_0 , die vom Austrittsschlitz des Monochromators durchgelassen wird, kann an einer eingebauten Skala abgelesen werden, allerdings nur mit einer Genauigkeit von $\pm 0,1$ nm, was im wesentlichen auf Fehler bei der mechanischen Übertragung der Gitterstellung auf die Anzeigeskala zurückzuführen ist. Zur kontrollierten Gittereinstellung besitzt der Monochromator einen Schrittmotor mit einer Halbschrittsteuerung. Ein Halbschritt entspricht dabei einer Wellenlängenänderung von 0,01 nm für die Austrittsspaltwellenlänge λ_0 . Zusammen mit der eingebauten Skala läßt sich damit eine einmal eingestellte Gittereinstellung auf $\pm 0,01$ nm genau reproduzieren.

Hier wird nicht der Austrittsschlitz des Monochromators benutzt, sondern man bestimmt die Wellenlänge des monochromatischen Laserlichtes dadurch, daß man die Lage des Eintrittsspaltbildes in der Fokalebene bei fester Gitterstellung aufnimmt. Um diese

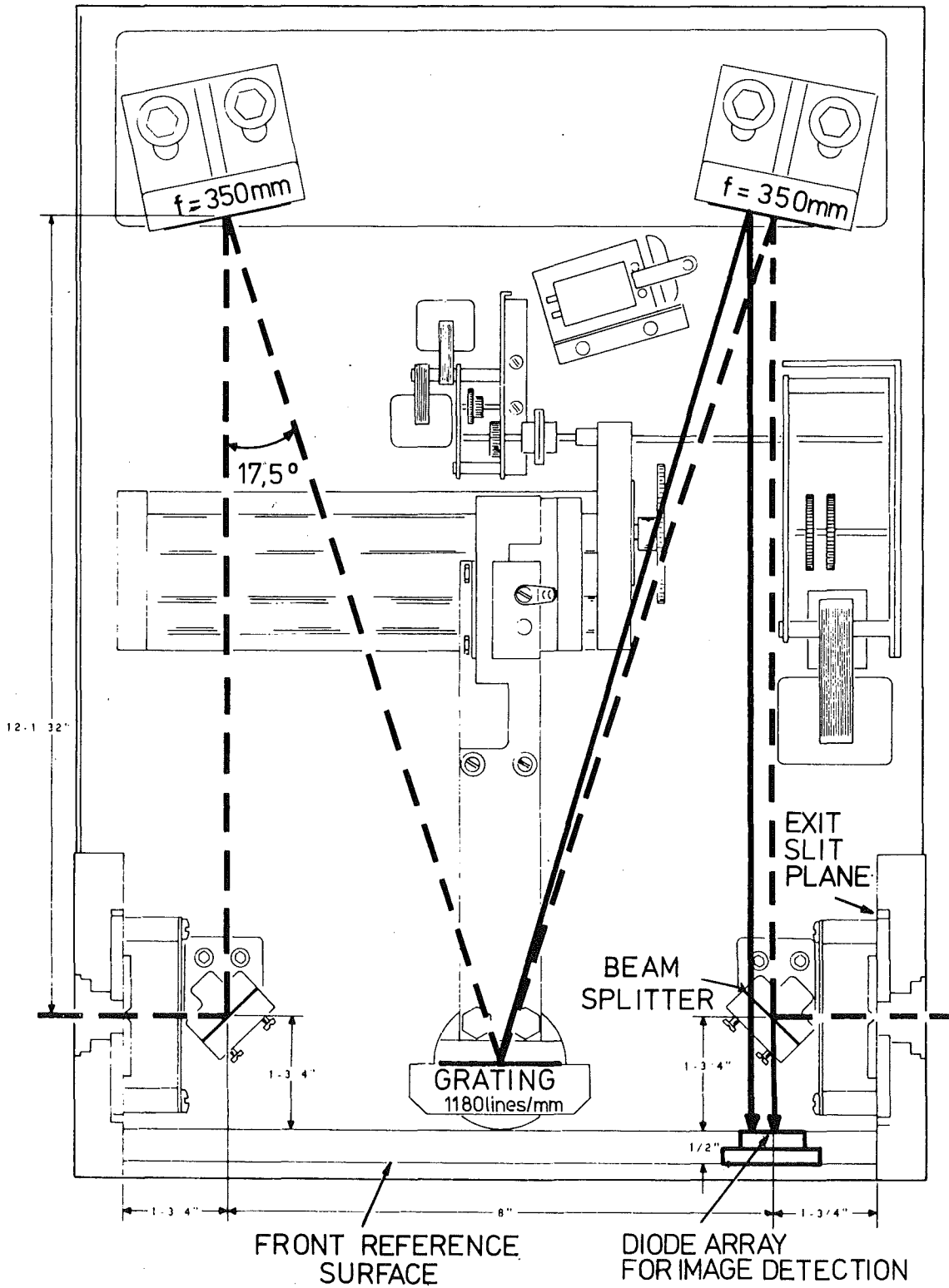


Abb. 6: Optischer Aufbau des Gitterspektrographen nach dem Umbau. Eingezeichnet ist der Strahlengang für zwei unterschiedliche Wellenlängen bei fester Gitterstellung.

Ortsbestimmung zu ermöglichen, wurde der Monochromator wie folgt umgebaut: Der Umlenkspiegel vor dem Austrittsschlitz wurde durch eine Strahlteilerplatte mit 50 % Reflexion unter einem Einfallswinkel von 45° ersetzt. Somit entsteht das Bild des beleuchteten Eintrittsspalt es nicht nur in der Austrittsspaltebene, sondern ebenso in einer zweiten Ebene wenige Millimeter hinter der Frontabdeckplatte. Dort wurde ein Halbleiter-Bildsensor, der aus 1024 hintereinander angeordneten Photodioden besteht, so in das Monochromatorgehäuse eingebaut, daß jede Photodiode einen anderen Austrittswinkel β und damit eine andere Wellenlänge λ erfaßt. Mit diesem Sensor wird das Intensitätsprofil des Eintrittsspaltbildes in Querrichtung aufgenommen. Der Abstand zweier Photodioden beträgt $25 \mu\text{m}$, was mit der Dispersion von $2 \cdot 10^{-6}$ einem Wellenlängenunterschied von $0,05 \text{ nm}$ entspricht. Insgesamt wird vom Sensor, der ca. 25 mm lang ist, bei fester Gittereinstellung ein Wellenlängenbereich von ungefähr 50 nm erfaßt, von dem jedoch, bedingt durch Blenden im Monochromator, nur der Bereich von -20 nm bis $+15 \text{ nm}$ bezogen auf die Austrittsspaltwellenlänge λ_0 , die an der eingebauten Skala angezeigt wird, nutzbar ist.

Eine Wellenlängenbestimmung mit dem so zum Gitterspektrographen umgebauten Monochromator ist nach dem folgenden Verfahren möglich: Das Gitter wird zunächst mit dem Schrittmotor zur Gitterdrehung so eingestellt, daß der aktive Bereich des Bildsensors den interessierenden Wellenlängenbereich, maximal 35 nm , erfaßt. Die Gitterstellung wird durch die Angabe der Wellenlänge λ_0 am Ort des Austrittsspalt es charakterisiert. Mit Hilfe der bekannten Dispersionsbeziehung (Gleichung 4.1) sind dann benachbarte Wellenlängen durch die Aufnahme der Position s auf dem Bildsensor relativ zur Position der "Austrittsspalt"-Wellenlänge, für die $s(\lambda_0) = 0$ gilt, bestimmbar. Als dimensionslose Maßeinheit für die Position s eignet sich $x = s/(2f \cdot \cos \phi)$, wobei $f = 350 \text{ mm}$ die Brennweite des Hohlspiegels und $\phi = (\alpha + \beta)/2 = 17,5^\circ$ der halbe Öffnungswinkel zwischen ein- und auslaufendem Strahl der Wellenlänge λ_0 bei der Beugung am Gitter ist. Rechnerisch ergibt sich für x bei einem Diodenabstand von $25 \mu\text{m}$ ein Wert von $37,5 \cdot 10^{-6}$. Aus Gleichung (4.1) erhält man nach dem Einsetzen einiger geometrischer Beziehungen das folgende Ergebnis für die Abhängigkeit der Wellenlänge von der Position x :

$$\frac{\lambda(x)}{\lambda_0} = \frac{1}{2} \cdot (1 + \sqrt{1 - 4x \tan \phi - 4x^2}) + x \cdot \sqrt{(2d \cos \phi / \lambda_0)^2 - 1} \quad (4.2)$$

Eine Taylorentwicklung in der Ortsvariablen x bis zur zweiten Ordnung ergibt:

$$\frac{\lambda(x)}{\lambda_0} = 1 + x \cdot (\sqrt{(2d \cos \phi / \lambda_0)^2 - 1} - \tan \phi) - x^2 \cdot (1 + \tan \phi) + O(x^3) \quad (4.3)$$

Nur für relativ große Abweichungen der Wellenlänge vom "Austrittsspalt"-Wert λ_0 muß der quadratische Term in (4.3) berücksichtigt werden, denn erst ab einem Wellenlängenunterschied von etwa 10 nm kommt der quadratische Term in die Größenordnung von 10^{-4} . Mit Hilfe von Gleichung (4.3) ist die Bestimmung einer Wellenlänge mit einem Fehler möglich, der sicher kleiner als 0,05 nm ist. Diese Genauigkeit reicht aus, um die Messungen des ersten FPI eindeutig auszuwerten, d.h. mit diesem ersten Ergebnis für die Wellenlänge des eingestrahnten Laserlichtes läßt sich die ganzzahlige Ordnung m_{FPI} des ersten Etalons eindeutig bestimmen; denn dieses Etalon (FPI 1) hat einen freien Spektralbereich $\delta \nu_1$ von 330 GHz, und der Fehler des Wellenlängenergebnisses des Gitterspektrographen ist mit 0,05 nm kleiner als 100 GHz für alle Wellenlängen im sichtbaren Spektrum ($\lambda > 400$ nm).

Da die Anzeigeskala am Monochromator die "Austrittsspalt"-Wellenlänge λ_0 wie oben angegeben nur mit einem Fehler von $\pm 0,1$ nm angibt, muß man die genaue Gittereinstellung nach einer Neueinstellung experimentell bestimmen. Hierfür genügt eine Wellenlänge, die mit einer Genauigkeit von 10^{-4} bekannt ist. Wenn man diese bekannte Wellenlänge einstrahlt und die dazugehörige Position des Eintrittsspaltbildes auf dem Bildsensor aufnimmt, kann mit Hilfe von Gleichung (4.3) die "Austrittsspalt"-Wellenlänge λ_0 berechnet werden, und unbekannte Wellenlängen sind dann wie oben beschrieben bestimmbar.

4.1.2 Beschreibung der Fabry-Perot-Interferometer

Jedes der drei Fabry-Perot-Interferometer erlaubt eine Festlegung der Wellenlänge des eingestrahnten Laserlichtes innerhalb des jeweiligen Dispersionsgebietes durch Auswertung des in Trans-

mission beobachteten Interferenzmusters. Dieses Bild besteht, wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben, aus konzentrischen Ringen für Orte gleicher Transmission, bei homogener Beleuchtung sind dies Orte gleicher Intensität. Durch die Aufnahme der Ringdurchmesser ist die Lage der Interferenzringe vollständig bestimmt. Wegen der Rotationssymmetrie genügt es, das Intensitätsprofil entlang einer Linie durch die Ringmitte aufzunehmen. Deshalb ist die Beleuchtungsoptik vor den Fabry-Perot-Interferometern aus Zylinderlinsen aufgebaut. Dadurch macht man den parallel einfallenden Laserstrahl in einer Ebene divergent, und das Interferenzbild wird entlang einer Linie senkrecht zur Zylinderachse ausgeleuchtet, gerade dort, wo die Bildinformation durch den Sensor aufgenommen wird. Das dafür verwendete "Photodioden-Array" ist vom gleichen Typ wie der Bildsensor im Gitterspektrographen. Die 1024 Photodioden eines Sensors sind gleichmäßig auf einer Länge von 25 mm verteilt. Dies ist der maximale Ringdurchmesser, der damit aufgenommen werden kann, wenn die Mitte des Diodenarrays mit dem Mittelpunkt der konzentrischen Interferenzringe zusammenfällt. Aus der vorgegebenen Sensorgröße von 25 mm und der Forderung, damit die Lage von vier Interferenzringen aufzunehmen, ergibt sich gemäß Gleichung (3.10) die Brennweite f der abbildenden Linse L hinter dem Fabry-Perot-Interferometer. Die größten vorkommenden Divergenzwinkel bestimmen daneben auch die Konstruktion der Beleuchtungsoptik. Die realisierte Anordnung der Zylinderlinsen ist in Abb. 7 dargestellt. Der Berechnung der Brennweiten wurde ein nutzbarer Durchmesser des einlaufenden Laserstrahles von 0,5 mm zugrundegelegt. Licht, das außerhalb dieses Durchmessers einfällt, gelangt nicht auf den Bildsensor. Für die Beleuchtung der einzelnen Bildpunkte des Sensors tragen jeweils unterschiedliche Bereiche des Laserstrahles innerhalb des Durchmessers von 0,5 mm bei. Dies bedeutet, daß für eine gleichmäßige Ausleuchtung des Sensorbildes das zu analysierende Laserlicht über diesem Durchmesser ein möglichst konstantes Intensitätsprofil aufweisen sollte, eine Forderung, die bei den in der Praxis vorkommenden Laserstrahlen immer erfüllt werden konnte. In Abb. 7 sind nur die Begrenzungsstrahlen eingezeichnet, das sind die Strahlen, welche durch die abbildende Linse L auf die äußersten Photodioden des Bildsensors abgebildet werden. In Richtung der Achse der Zylinderlinsen, d.h. senkrecht zur Zeichenebene in Abb. 7, verändern die

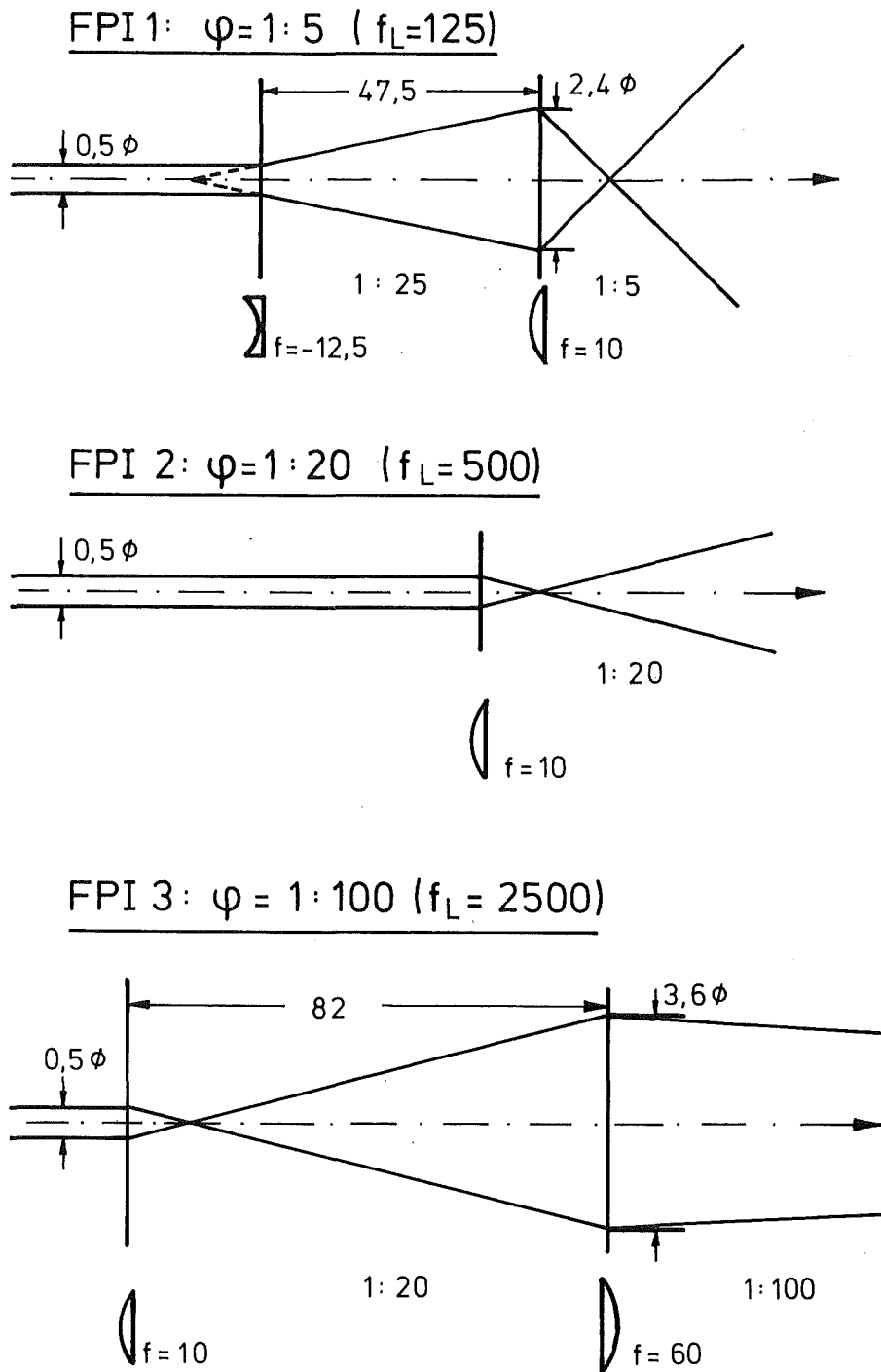


Abb 7: Schematische Darstellung der zylindrischen Beleuchtungsoptik der drei FPI. Schnitt entlang der Strahlachse und senkrecht zur Achse der Zylinderlinsen. Nur die Begrenzungsstrahlen sind eingezeichnet. Der Maßstab senkrecht zur optischen Achse ist 10fach überhöht, alle Maßangaben sind in Millimetern. Neben der Strahldivergenz φ ist zu jedem FPI auch noch die Brennweite f_L der abbildenden Linse angegeben.

Zylinderlinsen das Strahlprofil nicht.

Die Zylinderoptik vor den Fabry-Perot-Interferometern sorgt für die richtige, d.h. homogene Beleuchtung der Etalons. Das vom Sensor aufgenommene Bildmuster ist nämlich eine Faltung aus dem Intensitätsprofil, mit dem der Sensor ohne Etalon beleuchtet wird, und der Transmission des Fabry-Perot-Interferometers, die theoretisch durch Gleichung (3.6) beschrieben wird. Die für die Auflösung bestimmende Größe in (3.6) ist die Finesse F , die das Verhältnis vom Abstand zweier benachbarter Interferenzringe zur Halbwertsbreite der Intensitätsmaxima angibt. Neben der Ebenheit des Fabry-Perot-Etalons spielt für die Größe der Finesse der Reflexionskoeffizient der Begrenzungsschicht die entscheidende Rolle (Gleichung 3.5). Alle drei FPI besitzen die gleiche Oberflächenvergütung (10), die aus vielen Lagen aufgedampfter dielektrischer Schichten besteht; sie sind so aufeinander abgestimmt, daß für den Wellenlängenbereich 400 - 700 nm ein Reflexionskoeffizient von 95 % (± 1 %) erreicht wird (Abb. 8). Die Konstanz des Reflexionskoeffizienten über einen so großen Wellenlängenbereich (fast eine Oktave) hat allerdings eine nicht zu vernachlässigende Phasenänderung $\Delta\phi$ der reflektierten Welle zur Folge.

In Abbildung 8 ist daher zusätzlich zur Kurve für den Reflexionskoeffizienten R auch die Phase ϕ eingezeichnet. Der Nullpunkt der Phase ist ohne Bedeutung, entscheidend beim Übergang von einer Wellenlänge zu einer anderen ist die Phasenänderung $\Delta\phi$. Sie läßt sich gemäß (3.2) in eine optische Wegänderung umrechnen, die sich zum Gangunterschied Δ addiert, was sich (3.13) in einer Änderung des freien Spektralbereichs $\delta\sigma$ bemerkbar macht. Anschaulich kann man sich vorstellen, daß die Lichtwelle für verschiedene Wellenlängen unterschiedlich weit in die Reflexschicht eindringt, bevor sie reflektiert wird, so daß die effektive Länge des Etalons von der Wellenlänge λ abhängt.

Der Reflexionskoeffizient $R = 95$ % entspricht nach (3.5) einer Reflexionsfinesse $F_R = 60$. Bei den drei Interferometern wurde die Gesamtfinesse experimentell zu 40 - 50 bestimmt. Mit dieser Finesse ist es auf einfache Weise möglich, für eine eingestrahlte Wellenlänge den Exzess ϵ_{FPI} mit einem Fehler $d\epsilon$ kleiner als ± 1 % zu bestimmen; das entspricht einer Festlegung der Wellenlänge/Frequenz mit einer

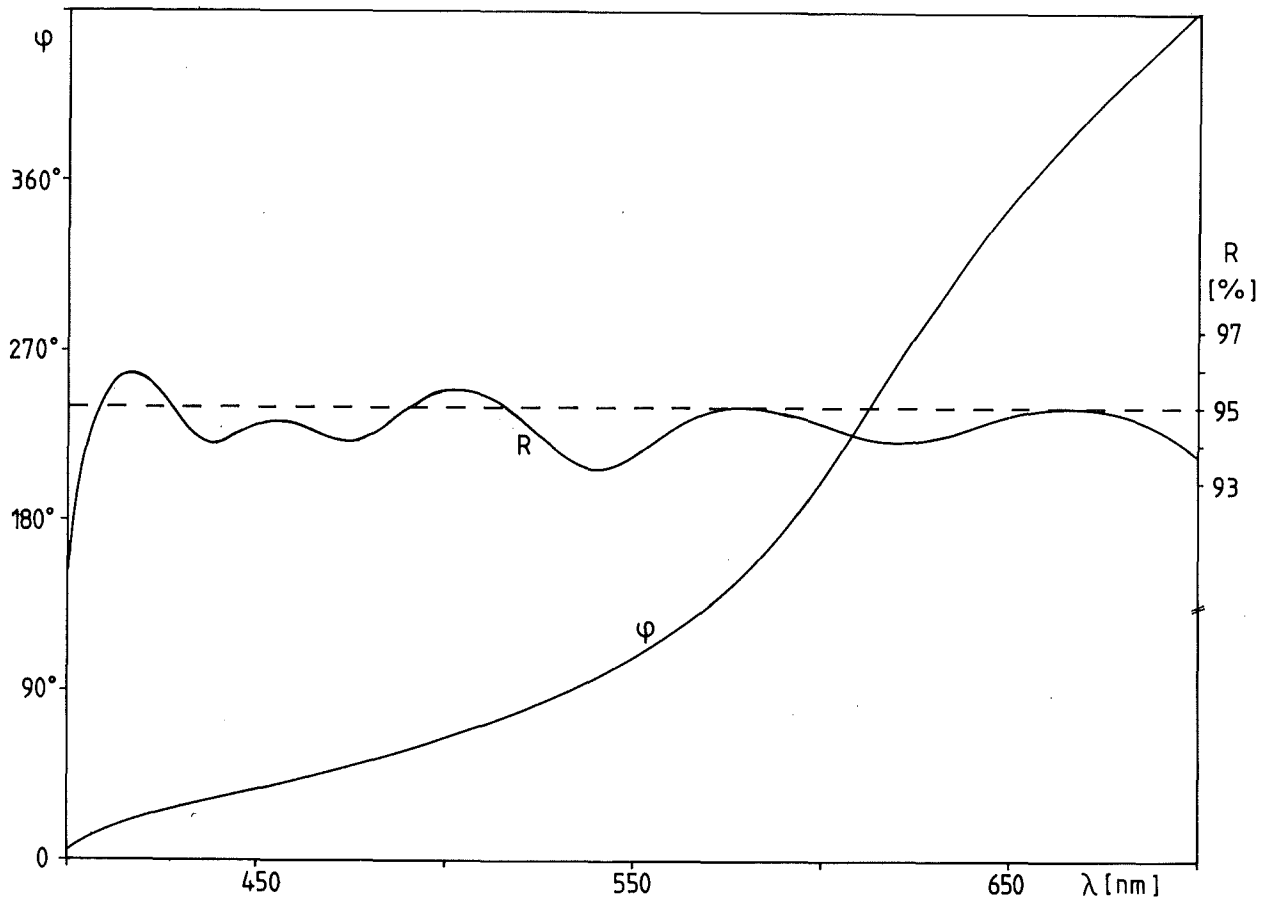


Abb. 8: Reflexionskoeffizient R und Phasenverlauf ϕ in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ für die hochreflektierende dielektrische Beschichtung der Fabry-Perot-Etalons (gerechnete Kurven). Die vom Hersteller mitgelieferten Meßkurven des Reflexionskoeffizienten stimmen mit dem berechneten Verlauf sehr gut überein.

Unsicherheit von weniger als 2 % des Dispersionsgebietes. Dieser Wert legt die Abstufung der Interferometer fest, der Längenunterschied zweier aufeinanderfolgender Etalons muß kleiner als ein Faktor 50 sein. Diese Begrenzung folgt aus der Forderung, daß das Wellenlängenergebnis eines FPI beim nachfolgenden Etalon die Unbestimmtheit in der Auswahl des richtigen Dispersionsgebietes aufheben muß, so daß mit dem Wellenlängenergebnis die Ordnung m_{FPI} des nachfolgenden Etalons eindeutig festliegt. Größeres Auflösungsvermögen $\lambda/d\lambda$ ist nach Gleichung (3.14) bei gleicher Finesse F_{eff} mit einer größeren

Ordnung m_{FPI} und über (3.13) mit einem kleineren Dispersionsgebiet $\delta\sigma$ verbunden. Realisiert wurde bei den drei Fabry-Perot-Interferometern des Meßgerätes die folgende Abstufung: Das erste Etalon (FPI 1) hat einen freien Spektralbereich von 330 GHz (der Gitterspektrograph liefert ein Wellenlängenergebnis mit einer Unsicherheit kleiner als 100 GHz), das zweite Etalon $\delta\nu_2 = 20$ GHz und das letzte Etalon hat ein Dispersionsgebiet von 1,5 GHz. Bei einer Auflösung von besser als 2 % des freien Spektralbereiches ist bei dieser Staffelung (maximal ein Faktor 16) der Etalons problemlos eine eindeutige Auswertung des letzten Fabry-Perot-Interferometers möglich.

Die ersten zwei Etalons unterscheiden sich nur im Abstand der Grenzflächen. Sie sind beide planparallele Quarzscheiben von einem Zoll Durchmesser (12) 0,3 mm bzw. 5 mm dick, die beidseitig auf einem nutzbaren Durchmesser von 20 mm die hochreflektierende dielektrische Vergütung tragen (sogenannte "solid etalons").

Das dritte und letzte Etalon hat die größte Auflösung und damit den kleinsten freien Spektralbereich. Eine Auflösung besser als 50 MHz verlangt allerdings eine Homogenität des Etalonmaterials von 10^{-7} . Die entscheidende Größe ist hier der Brechungsindex des Materials (vgl. Gleichung 3.12). Sowohl aus Ref. (11) wie (12) geht hervor, daß die Schwankungsbreite bei Quarz größer als 10^{-7} ist. Das heißt, das FPI 3 kann nicht als Quarzetalon ausgeführt werden. Es wurde ein sogenanntes "Luft"-Etalon gewählt, bestehend aus einem Abstandsstück und zwei einseitig verspiegelten Interferometerplatten, fest miteinander verbunden ("optisch kontaktiert"). Es hat eine Gesamtlänge von 130 mm bei einem Durchmesser von 60 mm. Das zylindrische Abstandsstück aus "Zerodur"-Glaskeramik (13) ist 100 mm lang bei einer Wandstärke von 10 mm. Der Innendurchmesser beträgt 40 mm, seitlich befindet sich eine kleine Belüftungsbohrung. Die parallelen Endflächen wurden poliert und zwei 15 mm dicke Interferometerplatten aus Quarzglas angesprengt. Diese Platten tragen auf der Innenseite innerhalb eines Durchmessers von 38 mm die hochreflektierende Beschichtung, während auf die Außenseite eine Antireflexbeschichtung (Restreflexion kleiner als 0,4 % im Bereich 400 - 700 nm) aufgebracht wurde. Zusätzlich sind die beiden Seiten mit einem Keilwinkel von 30 Bogenminuten geschliffen, um zufällige Nebenresonanzen zu vermeiden. Die Vielfachreflexionen finden im Raum zwischen den parallel angeordneten Innenseiten der

Platten statt. Die Weglänge wird durch das Abstandsstück bestimmt. Der Wärmeausdehnungskoeffizient von Zerodur bei Raumtemperatur ist kleiner als $5 \cdot 10^{-8} / \text{K}$ und beträgt damit weniger als 1/10 des Wertes für Quarzglas, so daß die Längenstabilisierung bei diesem Interferometer nicht kritischer ist als bei den kleineren Quarzetalons. Das Problem der genauen Berechnung des Brechungsindex der Luft (Berücksichtigung des Einflusses von Druck, Temperatur, Feuchte und Wellenlänge) läßt sich dadurch vermeiden, daß man das Etalon evakuiert. Deshalb wurde das FPI nicht wie die beiden Festetalons direkt in einer Justierfassung befestigt, sondern in einem zylindrischen Aluminiumgefäß (150 mm lang, 70 mm Innendurchmesser) montiert. Die Stirnseiten sind über O-Ring-Dichtungen mit einer Quarzplatte (8 mm dick, 80 mm Durchmesser) abgeschlossen. Die Quarzplatten dienen als Vakuumfenster für Ein- und Austritt des Laserlichtes. Über einen seitlich am Aluminiumgefäß angebrachten Kleinflansch ist eine kleine Ionen-Zerstäuberpumpe angeschlossen. Mit dieser Pumpe kann der Restdruck im Etalon unterhalb von 10^{-6} mbar gehalten werden, was für das Medium zwischen den Interferometerplatten einen konstanten Brechungsindex (Vakuum) bedeutet. Erst eine Druckänderung von 0,3 mbar Luft ergibt einen Frequenzfehler von 10^{-7} . Somit verbleibt als einziger wellenlängenabhängiger Einfluß auf den freien Spektralbereich die oben erwähnte unterschiedliche Eindringtiefe bei der Reflexion an der dielektrischen Verspiegelung zu berücksichtigen.

Bei der Justierung der Fabry-Perot-Interferometer muß die Etalon-Normale so ausgerichtet werden, daß sie durch die abbildende Linse (beim dritten FPI ist dies der sphärische Hohlspiegel) auf die Mitte des Bildsensors abgebildet wird. Deshalb sind die Fabry-Perot-Interferometer in Justierfassungen montiert, die beiden Festetalons sind direkt im Federgehäuse gefaßt (Fassungen für Optiken mit 25,4 mm Durchmesser), beim dritten FPI ist das Aluminiumgefäß mittig in der Justierfassung (80 mm Optikdurchmesser) befestigt. Über Differential-schrauben können die Etalons um die beiden um 90° versetzten Kardanachsen verkippt werden. Die Einstellempfindlichkeit der Differentialschrauben beträgt $0,1 \mu\text{m}$; das entspricht einer Verschiebung von $5 \mu\text{m}$ in der Bildebene des dritten FPI, das in dieser Hinsicht am empfindlichsten ist ($f = 2500 \text{ mm}$). Jedoch ist dieser Wert bei einem Diodenabstand des Bildsensors von $25 \mu\text{m}$ für eine genaue Justierung ausreichend.

Der Aufbau des Strahlengangs für ein Fabry-Perot-Interferometer geschieht zunächst ohne das jeweilige Etalon, d.h. die Zylinderlinsen für die Beleuchtung, die abbildende Linse und der Bildsensor werden justiert und erst danach der Magnetsockel mit dem Etalon in seiner Justierfassung in den Strahlengang eingesetzt. Bei der Grundjustierung hat sich folgende Vorgehensweise bewährt: Zunächst werden die Zylinderlinsen ausgerichtet, d.h. die Höhe wird so eingestellt, daß die Mitte des Strahls trotz der Strahlaufweitung nicht abgelenkt wird. Durch Drehung der Zylinderlinse in ihrer runden Fassung wird erreicht, daß der Laserstrahl genau parallel zur Achse des Bildsensors aufgeweitet wird, der senkrecht zur Grundfläche steht. Danach werden die Magnetsockel mit den Zylinderlinsen wieder aus dem Strahlengang entfernt.

Als erstes optisches Element wird die abbildende Linse L im Strahlengang aufgestellt und zwar so, daß der Bildsensor etwa im Abstand der Brennweite f steht. Die Position der Linse in der Ebene senkrecht zum Strahl ist dann richtig justiert, wenn das Laserlicht durch die Mitte der Linse läuft. Dies bedeutet keine Winkelablenkung, und der Strahl trifft den Bildsensor an derselben Stelle wie ohne Linse, allerdings ist er jetzt fokussiert, deshalb ist eine Abschwächung des Lichtes nötig. Dann werden die Magnetsockel mit den justierten Zylinderlinsen in dem Strahlengang so aufgestellt, wie es in Abb. 7 dargestellt ist. Die richtige Justierung erkennt man an einer möglichst homogenen Ausleuchtung des Bildsensors. Erst jetzt wird das Fabry-Perot-Etalon im Strahlengang hinter den Zylinderlinsen positioniert. Der genaue Auftreffpunkt des Laserlichts ist wegen der Ebenheit des Etalons nicht wichtig. Die Winkelstellung läßt sich am fortlaufend registrierten Muster des Bildsensors erkennen. Die Etalonachse trifft dann den Bildsensor in der Mitte, wenn die zwei Maxima eines registrierten Interferenzringes symmetrisch zur Mittendiode des Bildsensors liegen. Der dazu orthogonale Freiheitsgrad stimmt, wenn diese beiden Maxima bei einer feststehenden Wellenlänge den maximalen Abstand voneinander haben, denn dann verläuft der Schnitt durch das Ringsystem genau durch den Mittelpunkt. Die Kontrolle geschieht durch Betrachtung der analogen Auslesesignale der Bildsensoren am Oszillographen. Anhand des Oszillographenbildes des Interferenzmusters läßt sich auch die Position des Bildsensors in der Brennweite der abbildenden Linse L überprüfen.

Eine Nachjustierung der Entfernung Linse - Bildsensor erfolgt durch Verschieben des Bildsensors in Strahlrichtung. Die richtige Entfernung der Linse erkennt man am schmalen und symmetrischen Profil der einzelnen Maxima bzw. am Verschwinden kleiner Nebenmaxima, die bei einem falschen Abstand auf der Flanke der Hauptmaxima zu erkennen sind.

Die Feinjustierung der Etalonkipfung wird unter Programmkontrolle ausgeführt. Das zugehörige Programm ("JUST.BA") liest wie das Standardmeßprogramm ("MESS.BA") fortlaufend Sensordaten in den Rechner ein und wertet die Bildmuster aus. Einziger Zusatz für die Justierzwecke ist vor der Ausgabe des Etalonexzesses ϵ_{FPI} am Terminal die Angabe der Abweichung der einzelnen Mittelpunkte der ausgewerteten Interferenzringe von der Mittendiode (Nr. 512) des Bildsensors. Der richtige, d.h. maximale Ringdurchmesser läßt sich als Maximalwert für den berechneten Etalonexzess erkennen. Eine Dejustierung senkrecht zur Sensorachse (d.h. der Bildsensor schneidet das Ringsystem exzentrisch) ändert nämlich nichts an der quadratischen Gesetzmäßigkeit, mit deren Hilfe der Etalonexzess berechnet wird ("Pythagoras-Gesetz"), wohl aber verringert es den berechneten Wert ϵ . Das Ergebnis der Auswertung ist also nur dann der Etalonexzess ϵ_{FPI} , wenn mit dem Bildsensor wirklich die Durchmesser der Interferenzringe aufgenommen werden.

4.2 Elektronische Bildaufnahme und Datenorganisation

Wesentlicher Bestandteil des Wellenlängenmeßgerätes ist neben dem optischen Aufbau eine spezielle "Interface-Elektronik", die in diesem Abschnitt beschrieben wird. Die Aufgabe dieser Elektronik läßt sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. Aufnahme der Interferenzbilder des Gitterspektrographen und der drei Fabry-Perot-Interferometer. Dazu dienen vier Halbleiter-Bildsensoren.
2. Analoge Aufbereitung der Auslesesignale der Bildsensoren.
3. Digitalisierung der analogen Bildinformation.
4. Übertragung der digitalisierten Sensordaten in den Speicher eines Prozeßrechners, der die Interferenzmuster "on-line" auswertet.

Der gesamte elektronische Aufbau ist in Abb. 9 in Form eines Übersichtsschaltplans dargestellt. Man erkennt ganz oben die vier Bildsensoren ("diode array"), die mit D0, D1, D2 und D3 bezeichnet sind. Zu jedem Sensor gehört je eine "Array"-Platine und je eine "Mutter"-Platine, die die für die Auslesung des Bildsensors notwendigen Steuersignale generieren und das analoge Auslesesignal der Bildsensoren so aufarbeiten, daß es am "Video"-Ausgang in einer digitalisierbaren Form vorliegt. Die "Array"-Platine mit dem daraufgesteckten Bildsensor ist in dem optischen Aufbau integriert und über ein 75 cm langes Flachbandkabel mit der entsprechenden Mutterplatine verbunden. Die Mutterplatinen sind gemeinsam mit der zentralen Taktgeberplatine, der "ADC"-Platine und den Netzgeräten für die benötigten Versorgungsspannungen von ± 5 V und ± 15 V in einem Elektronikgehäuse ("Compac"-Gehäuse der Fa. Schroff) untergebracht.

Auf der "ADC"-Platine befindet sich neben dem "Analog to Digital Converter" zur Digitalisierung der Bildsensorauslesesignale auch die Kontroll-Logik-Schaltung. Diese Logik sorgt für die Koordination der Abläufe in der Interface-Elektronik mit dem Datenbedarf des Prozeßrechners. Weiterhin erkennt man auf der "ADC"-Karte einen 1-aus-4-Analog-Multiplexer. Damit wird zyklisch immer ein "Video"-Ausgang der "Mutter"-Platinen mit dem Eingang des ADC's verbunden, d.h. die vier Bildsensoren werden zeitlich nacheinander ausgelesen. Die Auslesung der 1024 Bildpunkte eines einzelnen Sensors geschieht seriell und zwar mit der zentralen Taktfolgefrequenz von ca. 100 kHz, die am "Clock"-Eingang (CK in Abb. 9) der Mutterplatine anliegt. Gestartet wird die Auslesung eines Bildsensors durch den Startpuls am Eingang S0, S1, S2, bzw. S3. Die vier zeitlich versetzten Startpulse werden über einen 1-aus-4-Multiplexer aus dem zentralen Startsignal \bar{S} gewonnen. Dieses Startsignal \bar{S} schaltet auch den Multiplexer weiter. Dies bedeutet, daß die Information der Bildsensoren in der folgenden Weise ausgelesen, digitalisiert und in den Speicher des Prozessrechners übertragen wird. Ein Auslesezyklus beinhaltet die einmalige Auslesung aller Bildpunkte der vier Sensoren. Er umfaßt also 4096 Daten. Das erste Datum, für den Rechner markiert durch den sogenannten "Reset"-Puls, stellt die Lichtinformation des ersten Bildpunktes des Sensors D0 dar. Es folgen mit der Taktfolgefrequenz des zentralen Oszillators die Daten der

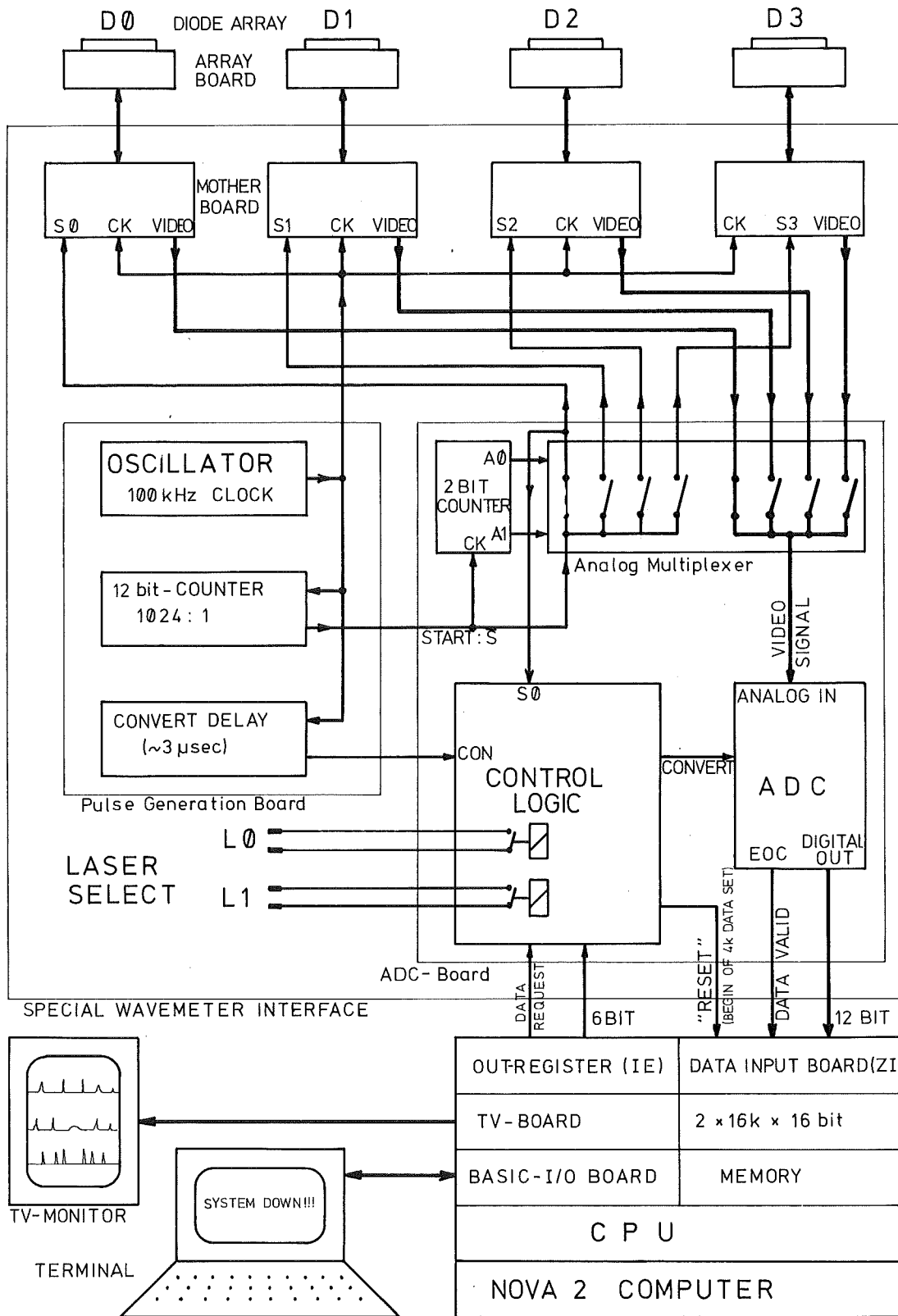


Abb. 9 Vereinfachtes Blockschaltbild des elektronischen Aufbaus des Wellenlängenmeßgerätes. Durch die größere Strichbreite ist der Weg der Wellenlängeninformation hervorgehoben, während die Steuersignale mit geringerer Strichbreite eingezeichnet sind.

restlichen 1023 Bildpunkte des Sensors D0. Dann wird mit dem nächsten Start-Puls \bar{S} der Multiplexer weitergeschaltet und das 1K-Daten-Spektrum des nächsten Sensors (D1) übertragen. Der letzte Schritt wiederholt sich, bis die Information des letzten Bildpunktes von Sensor D3 in digitaler Form im Speicher des Rechners abgelegt ist. Die Kontroll-Logik steuert die Anzahl dieser Auslesezyklen, die nach einer Datenanforderung ("data request") von Seiten des Rechners in dessen Speicher übertragen werden. Diese Anzahl wird parallel zum Datenanforderungspuls vom Rechner an die Kontroll-Logik übergeben. Sowohl die Übertragung vom Rechner zum Interface wie auch in umgekehrter Richtung verläuft parallel, d.h. jedes Daten-Bit und jedes Steuersignal hat eine eigene Leitung. Diese ca. fünf Meter lange Verbindung ist als ein geschirmtes Kabel mit paarweise verdrillten Drähten ausgeführt, wobei ein Draht einer "twisted pair"-Verbindung immer mit "Signal-Ground" identisch ist und der gemeinsame Schirm aller Drahtpaare mit der Erde des Elektronik-Gehäuses verbunden ist.

Der Anschluß an den Prozeßrechner (eine NOVA 2 von Data General) erfolgt über zwei an den Rechner-Bus angeschlossene Einschub-Karten. Diese beiden Interface-Karten, die sogenannte "Inkrement-Einheit" und das "Zähler-Interface" wurden von der Datenverarbeitungsgruppe des Instituts zur Verfügung gestellt. Von der "Inkrement"-Karte wird nur das 16-Bit-Ausgaberegister benutzt zur Übermittlung einer Datentransferanforderung vom Rechner an das "Wavemeter-Interface". Die für Paralleleingabe modifizierte "Zähler-Karte" wird im sogenannten "Möbbauer-Modus" betrieben mit einem 12 Bit breiten Eingangspfad. Dies bedeutet, daß die Karte - nach entsprechender Initialisierung durch das Meßprogramm - einlaufende Daten selbständig in aufeinanderfolgende Speicherzellen des Rechners ablegt. Der "Reset"-Puls, der das erste Datum eines jeden Auslesezyklus markiert, bewirkt die Ablage dieses Wertes in der Speicherzelle des Rechners, deren Adresse bei der Initialisierung der Karte vom Meßprogramm als Anfangsadresse des Datenbereiches übergeben wurde. Die Besonderheit der "Zähler"-Karte liegt darin, daß beim Ablegen eines Datums in einer Speicherzelle nicht, wie normalerweise üblich, der Inhalt der Speicherzelle überschrieben wird, sondern eine "Speicheraddition" durchgeführt wird. Dies bedeutet im einzelnen, daß das einlaufende Datum als 12-Bit-Integer-Zahl interpretiert und der CPU-Befehl "add to memory" ausgeführt wird. Aufeinanderfolgende Auslesezyklen

wirken wegen des "Reset"-Pulses am Anfang immer wieder auf denselben Speicherbereich, wodurch automatisch eine Integration der Daten über die gesamte Auslesezeit erreicht wird. Allerdings ist die maximale Anzahl solcher Additionen bei 12-Bit-Daten auf maximal 15 begrenzt, um einem Überlauf der Speicherzellen sicher zu vermeiden, da diese nur 16 Bit groß sind.

Der ganze Datentransfer läuft nach der Datenanforderung "selbstständig" ab, d.h. nach dem Beschreiben des Ausgaberegisters der "Inkrement"-Karte mit der Anzahl der bei diesem Datentransfer zu übertragenen Auslesezyklen kann das Meßprogramm andere Operationen durchführen, während im "Hintergrund" die Auslesedaten im Speicher abgelegt werden. Das Ende eines Datentransfervorgangs wird dem Programm über einen Interrupt bekanntgegeben. Die Kontroll-Logik des "Wavemeter-Interfaces" simuliert nach der Übertragung des letzten Auslesezyklus ein 4097tes Datum, wodurch im Rechner wegen der Aktivierung von nur 4097 Datenspeicherplätzen der Interrupt "Speicherbereichsende erreicht" auftritt. Diese bewußt herbeigeführte Unterbrechung wird in der Interruptbehandlungsroutine des Meßprogramms erkannt und als "Datentransferende erreicht" interpretiert.

Wenn ein Datensatz vollständig in den Speicher des Rechners übertragen ist, wertet das Meßprogramm diese Daten aus. Währenddessen läuft schon der nächste Datentransfer im "Hintergrund" ab, d.h. neue Meßdaten der Bildsensoren werden in einen zweiten Speicherbereich des Prozeßrechners übertragen.

Der Auswertevorgang selbst kann "on-line" verfolgt werden: Dazu ist an den Prozeßrechner ein Schwarz/Weiß-Fernsehmonitor angeschlossen, dessen Bild vom Programm aus beschrieben wird. Die Grafik-Software wird dazu benutzt, die aktuellen Sensorbilder auf dem Monitor darzustellen und die bei der Bildauswertung gefundenen Durchmesser der Interferenzringe im Bild zu markieren. Der Fernsehmonitor kann überdies auch zeilenweise alphanumerische Zeichen darstellen. Diese Option wird vom Meßprogramm dazu benutzt, die Ergebnisse der Auswertung in die Bilder mit einzutragen.

Der Benutzer hat Zugriff auf die im Rechner ablaufenden Vorgänge über das angeschlossene Video-Terminal. Dort werden neben den Ergebnissen der Bildauswertung auch die während der Programm-

ausführung auftretenden Fehlermeldungen ausgegeben.

Neben dem Nova 2 - Rechner für das Wellenlängenmeßgerät befindet sich im Labor ein weiterer Prozeßrechner für die Experimentsteuerung und die Meßdatenaufnahme bzw. -verarbeitung. Damit auch in diesem Hauptrechner die aktuellen Ergebnisse der Wellenlängenbestimmung verfügbar sind, kann die serielle Verbindung vom "Wavemeter"-Rechner zum Videoterminal über den Hauptrechner geschaltet werden. Nur an diesem zweiten Rechner sind Peripheriegeräte zur permanenten Speicherung von Daten und Programmen angeschlossen. Es sind dies eine Magnetplatteneinheit und ein Magnetbandgerät. Auf der Platte sind auch das Systemprogramm und die Anwenderprogramme des Nova 2 - Prozeßrechners gespeichert, denn der Prozeßrechner des Wellenlängenmeßgerätes hat außer dem Kernspeicher, der als Arbeitsspeicher dient, kein permanentes Speichermedium. Weil er keinen direkten Plattenzugriff besitzt, läuft er unter einem "stand alone"-Betriebssystem. Allerdings wird zum Laden des System- bzw. Meßprogramms in den Prozeßrechner eine schnelle Verbindung zum Hauptrechner benötigt. Dafür wurde auf die in beiden Rechnern vorhandenen Lochstreifenverbindungen ("paper tape read" und "paper tape punch") zurückgegriffen. Die Ein- und Ausgänge auf beiden Seiten wurden kreuzweise verbunden. Diese sogenannte "Rechner-Rechner"-Kopplung wurde von der Datenverarbeitungsgruppe des Instituts zur Verfügung gestellt. Ansprechbar ist diese Verbindung mit der normalen "Lochstreifen"-Software. Nach entsprechender Initialisierung auf Seiten der beiden Rechner ist damit sowohl ein schnelles Laden wie auch ein Abspeichern von "Wavemeter"-Programmen möglich.

Zusammenfassend läßt sich über den Betrieb sagen, daß nach anfänglichen Problemen bei der Datenübertragung in den Prozeßrechner die gesamte Elektronik zufriedenstellend und störungsfrei funktioniert. Durch sorgfältige Abschirmungen konnte die Störanfälligkeit gegen hochfrequente Einstreuungen, wie sie z.B. vom Ionen-Pumplaser ausgehen, drastisch reduziert werden. Das Meßprogramm, das in einer Endlosschleife im Sekundenrhythmus Sensordaten in den Prozeßrechner einliest und die Interferenzbilder auswertet, läuft seit längerer Zeit fehlerfrei.

Nach diesem Überblick über den elektronischen Aufbau werden im weiteren Verlauf dieses Kapitels die einzelnen Komponenten in ihrer Konstruktion und Funktion im Detail beschrieben. Die folgenden Ausführungen haben vor allem dokumentatorischen Charakter.

4.2.1 Der Halbleiter-Bildsensor und die dazugehörige Auslese-Elektronik

Der hier verwendete Halbleiter-Bildsensor ("diode-array") vom Typ RL 1024 G von EG und G Reticon besitzt 1024 einzelne Silizium-Photodioden, die jede einem Bildpunkt entsprechen. Sie sind auf einer geraden Linie angeordnet. Ihr Abstand voneinander beträgt $25\ \mu\text{m}$, der gesamte lichtempfindliche Bereich hat also eine Länge von $25,6\ \text{mm}$. Die sensitive Fläche einer Diode beträgt $15\ \mu\text{m} \times 26\ \mu\text{m}$; untereinander sind die Dioden durch $10\ \mu\text{m}$ breite lichtunempfindliche Übergangszonen getrennt (vergleiche Abb. 10).

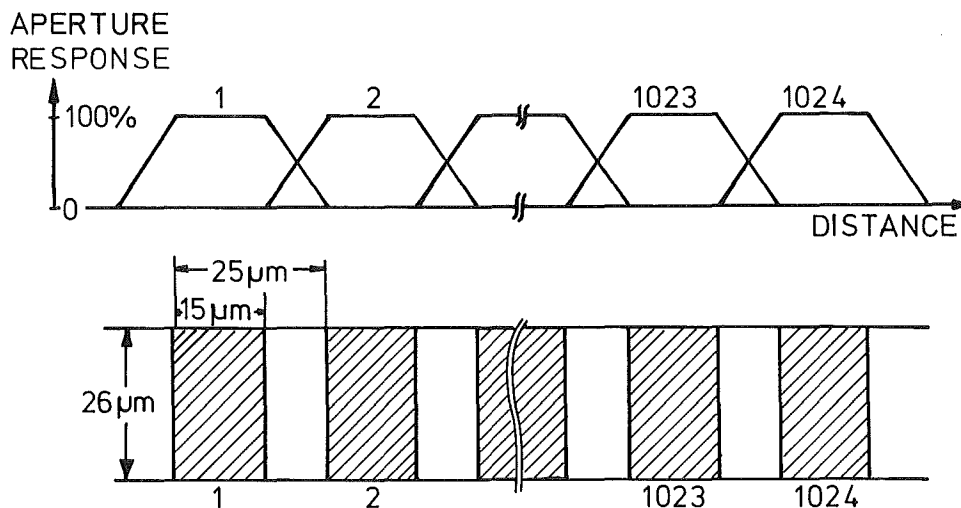


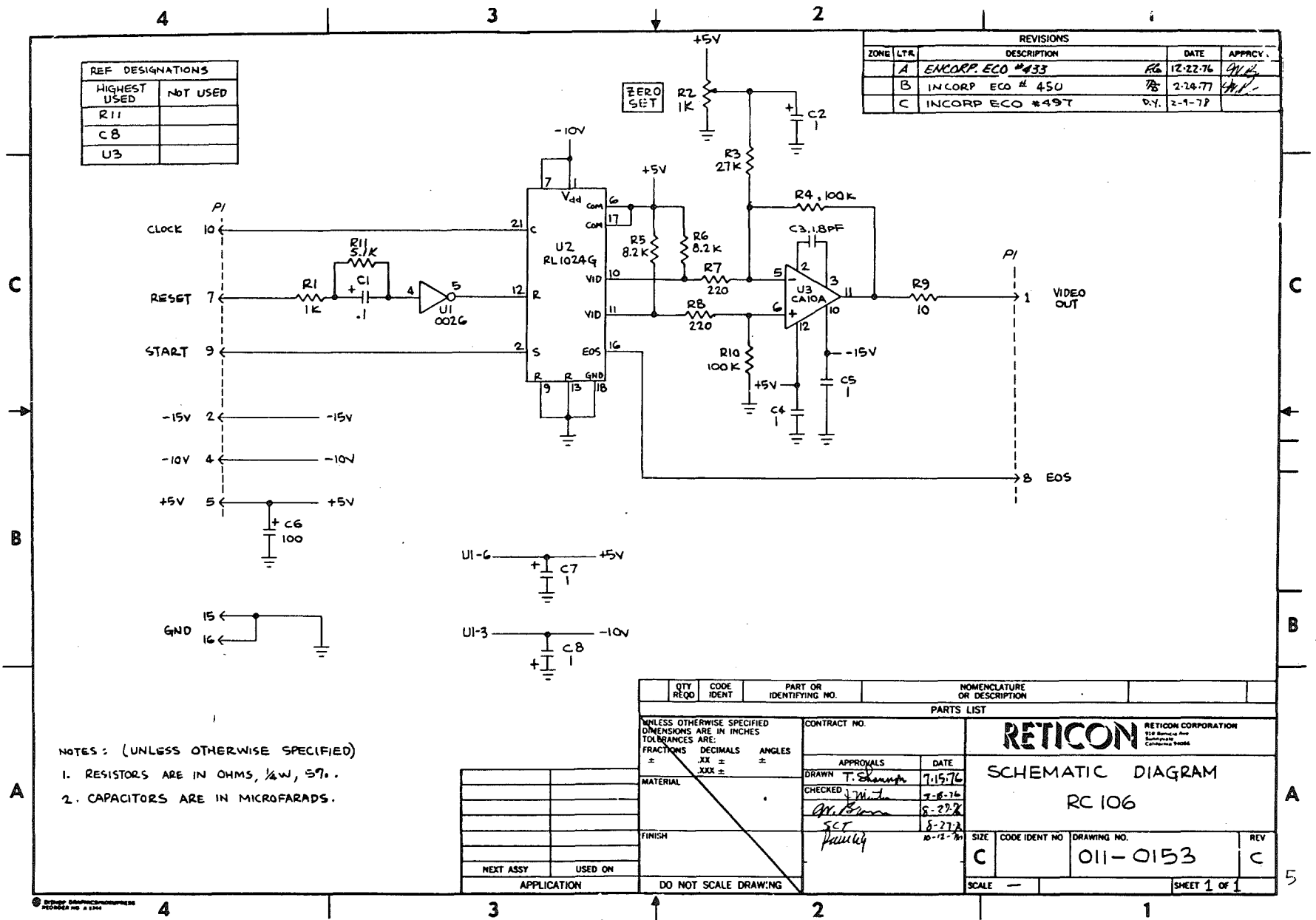
Abb. 10 Schematische Darstellung der Geometrie und der idealisierten Empfindlichkeitskurven des verwendeten Halbleiter-Bildsensors. Die lichtaktiven Bereiche sind durch Schraffierung gekennzeichnet.

Die spektrale Empfindlichkeit der Dioden variiert wie für Silizium-Photodioden üblich: Sie ist maximal bei 700 - 800 nm, und bei 400 nm bzw. 1000 nm ist sie auf etwa 40 % der Maximalempfindlichkeit abgefallen. Sie können also gut im gesamten sichtbaren sowie im nahen infraroten Spektralbereich eingesetzt werden. In dem integrierten Schaltkreis RL 1024 G ist jeder Photodiode ein Kondensator mit einer Kapazität von ca. 0,6 pF parallelgeschaltet, der auf 5 Volt aufgeladen wird. Bei Bestrahlung mit Licht wird der Kondensator entsprechend der Intensität und Dauer der Lichteinstrahlung durch den Photostrom entladen. Die "Auslesung" einer Diode erfolgt in der Weise, daß der Kondensator durch Schließen eines jeder Diode zugeordneten Transistor-Schalters mit einem Verstärker ("video buffer", Pin 10, vgl. Abb. 11) verbunden wird; die Absenkung der Kondensatorspannung gegenüber den ursprünglich vorhandenen 5 V ist ein Maß für die von der Diode absorbierte Photonenzahl. Nachdem der Spannungsverlust in einer "Sample-and-Hold"-Schaltung gespeichert wurde, wird der Kondensator wieder auf volle 5 V aufgeladen ("video recharge", Pin 9; "recharge gate", Pin 12).

Der Schaltkreis enthält neben den Dioden, Kondensatoren und Transistorschaltern noch die Elektronik zur seriellen Ansteuerung aller 1024 Schalttransistoren. Zusätzlich ist zu jeder Photodiode eine weitere Diode ("dummy diode") mit Kondensator und Schalttransistor so eingebaut, daß sie nicht vom Licht bestrahlt wird. Ihr Kondensator wird gleichzeitig mit demjenigen der zugeordneten Photodiode wieder aufgeladen ("dummy recharge", Pin 13), und bei der Auslesung wird in Wirklichkeit nur der Unterschied der Spannungsabfälle beider Kondensatoren verstärkt und der weiteren Signalverarbeitung zugeführt. So wird erreicht, daß Einstreuungen von der Schaltelektronik und die Entladung des Kondensators durch Leckströme weitgehend kompensiert werden.

Der integrierte Kreis ist in einem 22-poligen "dual-in-line"-Gehäuse untergebracht. Er wurde zusammen mit der "Array"-Karte RC 106 (Abb. 11) und der "Mutter"-Platine RC 100 B (Abb. 12) beschafft. Diese beiden Karten stellen die erforderlichen äußeren digitalen Steuersignale bereit und verarbeiten das analoge Auslesesignal des Bildsensors soweit, daß am Ausgang ("video out") eine zur Beleuchtung proportionale Spannung ($0 \text{ V} \hat{=} \text{dunkel}$, unge-

Abb. 11 Stromlaufplan der "Array"-Platine RC 106 mit dem Sockel zur Aufnahme des Bildsensors RL 1024 G



REF DESIGNATIONS	
HIGHEST USED	NOT USED
R11	
C8	
U3	

REVISIONS				
ZONE	LTR	DESCRIPTION	DATE	APPRCV
A		ENCORP ECO #433	12-22-76	9/12
B		INCORP ECO # 450	2-24-77	1/1
C		INCORP ECO #49T	0.V. 2-1-77	

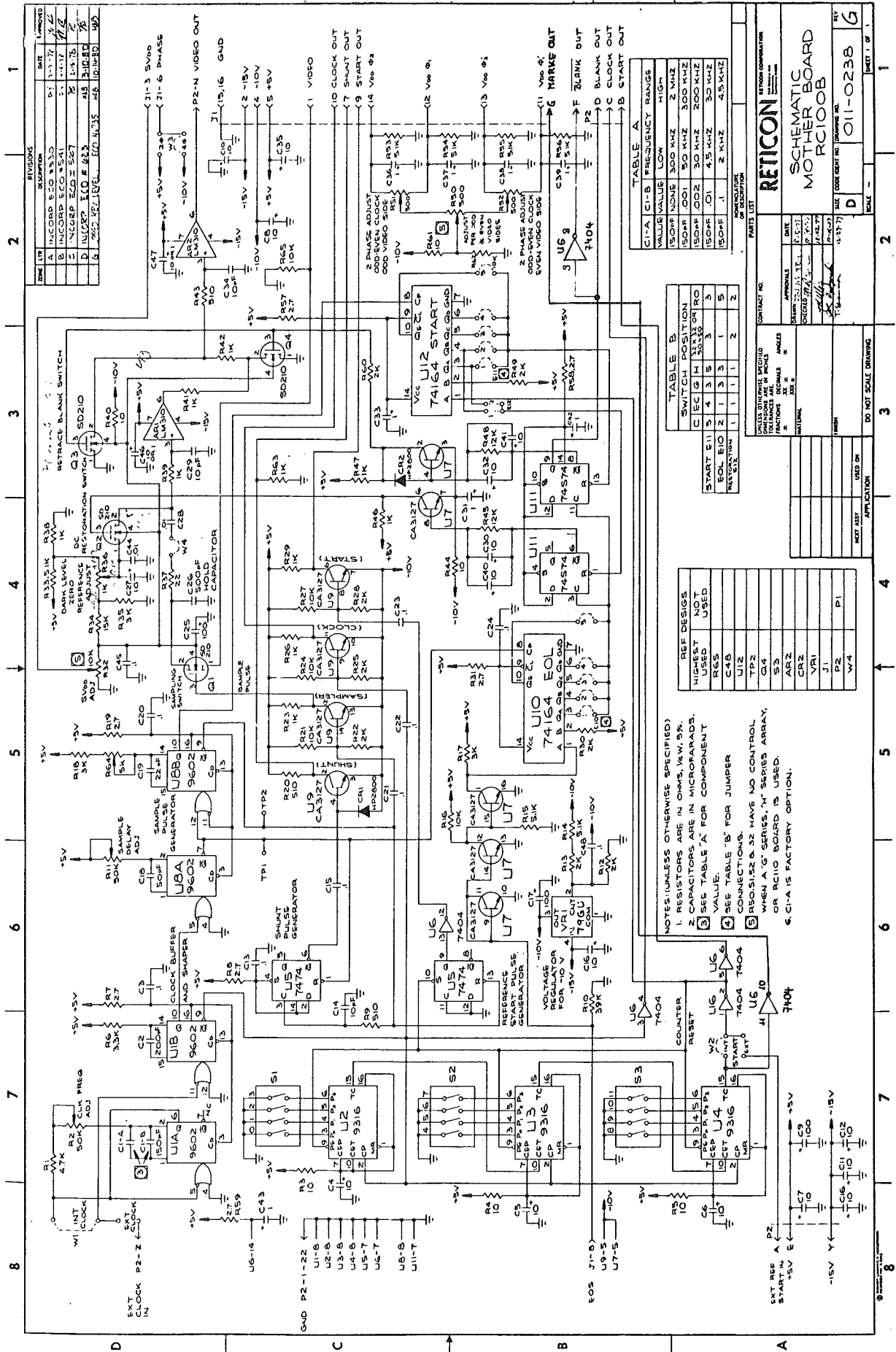
NOTES: (UNLESS OTHERWISE SPECIFIED)
 1. RESISTORS ARE IN OHMS, 1/4W, 5%.
 2. CAPACITORS ARE IN MICROFARADS.

QTY REQD	CODE IDENT	PART OR IDENTIFYING NO.	NOMENCLATURE OR DESCRIPTION
PARTS LIST			
UNLESS OTHERWISE SPECIFIED DIMENSIONS ARE IN INCHES TOLERANCES ARE: FRACTIONS ± .010 DECIMALS ± .005 ANGLES ± .010		CONTRACT NO.	RETICON CORPORATION 918 Bannock Ave. Sunnyvale, California 94086
MATERIAL		APPROVALS DRAWN T. Schmitt CHECKED J. White M. Brown SCT P. Kelly	DATE 7-15-76 7-28-76 8-22-76 10-12-76
FINISH		RETICON SCHEMATIC DIAGRAM RC 106	
NEXT ASSY	USED ON	SIZE C	CODE IDENT NO 011-0153
APPLICATION		DO NOT SCALE DRAWING	DRAWING NO. 011-0153
		SCALE	REV C
			SHEET 1 OF 1

fähr -2,5 V Sättigung) zur Verfügung steht.

Die Auslesung aller Photodioden eines Bildsensors geschieht seriell, d.h. über einen 1024:1 Multiplexer. Das zur Umschaltung erforderliche Taktsignal wird am "Clock"-Eingang eingespeist (Pin 21, "active low" für mindestens 200 nsec, Wiederholrate maximal 1 MHz). Ein Auslesevorgang wird über den "Start"-Eingang (Pin 2, "active high") in Verbindung mit einer negativen Taktflanke ausgelöst, wobei ein zeitlicher Überlapp zwischen Start- und Taktsignal von mindestens 50 nsec erforderlich ist. Der nächste Taktimpuls bewirkt die Auslesung der ersten Diode. Die darauffolgenden 1023 Taktpulse veranlassen die Auslesung der restlichen Photodioden, bzw. der ihnen zugeordneten Speicherkondensatoren. Die Spannungen erscheinen ca. 500 nsec nach dem jeweiligen Taktimpuls auf den Leitungen "video buffer" bzw. "dummy buffer", und die Differenz zwischen beiden Signalen ergibt, wie oben erläutert, das von Störungen einigermaßen befreite Photodiodensignal als Analogimpuls. Wenn alle 1024 Dioden ausgelesen sind, bleiben nachfolgende Taktimpulse unwirksam bis ein neues "Start"-Signal gegeben wird, das ein erneutes serielles Auslesen aller Dioden initiiert.

Die erforderlichen digitalen Signale werden von der zugehörigen "Mutter"-Platine RC 100 B bereitgestellt; diese wird hier in der "externen" Betriebsart verwendet, d.h. sie erhält die Referenzimpulse für Start- und Taktsignal von einem zentralen Impulsgeber, der die Elektronik aller vier Sensoren mit einem gemeinsamen Takt versorgt. Die Karte RC 100 B enthält auch die "Sample-and-Hold"-Schaltung zur Aufbereitung der Analogimpulse bei der Photodiodenauslesung und Einstellelemente, mit denen der günstigste Zeitpunkt der Probennahme eingestellt werden kann. Nach der Probennahme, d.h. nach Ende des Sampling-Pulses erzeugt die Karte den "Shunt"-Puls, der über das "Recharge-Gate" (Pin 12, "active low", Pulsende vor dem nächsten Taktimpuls) das Wiederaufladen der Kondensatoren der gerade ausgelesenen Photo- und "Dummy"-Diode bewirkt. Auf der Platine RC 100 B wird außerdem ein "Blanking"-Signal generiert (Pin D auf Steckerleiste P2, "TTL active low"), das den Beginn der Auslesung der ersten Diode und das Ende der Auslesung der 1024. Diode anzeigt. Das Komplement zu diesem Signal ("TTL active high") wird an Pin P2-F bereitgestellt. Dieses zweite "Blanking"-Signal, eine



Eigenbauerweiterung, steht für Kontrollzwecke an der Frontplatte des Elektronikgehäuses zur Verfügung, und zwar für alle vier Bildsensoren getrennt. Am Ende eines Auslesedurchlaufs werden auf der Karte noch einige logische Operationen ausgeführt, die es erfordern, daß nach dem Takt-Impuls, der das Auslesen der 1024ten Diode bewirkt, noch mindestens 7 weitere Taktpulse folgen müssen, ehe das nächste Start-Signal korrekt berücksichtigt werden kann.

Für die Wahl des zeitlichen Abstandes zweier Takt-Impulse, bzw. die sich daraus ergebende Auslesezeit für einen ganzen Sensor gilt folgendes: Vom Prinzip her arbeitet die Kombination aus dem Speicherkondensator und der ihn entladenden Photodiode als Integrator für den Photonenstrom, der zwischen zwei auslesenden Wiederaufladungen einfällt. Die natürliche Wahl der Zeit zwischen zwei Auslesungen ergäbe sich aus dem Bedarf an neuen Daten; die natürliche Wiederholfrequenz für das Wellenlängenmeßgerät liegt bei ca. 1 Hertz, was eine akzeptable Reaktionszeit bei der Verwendung als Einstellkontrolle für den Laser und eine gute Meßrate bei fester oder langsam veränderlicher Laserfrequenz ergäbe. Die sich ergebende Zykluszeit von einer Sekunde ist jedoch nicht unmittelbar zu realisieren. Der Grund liegt in Leckströmen, durch die der Speicherkondensator auch ohne Lichteinfall entladen wird. Diese liegen in der Größenordnung von einem Pikoampere. Die Speicherkapazität von ca. 0,6 pF wäre nach einer Sekunde zu einem Drittel entladen; da die Leckströme zudem von Diode zu Diode über weite Bereiche schwanken, wäre die Meßgenauigkeit stark eingeschränkt. Es ist deshalb erforderlich, die Auslesungen so schnell zu wiederholen, daß die Leckströme keine wesentliche Rolle spielen. Gewählt wurde eine Wiederholzeit von 50 msec, die zu einer Entladung von weniger als 2 % führt, die meist unerheblich ist.

Die von den Photonen bewirkte Entladung der Speicherkondensatoren sollte groß sein gegen diejenige durch den Leckstrom, die etwa 1 % der Anfangsladung ausmacht. Andererseits darf die einstrahlte Lichtintensität nicht so groß sein, daß während der Integrationszeit von 50 msec der Photostrom den Speicherkondensator vollständig entlädt oder daß er schon vor Ablauf der 50 msec entladen wird, weil dann das Signal gesättigt und damit stark verfälscht wird. Die Lichtintensität wird so eingestellt, daß die hellsten

Stellen des Bildes innerhalb der 50 msec gerade 50 % bis 80 % des Sättigungssignals ergeben. Aus diesem Grund müssen die vier Signalzweige untereinander in der Intensität angepaßt werden.

Da, wie gesagt, die Dioden die Lichtintensität zwischen zwei Auslesungen aufintegrieren, ist für das Auslesesignal der zeitliche Verlauf der Intensität ohne Belang, solange nur die über die Ausleseperiode gemittelte Intensität im Dynamikbereich bleibt. Darin liegt ein wesentlicher Vorteil dieser Art Wellenlängenmesser gegenüber anderen Meßgeräten, wie z.B. dem "Scanning Michelson Interferometer". Kurzzeitige Intensitätsschwankungen des Lasers, wie sie zum Beispiel bei Freistrahlfarbstofflasern auftreten, stören die Wellenlängenbestimmung nicht.

Die zum Sättigen des Auslesesignals der Dioden erforderliche Bezugsintensität ergibt sich wie folgt: Laut Datenblatt ist zur vollständigen Entladung der den Dioden parallel geschalteten Kondensatoren ($Q \hat{=} 3 \text{ pC} = 2 \cdot 10^7$ Elektronen) bei einer Lichtwellenlänge von ungefähr 600 nm eine Beleuchtungsdichte von ca. $1,3 \text{ } \mu\text{J}/\text{cm}^2$ erforderlich. Die wirksame Fläche einer Diode (vgl. Abb. 10) ist etwa $5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$. Die bei vollständiger Entladung absorbierte Photonenenergie beträgt ca. 7 pJ. Das sind etwa $2 \cdot 10^7$ Photonen. Ein Vergleich mit der Ladungsangabe von 3 pC zeigt, daß - wie für Silizium-Dioden üblich - im Mittel ein Photon ein Elektron freisetzt. Da über jeweils 50 msec integriert wird, ist die Sättigungsleistungsdichte $30 \text{ } \mu\text{W}/\text{cm}^2$. Die demnach zum Betrieb erforderliche Beleuchtungsdichte von ungefähr $25 \text{ } \mu\text{W}/\text{cm}^2$ über einen die lichtempfindliche Fläche des gesamten Sensors einschließenden Bereich ist jedenfalls immer leicht bereitzustellen.

Das bei der Auslesung einer Photodiode vom Differenzverstärker (U3 im Schaltplan der "Array"-Platine RC 106, Abb. 11) abgegebene "Video"-Signal hat einen Verlauf, der nicht ohne weiteres für die nachfolgende Verarbeitung (Digitalisierung) geeignet ist. Der zeitliche Verlauf dieses "Video"-Signals ist in Abbildung 13 dargestellt. Es wird durch die auf der Karte RC 100 B untergebrachte "Sample-and-Hold"-Schaltung zu einem Rechtecksignal ("sampled and held boxcar signal") aufgearbeitet, dessen Signalthöhe (Spannungswert) ein lineares Maß für die von einer Photodiode aufgesammelte Lichtmenge darstellt. Dazu wird über den

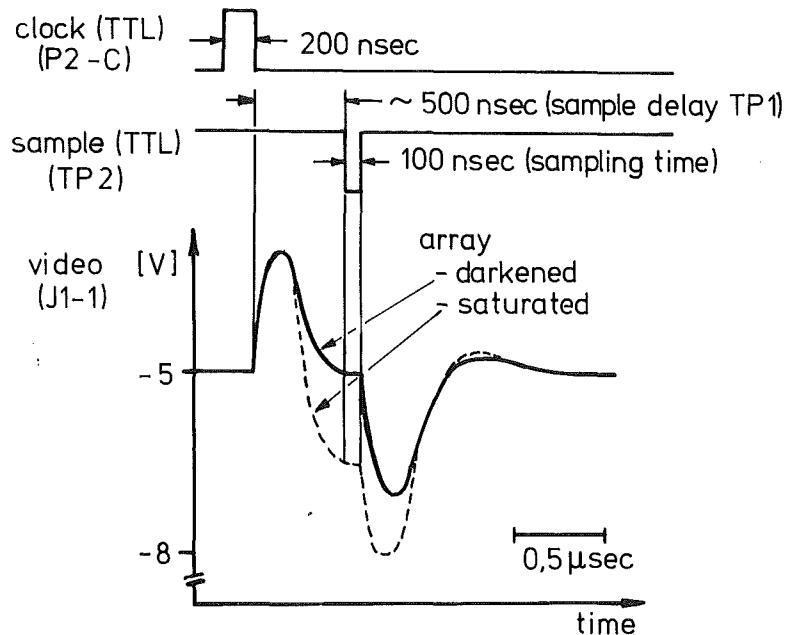


Abb. 13: Darstellung des Zeitverlaufs der Auslesesignale einer Photodiode des Bildsensors. Die Signalnamen und die in Klammern angegebenen Stellen der Probennahme beziehen sich auf die dem Sensor zugeordnete "Mutter"-Platine RC 100 B (Schaltplan siehe Abb. 12)

"Sampling Switch" (Q1 im Schaltplan der Karte RC 100 B, Abb. 12) während des "Sampling"-Pulses der augenblickliche Spannungswert des Photodioden-Auslesesignals auf den "Hold"-Kondensator (C26: 500 pF) übertragen, der den Wert bis zum "Sampling" der nächsten Photodiode speichert. Zu dieser Spannung wird über den Kondensator C28 eine Gleichspannung addiert, durch die die Ausgangsspannung bei Dunkelheit der Diode auf 0 V eingestellt werden kann. Der nachfolgende Operations-Verstärker ("voltage follower", AR1) hat einen typischen Eingangsstrom von 2 nA, der die Kondensatoren entlädt und damit die Spannungswerte verändert. Dieser Einfluß ist beim Halte-Kondensator C26 vernachlässigbar klein, da er mit jedem Takt ($\nu \approx 100$ kHz) wieder aufgefrischt wird. Der Kondensator C28 muß jedoch seine Spannung während der Auslesung aller 1024 Photodioden halten - er wird erst in der Zeit zwischen Ende der Auslesung der 1024ten und dem erneuten

Auslesen der ersten Diode wieder aufgeladen. Daraus resultiert die Anweisung in der technischen Anleitung zur Platine RC 100 B, den Kondensator C28 bei Auslesezeiten größer als 5 msec von 10 pF auf 100 pF zu ändern.

Bei der gewählten Taktfrequenz von knapp 100 kHz ergibt sich damit ein Spannungsabfall von Anfang bis Ende einer Auslesung eines Sensors (1024 Dioden - ca. 11 msec) von weniger als 0,5 mV. Dieser Spannungsabfall liefert keine nennenswerte Signalverfälschung des Auslesesignals, das bei einer Beleuchtung, die zur Sättigung des Diodensignals führt, im Bereich -2 V bis -3 V liegt. Der eigentliche Ausgang ("video out", P2-N) wird von einem Operationsverstärker (AR2 - "voltage-follower") getrieben, der maximal 25 mA abgeben kann. Dieser Ausgang ist für alle vier Bildsensoren außer zur "ADC"-Platine auch an die Frontplatte des Elektronikgehäuses geführt, so daß an einem Oszillographen eine laufende Überwachung der Interferenzmuster, wie sie die Sensoren aufnehmen, möglich ist.

Oft will man nicht das gesamte 1k-Datenspektrum eines Bildsensors betrachten, sondern man möchte einen einzelnen oder wenige der 1024 Bildpunkte oszillographisch genauer untersuchen. Dies gelingt nicht ohne weiteres, weil ein Oszilloskop meistens nicht 1000 Punkte auflöst. Bei Spreizung der Zeitachse ist dies zwar leicht möglich, dann ist allerdings schwer feststellbar, welche der 1024 Dioden gerade dargestellt werden. Typischerweise tritt ein solches Problem dann auf, wenn man die Linienform eines einzelnen Maximums genauer betrachten will. Sowohl beim Gitterspektrometer wie auch bei den drei Fabry-Perot-Interferometern beträgt die volle Halbwertsbreite (FWHM) der Intensitätsmaxima nur wenige Diodenabstände der Bildsensoren.

Für eine einfache und genaue Lösung dieses Problems wird ein "Preset"-Zähler verwendet, der sich auf der "Mutter"-Platine befindet und dessen Ausgang unbenutzt bleibt, wenn die vier Sensoren mit einer gemeinsamen externen Ansteuerung betrieben werden. Dieser 12 Bit "Binär"-Zähler teilt bei interner Steuerung die Taktfrequenz auf die durch Schalter einstellbare Startpulsfolgefrequenz. Auch bei externer Ansteuerung dient der nun von außen eingespeiste Startpuls als "Preset"-Puls für den Zähler. Dabei wird der Zähler

auf den durch Schalter eingestellten Zustand überschrieben. Jeder folgende Taktimpuls inkrementiert den Zählerstand, dessen Ausgang ("terminal clock") die höchstmögliche Zählerstellung, nämlich alle Bits gesetzt, anzeigt. Dieser bei externer Ansteuerung normalerweise unbenutzte Ausgang wurde für alle vier Sensoren nach außen geführt (Eigenbauerweiterung auf der Platine RC 100 B: Pin P2-G, "active low" für eine Taktperiode). Er steht an der Frontplatte des Elektronikgehäuses als "Markierungs"-Signal zur Verfügung. Der TTL Puls kann bei entsprechender Schalterstellung des "Preset"-Zählers auf der Karte den Auslesezeitpunkt jeder beliebigen Diode markieren, indem man dieses Signal parallel zum Analogausgang des Sensors auf einer zweiten Oszillographenspur darstellt oder es als Triggersignal verwendet, um damit am Beginn der Oszillographenspur das Signal einer ganz bestimmten Diode darzustellen.

4.2.2 Die zentrale Steuerung

Sämtliche Abläufe in der Steuerelektronik laufen getaktet ab, so daß zwischen den einzelnen Signalen feste zeitliche Beziehungen bestehen. Der gemeinsame Takt wird auf der zentralen Taktgeberplatine erzeugt (vgl. Abb. 9: "Pulse Generation Board"), ihr Schaltbild ist in Abbildung 14a wiedergegeben. Abbildung 14b zeigt den dazugehörenden Lageplan. Als zentraler Oszillator arbeitet ein rückgekoppeltes Monoflop (J2.4). Es liefert kurze Nadelpulse von 20 nsec Pulsdauer. Die Wiederholrate und damit die Frequenz dieser Pulse ist durch die Zeitkonstante (R8 und C23) des Monoflops gegeben und kann über den Einstellwiderstand R8 verändert werden. Gewählt wurde eine Periode von ungefähr 11 μ sec. Das nachgeschaltete zweite Monoflop (J2.5:"Shaper") erlaubt an R5 eine Einstellung der Impulsbreite der Taktpulse (ca. 100 nsec).

Mit diesem Takt werden alle vier Bildsensoren gemeinsam angesteuert. Wie im vorangegangenen Abschnitt erläutert, werden mit der Taktfrequenz die Sensorendioden seriell angelesen, d.h. alle nachfolgenden Verarbeitungsstufen der Auslesesignale müssen die so festgelegte synchrone Datenrate von fast 100 kHz verarbeiten. Dies gilt auch für den Abspeichervorgang im Prozeßrechner. Insbe-

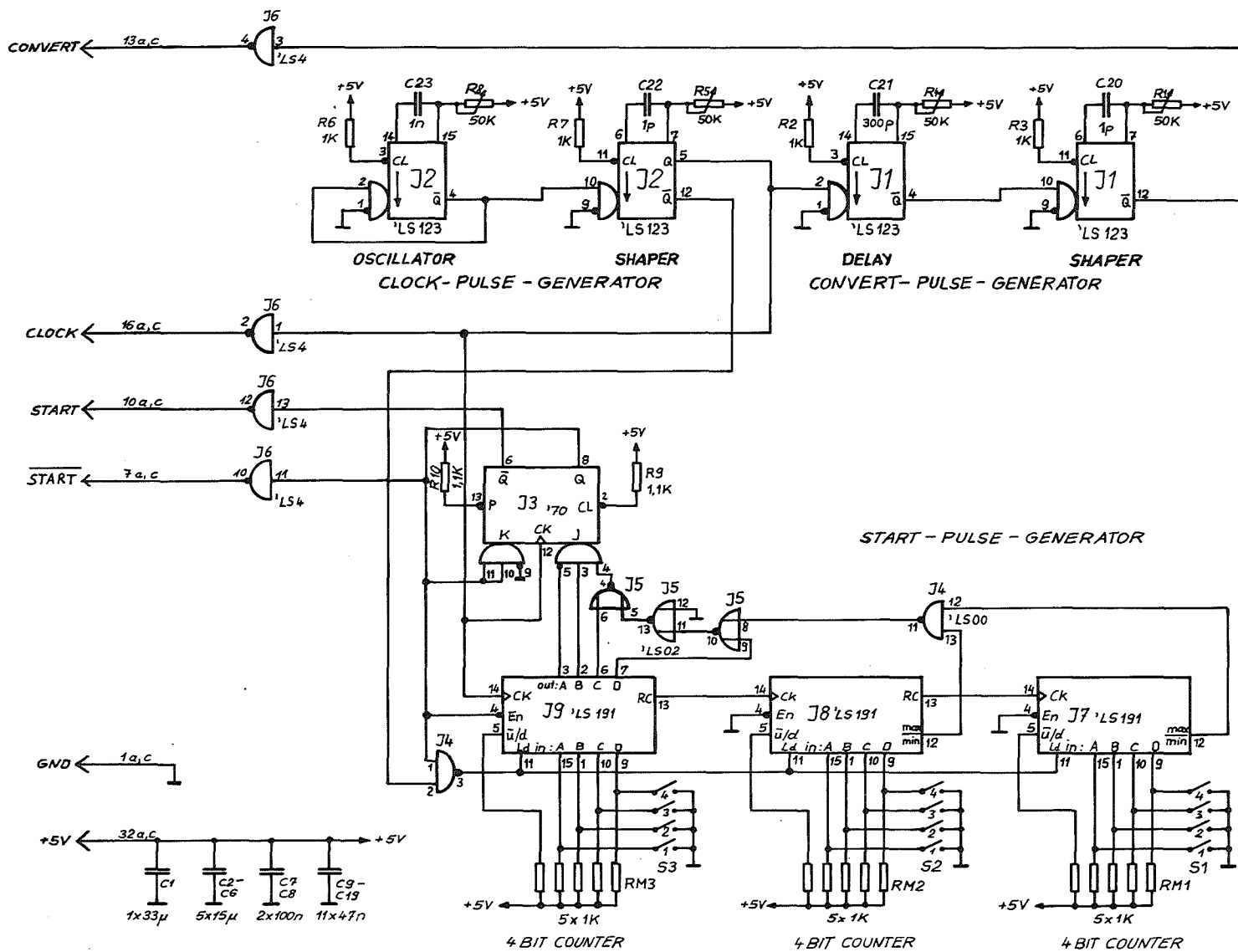


Abb. 14a: Stromlaufplan der zentralen Taktgeberplatine

sondere muß der ADC mit dieser Frequenz die Analogwerte digitalisieren. Der "Konvertier"-Befehl an den ADC muß jedoch mit einer Phasenverschiebung in Bezug auf den Taktimpuls erfolgen, da beim Konvertier-Beginn das analoge Eingangssignal des ADC's seine endgültige Signalhöhe erreicht haben muß, d.h. alle Einschwingvorgänge abgeklungen sein müssen. Nach einer Wartezeit von 4 μ sec bezüglich des Taktsignals ist diese Bedingung für das Auslesesignal der Bildsensoren ("video signal", Pin P2-N auf der "Mutter"-Platine), das über einen Analog-Multiplexer am ADC anliegt, erfüllt. Die Pulslänge des "Konvertier"-Pulses beträgt 0,4 μ sec. Der Puls wird mit Hilfe zweier Monoflops (J1) auf der Taktgeberplatine aus dem Taktimpuls gewonnen. Am R4 kann die zeitliche Verzögerung und an R1 die Pulslänge eingestellt werden.

Auf der Taktgeberplatine befindet sich außerdem ein programmierbarer Teiler, der aus dem Taktsignal das "Start"-Signal erzeugt. Es wird in den Schaltbildern auch mit S bzw. \bar{S} (für das Komplement) bezeichnet. Der Teiler zur Signalerzeugung ist aus einem 12-Bit-Dual-Zähler und einem nachgeschalteten Flipflop (J3) aufgebaut. Die Startpulse haben eine Pulslänge von genau einer Taktperiode. Die Wiederholrate wird mit drei 4-Bit-Schaltern festgelegt. Eingestellt wird das Teilerverhältnis von Start- zu Taktpulsen, das bis zu 1:4095 betragen kann. Realisiert ist eine Startpulsfolgeperiode von 12,5 msec.

Alle drei Steuersignale, die auf der Taktgeberplatine erzeugt werden, stehen für Kontrollzwecke auch an der Frontplatte des Elektronikgehäuses zur Verfügung. Das allgemeine Taktsignal ist mit "Clock" (TTL, "active low") bezeichnet, der Konvertiertakt als "Convert" (TTL, "active high") und das Startsignal S als "Start" (TTL, "active high").

Mit diesen drei Signalen werden sämtliche Abläufe der "Wave-meter"-Elektronik gesteuert, die periodische Auslesung der vier Bildsensoren und, nach einem Anforderungssignal durch das Meßprogramm, auch die Datenübertragung in den Speicher des Prozeßrechners. Die Randbedingungen für die Steuerung werden dabei sowohl von den Bildsensoren selbst als auch durch den Prozeßrechner festgelegt. Wie im vorangegangenen Abschnitt näher erläutert, müssen die Bildsensoren in regelmäßigem Abstand ausgelesen werden.

Auf der anderen Seite kann der Rechner immer nur ein Datum nach dem anderen im Speicher ablegen, wo natürlich jedem Bildpunkt, d.h. jeder Photodiode eines Sensors, eine feste Speicheradresse zugeordnet ist.

Realisiert wurde eine Steuerung, die die vier Bildsensoren nacheinander periodisch ausliest, unabhängig vom Datenbedarf des Rechners, allerdings stets in gleichbleibender Reihenfolge. Die Wiederholzeit beträgt vier Perioden des Startsignals, also ungefähr 50 msec, d.h. nach dieser Zeit wird jede Photodiode erneut ausgelesen, was, wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben, mit einer "Auffrischung" des Sensorpunktes verbunden ist. Die Zeit für die vollständige serielle Auslesung der Photodioden eines Bildsensors beträgt 1024 Taktperioden zu je 11 μ sec, das ist weniger als ein Viertel der Ausleseperiode von 50 msec. Somit ist es möglich, in der Zeit zwischen dem Ende der Auslesung der letzten Diode eines Sensors und dem erneuten Auslesen der ersten Diode dieses Sensors alle drei anderen Bildsensoren abzuarbeiten. Dieser zeitliche Zusammenhang ist im Impulsdigramm der Abb. 15 dargestellt. Dort ist in der ersten Zeile das Startsignal \bar{S} wiedergegeben. Die in den zwei folgenden Zeilen ausgegebenen Signale A0 und A1 stellen die dual kodierte Nummer des zur jeweiligen Zeit gerade ausgelesenen, d.h. "aktiven" Bildsensors dar. Diese beiden Signale liegen an den Adressleitungen eines zweifachen 1-aus-4-Multiplexers an (Abb. 9), der sowohl die Analogauswahl des aktuellen "Video"-Signals als auch die Verteilung der Startpulse \bar{S} auf die vier Bildsensoren steuert. Er befindet sich auf der ADC-Platine, deren Schaltplan in Abb. 16 im nächsten Abschnitt wiedergegeben ist. Die in Abb. 15 hinter jedem Signalnamen angegebenen Ortsangaben beziehen sich auf Punkte auf der ADC-Platine (Abb. 16a und c). Dort ist auch der 2-Bit-Zähler (D5), der vom Startsignal getaktet wird und die Adressensignale A0 und A1 für den Multiplexer erzeugt.

Aus Abb. 15 läßt sich weiterhin ablesen, daß die Auslesung der vier Bildsensoren in der Reihenfolge aufsteigender Nummerierung erfolgt. Über das Freigabesignal des Multiplexers (E6 in Abb. 16) wird aus dem Startsignal \bar{S} oder Startpuls S0 für den Sensor D0 erzeugt. Der Startpuls \bar{S} schaltet über den Zähler D5 auch den Multiplexer weiter. Das Signal S0 wirkt auf der "Mutter"-

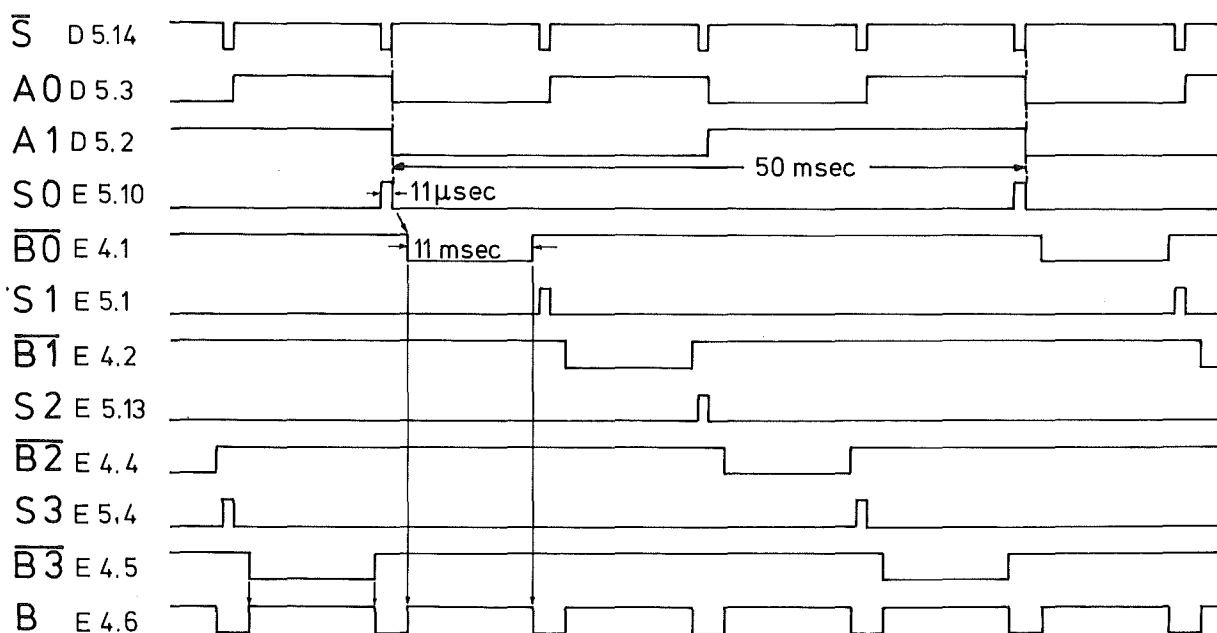


Abb. 15: Zeitbeziehungen zwischen den Steuersignalen zur periodischen Auslesung der vier Bildsensoren, für die jeweils das externe Startsignal S0 - S3 angegeben ist. Eingezeichnet sind außerdem die "Blanking"-Signale $\bar{B0}$ - $\bar{B3}$, die den eigentlichen Auslesevorgang des jeweiligen Sensors anzeigen. Die hinter den Signalnamen angegebenen Lagebezeichnungen beziehen sich auf den Schaltplan der ADC-Platine (Abb. 16); alles sind TTL-Pegel.

Platine des Sensors D0 als externes Startsignal für die serielle Auslesung der 1024 Photodioden dieses Sensors, der das Bild des Gitterspektrometers aufnimmt. Das analoge Auslesesignal des Sensors ("video signal", im Schaltplan der ADC-Platine [Abb. 16a] mit A0 bezeichnet) wird während dieser Zeit vom Multiplexer "durchgelassen". Während des Auslesevorgangs ist das "Blanking"-Signal $\bar{B0}$ gesetzt. Der nächste Startpuls \bar{S} bewirkt das Startsignal S1 und schaltet den Multiplexer auf das Auslesesignal des Sensors D1 um, dessen "Mutter"-Platine die Ausleseaktivität durch das "Blanking"-Signal $\bar{B1}$ anzeigt. Sensor D1 nimmt das Interferenzmuster des Fabry-Perot-Interferometers FPI 1 auf. Die nächsten

beiden Startpulse \bar{S} erzeugen S2 bzw. S3 und wirken in der gleichen Weise auf die Sensoren von FPI 2 bzw. FPI 3. Dann folgt wieder der Sensor D0 usw. Die entsprechenden Steuersignale sind für alle vier Sensoren in Abb. 15 dargestellt.

Das in der letzten Zeile abgebildete allgemeine "Blanking"-Signal B stellt das logische "Oder" der einzelnen "Blanking"-Signale $\bar{B0}$ bis $\bar{B3}$ dar. Es wird mit einem 4fach "Nand"-Gatter (E4 auf der ADC-Platine) aus diesen vier Signalen gewonnen. Das "Blanking"-Signal B ist also immer dann gesetzt, wenn ein Sensor gerade ausgelesen wird, d.h. es zeigt die Gültigkeit des analogen "Video"-Ausgangs (E6.12) des Multiplexers an. Auf der ADC-Platine dient das "Blanking"-Signal B als ein Freigabesignal für den "Konvertier"-Takt des ADC, d.h. solange es nicht gesetzt ist, blockiert es die "Konvertier"-Pulse, die eine Digitalisierung des am Eingang des ADC's anstehenden Spannungswertes bewirken. Für die Freigabe des "Konvertier"-Pulses ist noch ein zweites Signal erforderlich, das nach einer Datenanforderung des Rechners gesetzt wird. Dies bedeutet, daß der ADC nur dann aktiviert wird, wenn Daten angefordert und in den Speicher des Rechners übertragen werden.

Alle bisher beschriebenen Vorgänge in der "Wavemeter"-Elektronik laufen, wie schon zu Beginn dieses Abschnittes gesagt, periodisch ab, ohne daß das Meßprogramm des Prozeßrechners auf diese Abläufe einwirken kann. Die Bildsensoren werden also auch dann ausgelesen, wenn die Daten gar nicht in den Speicher des Rechners übertragen werden. Die Bildinformation kann in diesem Fall oszillographisch sichtbar gemacht werden. Sie steht an der Frontplatte des Elektronikgehäuses an den vier "Video"-Ausgängen in analoger Form zur Verfügung. Eine Möglichkeit, alle vier Interferenzmuster auf einem Oszillographen darzustellen, ist mit einem Vier-Kanal-Oszillographen-Vorsatzgerät gegeben. Die vier "Video"-Signale der Bildsensoren D0, D1, D2 und D3 werden in dieser "Auslese"-Reihenfolge an die vier Eingänge des Vorsatzgerätes angeschlossen. Das Vorsatzgerät wird im "Alternate"-Modus betrieben. Als externes Triggersignal für die alternierende Kanalschaltung wird der Startpuls S verwendet, der ebenfalls an der Frontplatte des Elektronikgehäuses zur Verfügung steht. Der Oszillograph wird in Zeitdarstellung betrieben, wobei die Ablenkzeit so einge-

stellt wird, daß das serielle Auslesesignal eines Sensors, das 1024 Taktperioden zu je 11 μ sec lang ist, gerade eine Bildschirmzeile füllt. Als externes Triggersignal für den Oszillographen dient ebenfalls das Startsignal S, denn die Startpulse markieren immer den Beginn des 1k-Datenspektrums eines Sensors. Die Periode der Startpulse S ist mit ca. 12,5 msec so gewählt, daß zwischen zwei aufeinanderfolgenden Sensorspektren genügend Zeit für den Zeilenrücklauf des Elektronenstrahls des Oszillographen bleibt. Genau wie der interne Multiplexer, der für den ADC die Analogauswahl trifft, schaltet das Vorsatzgerät mit jedem neuen Startimpuls auf den nächsthöheren Eingangskanal um, wo die analogen Daten des nächsten Bildsensors anliegen. Allerdings ist eine vertikale Trennung der vier Sensorspektren auf einem gemeinsamen Oszillographenschirm mit dem Multiplexersignal nicht möglich. Da das Startsignal S die Phaseninformation des internen Multiplexers, wann welcher Sensor ausgelesen wird, nicht enthält, hat man beim Einschalten des Oszillographen-Vorsatzgerätes vier verschiedene Anfangsmöglichkeiten der Synchronisation. Jedoch nur in einem Fall sieht man die Information der Bildsensoren. Durchschnittlich wird man lediglich in einem Viertel der Fälle die richtige Zuordnung treffen. Allerdings bleibt, da die Reihenfolge der Auslesung der Bildsensoren und die Umschaltfolge des Vorsatzgerätes festliegt, das richtige Bild stehen, wenn man es einmal getroffen hat.

Die Ausleseperiode von 50 msec führt zu einer Bildwiederholrate von 20 Hz. Somit flackert das Oszillographenbild der vier Sensorsignale kaum. Auf diese Weise ist eine einfache Möglichkeit der laufenden Überwachung des Wellenlängenmeßgerätes gegeben; für die Justierung des optischen Aufbaus ist diese Darstellungsart unerläßlich.

4.2.3 Die Übertragung der Sensordaten in den Prozeßrechner

Wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben, steuert die Elektronik des Wellenlängenmeßgerätes die Auslesung der vier Bildsensoren autonom, d.h. ohne Bezug zu den Abläufen im Prozeßrechner. Wenn das Meßprogramm im Rechner von der Elektronik des "Wavemeters"

neue Daten anfordert, muß erst ein bestimmter (Anfangs-) Zeitpunkt im periodischen Ablauf der Auslesesteuerung abgewartet werden, bevor der Datentransfer beginnen kann. Diese Synchronisation zwischen dem Meßprogramm (Rechnertakt) und den Abläufen in der Auslese-Elektronik des Wellenlängenmeßgerätes erfolgt auf der ADC-Platine, auf der auch die elektrische Verbindung zum Rechner beginnt. Das Schaltbild dieser Platine ist in Abb. 16 wiedergegeben. Man erkennt links oben den Multiplexer (E6), der zusammen mit dem 2-Bit-Zähler (D5) die periodische Auslesung der vier Bildsensoren steuert. Gleichzeitig schaltet er das "Video"-Signal (A0-A3) des jeweils "aktiven" Bildsensors auf den Analogeingang des ADC's (A5.30). Der ADC digitalisiert Spannungen zwischen 0 und -5 Volt. In Abb. 16b ist dieser Teil der Schaltung vergrößert dargestellt. Das Ergebnis steht in Form einer 12-stelligen Dualzahl an den Datenausgängen für die Parallelübertragung in den Rechner zur Verfügung. Der ADC wird durch das "Konversions"-Signal (A5.21, "Con") in der Weise gesteuert, daß ein positiver TTL-Puls von mindestens 50 nsec Dauer den ADC zurücksetzt und eine neue Konversion initialisiert. Die "Konversions"-Pulse werden über ein "And"-Gatter (E4.8 und E3.2) aus dem "Konversions"-Takt gewonnen: Das "Busy"-Flipflop (D4) gibt den "Konversions"-Takt frei, innerhalb eines Auslesezyklus übernimmt das "Blanking"-Signal (E4.6) die Steuerung. Das "Busy"-Flipflop übernimmt auch die Synchronisation zwischen dem Datenbedarf des Rechners und der periodischen Auslesung der Bildsensoren: Der Dateneingang des getakteten D-Flipflops (D4.2) wird vom Zähler C6 gesetzt ("Min"-Ausgang, C6.12), der die Datenanforderung des Rechners speichert und die Anzahl der in den Rechner übertragenen Auslesezyklen zählt. Der Ausgang (D4.6) des "Busy"-Flipflop ändert sich jedoch erst mit dem nächsten Startpuls S0, der den Anfang eines jeden Auslesezyklus markiert.

Der ADC, Modell 817 MC von Datel Intetsil Inc., hat eine Konversionszeit von zwei Mikrosekunden. Danach wird das Signal "Konversion beendet" gesetzt (A5.20, "EOC", TTL "active low"). Dieses Signal triggert das monostabile Flipflop (D3.9), das den "Daten bereit"-Puls (" \overline{DB} ", A2.5) erzeugt, der eine Pulsbreite von ungefähr 5 μ sec hat und dem Rechnerinterface ein neues Datum anzeigt.

Abb. 16a: Schaltpläne der ADC-Platine:
Stromlaufplan in der Gesamtübersicht

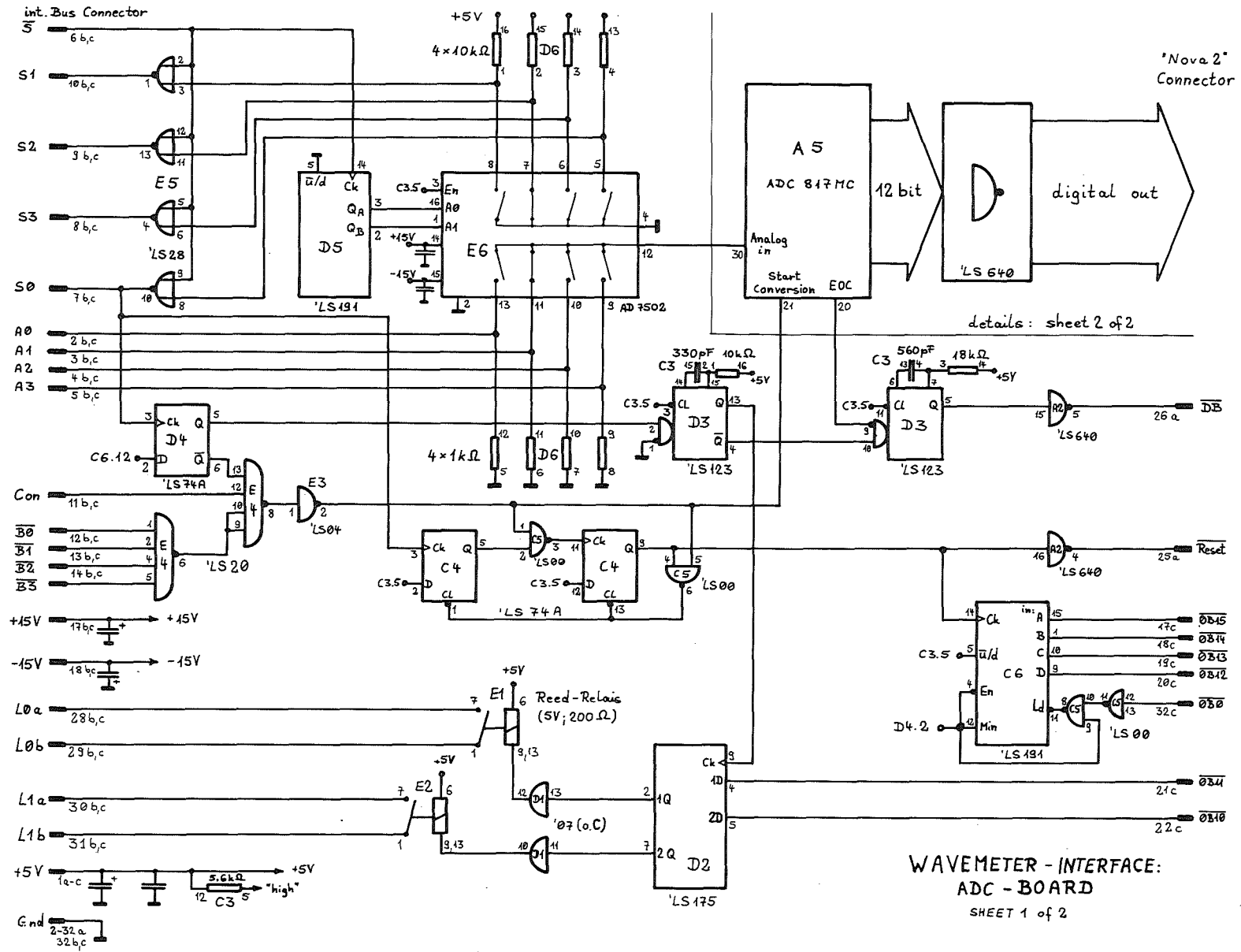
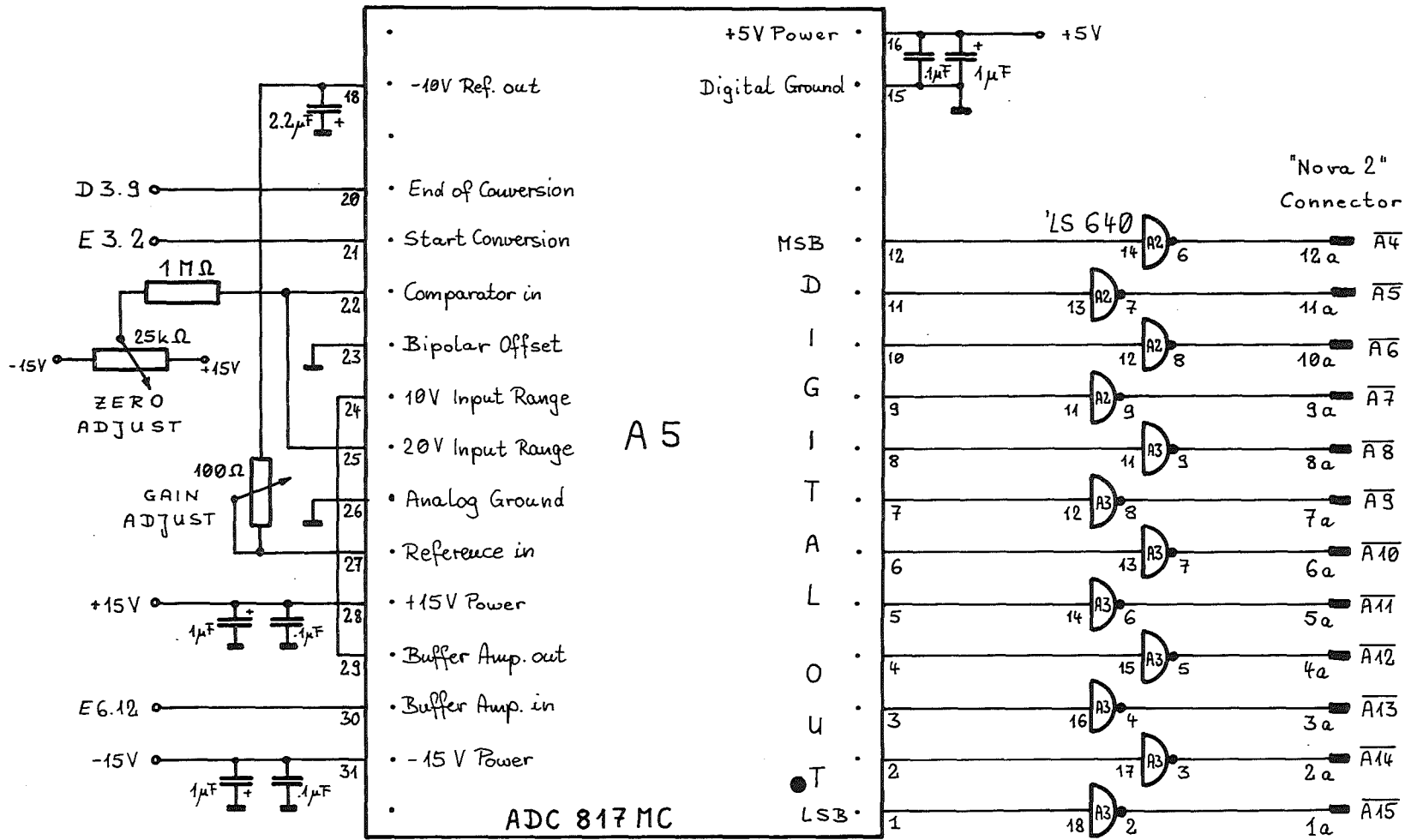


Abb. 16b: Schaltpläne der ADC-Platine:
Ausschnitt - Beschaltung des ADC und der Datentreiber



WAVEMETER - INTERFACE:
ADC - BOARD
SHEET 2 of 2

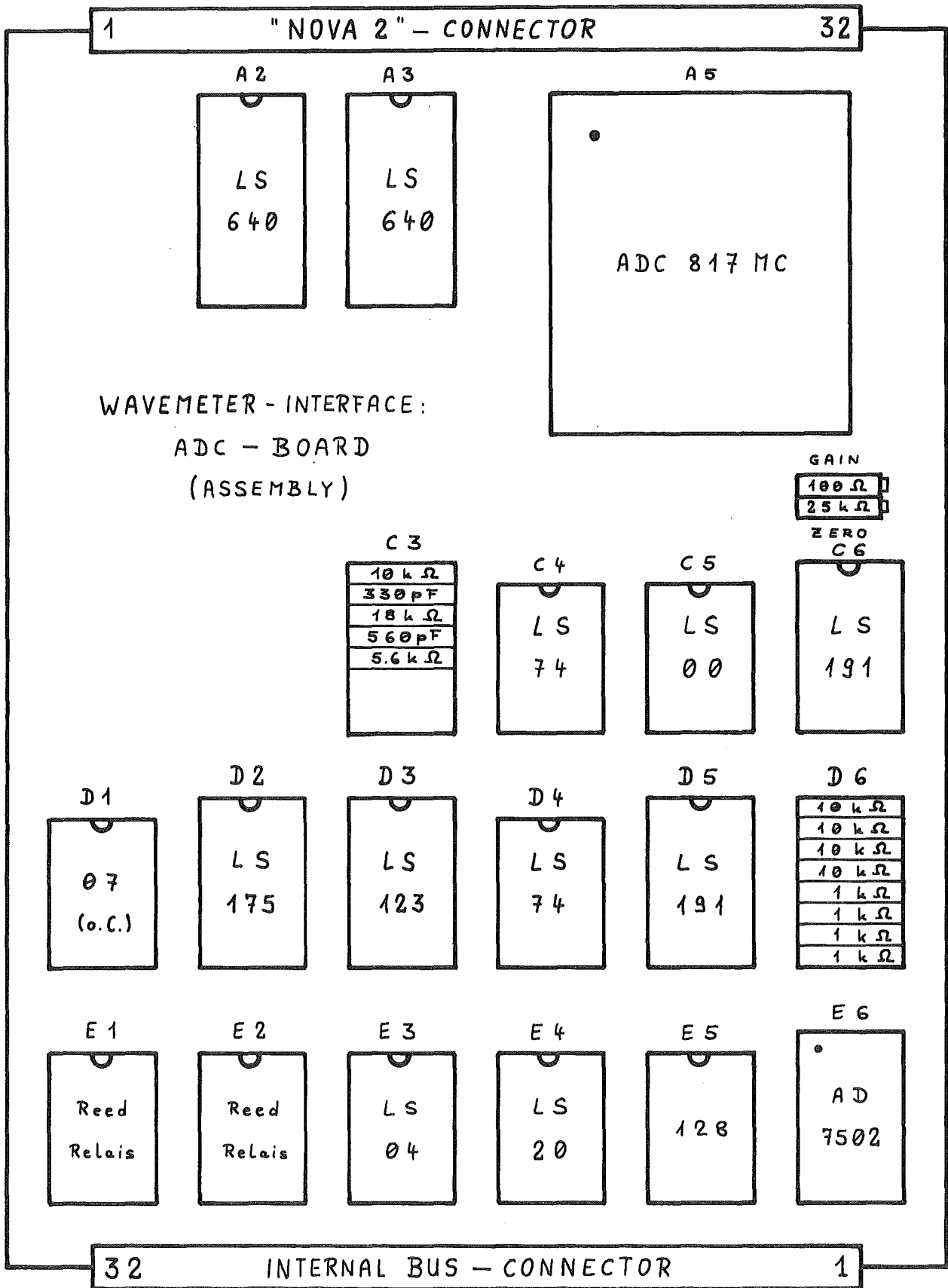


Abb. 16c: Schaltpläne der ADC-Platine:
Lageplan der ADC-Platine

Der erste "Daten bereit"-Puls eines jeden übertragenen 4k-Spektrums (4 Sensoren mit je 1024 Daten) wird dem Rechnerinterface durch das Begleitsignal "Reset" bekanntgegeben. Das "Reset"-Signal wird mit zwei Flipflops (C4) aus dem Startpuls S0 gewonnen. Es wird vom ersten Konvertierbefehl gesetzt und vom zweiten Konvertierbefehl zurückgesetzt. Auf diese Weise ist eine vollständige zeitliche Einbettung des ersten und nur dieses "Daten bereit"-Pulses nach dem Startsignal S0 in den "Reset"-Puls gewährleistet. Der Rechner interpretiert beim Auftreten der Kombination $\overline{\text{Reset}} = 0$ und $\overline{\text{DB}} = 1 \rightarrow 0$ das zugehörige Datum am ADC-Ausgang als Anfang eines neuen 4k-Datenspektrums und legt dieses Datum sowie die folgenden 4095 restlichen ADC-Werte des Auslesezyklus in den dafür reservierten Speicherzellen ab.

Da der "Reset"-Puls jeden Anfang eines übertragenen 4k-Datenspektrums markiert, kann man damit diese abzählen. Das geschieht mit dem programmierbaren 4-Bit Dualzähler (C6). Dieser Zähler wird als "Preset"-Zähler verwendet und bei einer Datenanforderung des Rechners ($\overline{\text{OB}} 0$) mit einer vom Rechner übergebenen 4-Bit-Zahl ($\overline{\text{OB}} 15$ bis $\overline{\text{OB}} 12$) geladen, deren Bedeutung die Anzahl der gewünschten 4k-Datenspektren ist. Ein Zählerstand ungleich Null wird am "Min"-Ausgang (C6.12, TTL low) angezeigt. Dieses Signal ist an den Dateneingang (D4.2) des "Busy"-Flipflops geführt, es stellt das Datenanforderungssignal auf der ADC-Platine dar. Jeder "Reset"-Puls dekrementiert den Zähler C6 um 1. Sobald der Zählerstand den Wert Null erreicht hat, wird das Datenanforderungssignal zurückgenommen ("Min", TTL high). Mit dem nächsten Startpuls S0 wird das "Busy"-Signal (D4.6) zurückgesetzt (vgl. Abb. 18a), der Datentransfer in den Rechner ist beendet. Dies äußert sich darin, daß der ADC keine weiteren "Start Conversion"-Pulse erhält.

Damit das Meßprogramm im Rechner das Datentransferende erfährt, wird das Rücksetzen des "Busy"-Flipflops dem Rechnerinterface mitgeteilt. Dazu triggert die Rücksetzflanke (D4.5) ein Monoflop (D3.2), das ein weiteres "Konversionsende erreicht"-Signal ("EOC") simuliert, indem es in gleicher Weise wie das "EOC"-Signal des ADC auf das Monoflop (D3.9 bzw. D3.10) wirkt und so einen weiteren "Daten bereit"-Puls (D3.5) erzeugt. Dieser zusätzliche Puls simuliert ein 4097tes Datum am Ende des letzten übertragenen Auslese-

zyklus, nachdem die Übertragung der 4096 Sensordaten gerade abgeschlossen worden ist. Dieser Extra-Puls ist von allen anderen vorangegangenen \overline{DB} -Pulsen für das Rechnerinterface dadurch unterscheidbar, daß damit die 4097ste Speicherzelle des Datenbereichs im Rechner angesprochen wird. Bei entsprechender Vereinbarung für die Bereichslänge tritt ein Interrupt auf, der vom Meßprogramm erkannt und als Datentransferende interpretiert wird.

Am Ende einer Datenübertragung ist der günstigste Zeitpunkt für die Umschaltung auf einen neuen Laser, wenn mehr als nur ein Laser vom Wellenlängenmeßgerät analysiert werden soll. Dieses Problem taucht dann auf, wenn zum Beispiel der Frequenzunterschied zweier Laser bestimmt werden soll, die abwechselnd in das Wellenlängenmeßgerät eingestrahlt werden. Deshalb löst der Puls, den das Monoflop (D3.2) am Ende einer Datenübertragung erzeugt, nicht nur ein 4097tes "Daten bereit"-Signal aus, sondern taktet auch ein Register (D2.9), an dessen Dateneingänge die zwei Rechnersignale $\overline{OB\ 11}$ und $\overline{OB\ 10}$ angeschlossen sind. Diese beiden Bits werden parallel zu den vier Bits, die die Anzahl der zu übertragenden Auslesezyklen festlegen, bei der Übermittlung der Datentransferanforderung vom Meßprogramm gesetzt und liegen dann an den Dateneingängen des Registers D2 an. Jedoch erst nach Beendigung des Datentransfers übernimmt das Register diese Werte. Bis zu diesem Zeitpunkt hält das Register die beim vorigen Mal eingeschriebene Information. Dies bedeutet, daß die mit der Datenanforderung übermittelte Information erst nach dem Abschluß des Datentransfers und damit erst für den darauffolgenden Datentransfer wirksam wird. Die beiden Datenausgänge des Registers steuern zwei Treiber mit offenem Kollektor (D1), die ihrerseits jeder ein Reed-Relais (E1, E2) ansteuern. Die von der restlichen Elektronik galvanisch entkoppelten Relaisausgänge sind an die Frontplatte des Elektronikgehäuses geführt und stehen dort an zwei isoliert eingebauten BNC-Buchsen, die mit L0 bzw. L1 bezeichnet sind, zur Verfügung. Damit können z. B. zwei Blenden gesteuert werden, die das Laserlicht auswählen, das zur Wellenlängenbestimmung ins Meßgerät eingestrahlt wird. Auf diese Weise kann die Wellenlänge von zwei verschiedenen Lasern unter Programmkontrolle abwechselnd bestimmt werden. Der oben beschriebene Zeitablauf für diese "Laserauswahl" ist nötig,

weil die Bildsensoren, mit denen die Interferenzmuster registriert werden, die Lichtintensität zwischen zwei aufeinanderfolgenden Auslesungen aufintegrieren. Damit muß eine Umschaltung von einem Laser auf einen anderen immer mindestens 50 msec vor Beginn einer neuen Datenübertragung erfolgen. Der günstigste Zeitpunkt ist am Ende eines Datentransfers, weil direkt danach zunächst keine neuen Daten übertragen werden, so daß genügend Zeit für die Einstellung der Blenden bleibt.

Die Zeitbeziehungen zwischen den eben beschriebenen Steuersignalen bei einem Datentransfer in den Speicher des Prozeßrechners sind in Abb. 17 und 18 in Form zweier Impulsdiagramme zusammenfassend dargestellt. Abb. 17a zeigt den Anfang eines Datentransfers. Der Zeitpunkt der Datenanforderung von seiten des Rechners ($\overline{OB0}$) wie auch der eigentliche Beginn der Datenübertragung ist besonders markiert. Die zufällige Wartezeit auf das nächste $S0$ -Signal ist immer kürzer als die Periode eines Auslesezyklus von

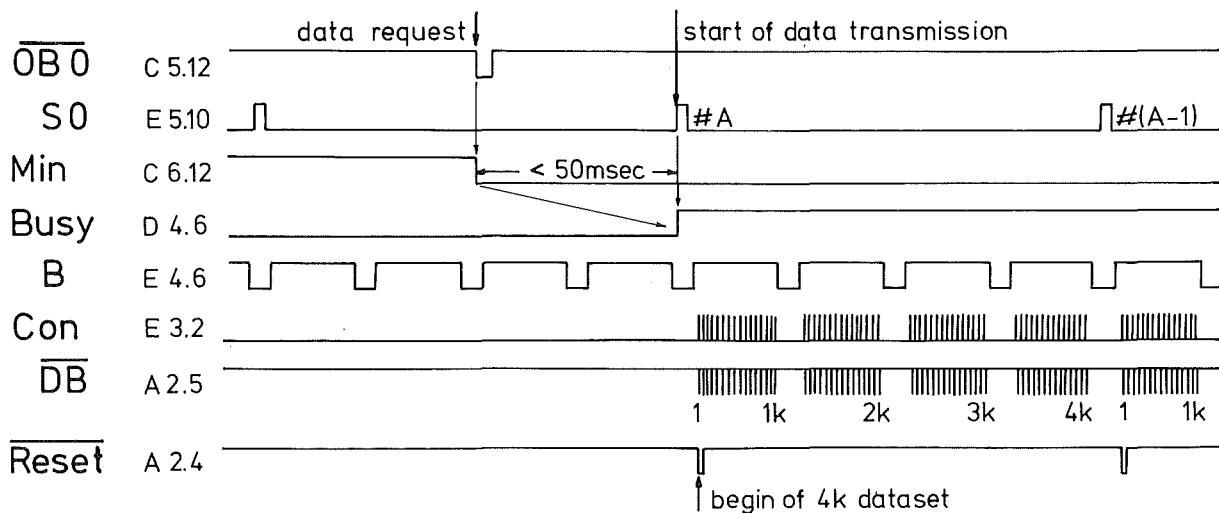


Abb. 17a: Zeitbeziehungen der Steuersignale beim Beginn einer Übertragung von Sensordaten in den Speicher eines Prozeßrechners. Dargestellt ist der Zeitpunkt der Datenanforderung und die Datenübertragung während des darauffolgenden Auslesezyklus. Die Signalnamen und die dahinter angegebene Lagebezeichnung beziehen sich auf die ADC-Platine (Abb. 16)

50 msec, da die Datenübertragung nach einer Datenanforderung mit dem Start (S0) des nächsten Auslesezyklus beginnt. In Abb. 17b ist der Beginn eines Auslesezyklus in einem vergrößerten Ausschnitt gezeichnet. Es sind die ersten fünf Übertragungstakte dargestellt. Der "Reset"-Puls wie auch die zwei Mikrosekunden lange Konversionszeit sind besonders gekennzeichnet.

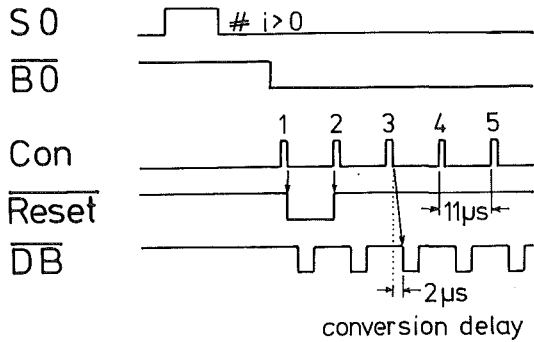


Abb. 17b:
Ausschnitt aus 17a.
Details der Steuersignale beim Übertragungsbeginn eines 4k-Datenzyklus, eingezeichnet sind die ersten fünf Übertragungen

Abbildung 18a gibt die Steuersignale am Ende eines Datentransfers wieder. Der letzte Auslesezyklus (#1 in Abb. 18a) ist vollständig dargestellt. Zusätzlich zu Abb. 17a ist eines der

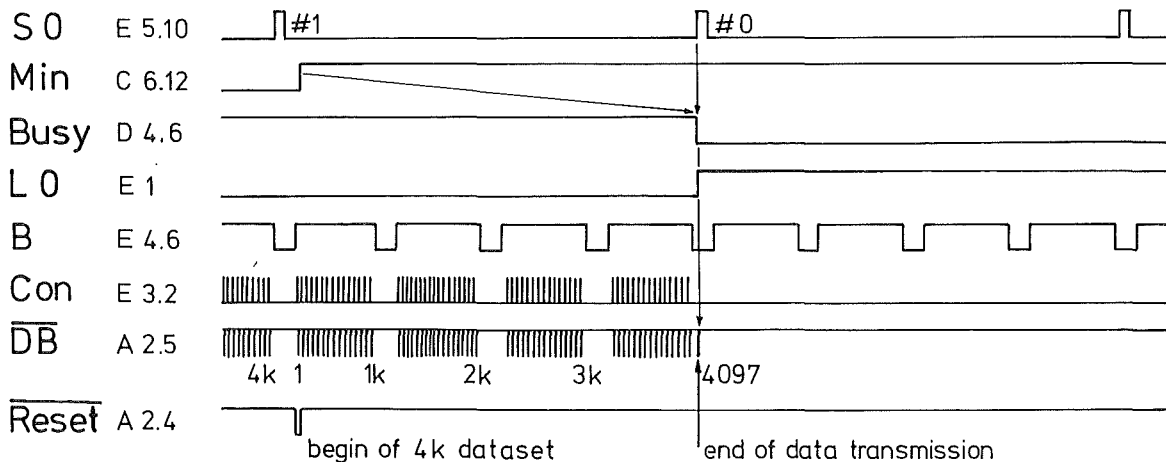


Abb. 18a: Zeitbeziehungen der Steuersignale am Ende einer Datenübertragung. Der letzte 4k-Datenzyklus ist vollständig abgebildet. Das Ende wird durch einen zusätzlichen (4097.) "Daten bereit"-Puls für den Rechner markiert.

beiden "Laserauswahl"-Signale (L0) eingezeichnet. Es wird gegebenenfalls am Ende einer Datenübertragung in seinem Zustand geändert, zeitlich parallel zum Erscheinen eines 4097sten "Daten bereit"-Pulses (\overline{DB}). Abb. 18b zeigt die Vorgänge am eigentlichen Ende eines Datentransfers. Eingezeichnet sind die Steuersignale bei der Übertragung der letzten fünf Sensordaten (Nummer 4092 bis 4096) sowie der 4097ste "Daten bereit"-Puls, der dem Meßprogramm das Datentransferende mitteilt. Das mit "Status" bezeichnete Signal in dieser Abbildung gibt einen Zeitverlauf wieder, wie er dem des Ausgangssignals des "Busy"-Flipflop oder auch dem der beiden "Laserauswahl"-Signale entspricht.

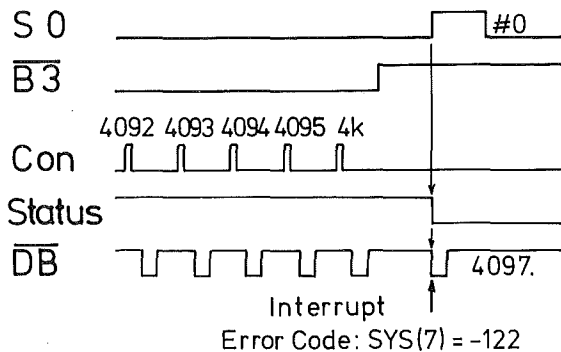


Abb. 18b:

Detail von Abb. 18a.

Die Steuersignale am Ende einer Datenübertragung. Der zusätzliche 4097. " \overline{DB} "-Puls bewirkt im Rechnerinterface einen "Speicherbereichsende erreicht"-Interrupt und teilt so dem Meßprogramm das Übertragungsende mit.

4.3 Beschreibung des Meßprogramms

Die Auslesedaten der Bildsensoren werden von einem Prozeßrechner übernommen und zunächst in seinem Speicher abgelegt. Ein Meßprogramm steuert die Speicherung und wertet die Interferenzmuster laufend aus. Die Bildinformation eines jeden Sensorspektrums wird zu einer einzigen Zahl zusammengefaßt: Beim Gitterspektrographen (D0) gibt die Zahl die Position des Eintrittsspaltbildes in Diodenabständen an, bei den drei Fabry-Perot-Interferometern (D1-D3) jeweils den Etalonexzess ϵ_{FPI} , der auch Bruchteilordnung genannt wird (vgl. Gleichungen 3.9 - 3.11). Außerdem wird die Bildinformation graphisch dargestellt. In Abbildung 19 sind die Interferenzbilder der vier Sensoren wiedergegeben, wie sie vom Rechner registriert werden, wenn man einen He/Ne-Laserstrahl

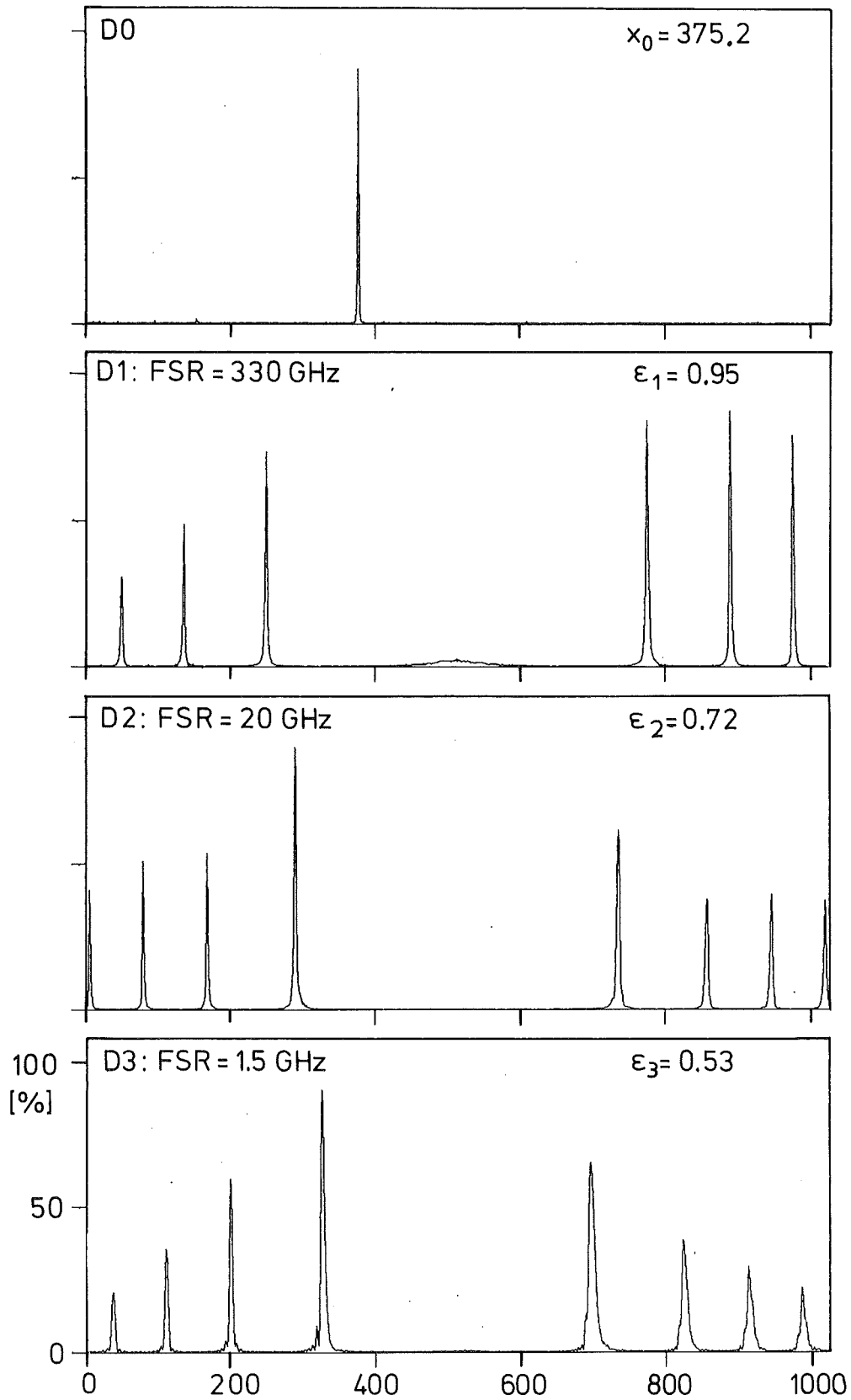


Abb. 19: Die Spektren der vier Bildsensoren bei Einkopplung eines He/Ne-Laserstrahls. Dargestellt ist jeweils die Intensität in Prozenten des Sättigungswertes über der Diodennummer für die Interferogramme des Gitterspektrographen (D0) und der drei Fabry-Perot-Interferometer (D1-D3)

($\lambda = 633 \text{ nm}$) in das Wellenlängenmeßgerät einkoppelt. Das Ergebnis der Bildauswertung durch das Meßprogramm ist in jedem Spektrum rechts oben eingetragen.

Der Rechner, Typ: Nova 2 von Data General Corporation, hat einen Kernspeicher mit einem Umfang von 32 k Worte sowie einen zusätzlichen zweiten Speicherbereich, der "external memory" genannt wird, von ebenfalls 32 kW x 16 Bit. Da kein Magnetplattenspeicher direkt an den Rechner angeschlossen ist, kommt für das Betriebssystem nur ein "Stand alone"-System in Frage. Das Systemprogramm, "Basic Revision 9.4 (Karlsruhe) 11/23/79", wurde von der Datenverarbeitungsgruppe des Instituts zur Verfügung gestellt. Es enthält zusätzlich zum "Standard SOS-Basic" die Subroutinen zum Ansprechen der Peripheriegeräte, die an den Prozeßrechner angeschlossen sind. Dazu gehören: Das Zählerinterface (ZI) und die Inkrementeinheit (IE) für die Ein- bzw. Ausgabe von "Wavemeter"-Daten, die Fernsehkarte zur Ansteuerung des Fernsehmonitors und der zusätzliche Externspeicher.

In diesem Kapitel wird das Meßprogramm beschrieben. Es ist notwendiger Grundbestandteil eines jeden Anwenderprogramms, das mit dem Wellenlängenmeßgerät arbeitet. Die Beschreibung gliedert sich in drei Teile: Im ersten Teil wird dokumentiert, wie die Übertragung der Sensordaten in den Speicher des Rechners vom Programm gesteuert wird. Dann folgt die eigentliche Beschreibung des Programmaufbaus; die Art der Datenübertragung, wie sie im ersten Teil beschrieben wird, bestimmt diese Programmstruktur. Als letztes wird der Algorithmus dargestellt, nach dem die Interferogramme der drei Bildsensoren der Fabry-Perot-Interferometer ausgewertet werden. Ein Protokoll des kompletten Meßprogramms ist zusammen mit einer Variablen- und "GOSUB"-Liste im Anhang abgedruckt.

4.3.1 Datenaufnahme unter Programmkontrolle

Der elektronische Aufbau des Wellenlängenmeßgerätes und die Interfaceelektronik des Prozeßrechners sind so ausgelegt, daß das Meßprogramm einen Satz von Sensordaten, die im Speicher des Rechners stehen, auswertet, während zeitlich parallel dazu, d.h. ohne direkten Einfluß auf den Programmablauf der Bildauswertung, neue

Sensordaten in den externen Speicher des Rechnersystem übertragen werden: Das Meßprogramm selbst fordert lediglich neue Sensordaten an, danach läuft der Datentransfer autonom ab, wobei dem Programm über einen Interrupt mitgeteilt wird, daß ein Datensatz vollständig abgespeichert wurde und somit ausgewertet werden kann. Die nachfolgend beschriebenen Vorgänge bei einer Übertragung von Sensordaten in den Rechnerspeicher sind in einem Ablaufdiagramm, Abb. 20, zusammengefaßt. Dabei ist neben der Beschreibung der einzelnen Schritte der jeweilige Name der entsprechenden Routine bzw. Variable in dem im Anhang abgedruckten Protokoll des Meßprogramms angegeben.

Am Anfang des Meßprogramms wird im allgemeinen Initialisierungsteil einmalig die Betriebsart für das Zählerinterface, das die Datenabspeicherung steuert, festgelegt. Dies geschieht per Aufruf von "CALL 11", der im Protokoll des Meßprogramms in Zeile Nr. 1030 zu finden ist. Durch den Aufruf dieser "Initialisierungs-Routine" wird der "Wavemeter"-Elektronik ein 16 Bit breiter Eingangspfad zugewiesen, d.h. beim Abspeichern der Lichtinformation einer Photodiode ($\hat{=}$ 1 Sensordatum) wird jeweils immer nur eine Speicherzelle von 16 Bit angesprochen. Weiterhin wird die Interruptverarbeitung dem Meßprogramm zugewiesen, damit das Programm korrekt auf den Interrupt am Übertragungsende reagieren kann.

Zum Start einer Datenübertragung wird als erstes die Routine "CALL 110" aufgerufen, wodurch das Abspeichern von Sensordaten in einen Bereich des externen Speichers freigegeben wird, d.h. der Eingang des Zählerinterfaces für die "Daten bereit"-Pulse der Sensorelektronik (\overline{DB} in Abb. 16a, 17 und 18) wird geöffnet. Mit "CALL 110" wird auch die Lage des Datenbereiches im externen Speicher durch Angabe der absoluten Anfangsadresse (Variable I0) und der Bereichslänge festgelegt. "CALL 110" ist immer der erste Schritt bei einer erneuten Datenanforderung. Bei dem im Anhang abgedruckten Meßprogramm werden zum Abspeichern von Sensordaten zwei Bereiche des externen Speichers abwechselnd benutzt, die bei Adresse 0 bzw. 4097 beginnen und jeweils 4097 aufeinanderfolgende Datenplätze umfassen. Damit ist es möglich, den Datensatz aus einem Bereich ungestört auszuwerten, während neue Sensordaten in den anderen Speicherbereich abgelegt werden.

<u>Beschreibung des Vorgangs</u>	<u>entsprechende Programmstelle</u>
1. <u>Vereinbarung der Betriebsart des ZI</u>	CALL 11
2. <u>Start einer Übertragung von Sensordaten in den externen Speicher</u> - Festlegung des Datenbereiches im externen Speicher und Öffnen des ZI-Eingangs - Löschen des Datenbereiches im Speicher - Flagge für den aktivierten Datentransfer setzen - Ausgabe der Datenanforderung durch IE : - Anzahl der zu übertragenden Auslesezyklen a 4096 Sensordaten - Auswahl des nächsten Lasers	GOSUB 8000 CALL 110 CALL 18 A0 = 0 CALL 127 $0 \leq A \leq 15$ $-1 \leq L0 \leq 2$
3. Datenübertragung läuft selbständig ab, während dieser Zeit wartet das Programm oder erledigt andere Aufgaben	
4. <u>Ende der Übertragung ergibt Interrupt Abschluß über die Interruptbehandlung</u> - Flagge für aktivierten Datentransfer zurücksetzen - ZI ausschalten (Eingang schließen)	SYS(7)=-122 GOSUB 9000 A0 = 1 CALL 19

Abb. 20: Ablaufdiagramm einer Datenaufnahme unter Programmkontrolle. Neben der Beschreibung der einzelnen Schritte ist der Programmname der Routine bzw. Variablen angegeben. Das Zählerinterface zur Steuerung der Datenaufnahme ist mit ZI und die Inkrementeinheit zur Datenausgabe mit IE abgekürzt. Die Betriebsart braucht nach dem Programmstart nur einmalig vor der ersten Datenübertragung vereinbart werden.

Die Speicherzellen, die mit "CALL 110" als aktueller Datenbereich vereinbart wurden, werden ausschließlich mit "CALL 18" gelöscht, d.h. ihre Inhalte werden mit dem Wert Null überschrieben. Damit ist ein wohldefinierter Anfangszustand für die Datenübertragung in den Rechnerspeicher geschaffen.

Als Flagge dafür, daß die Datenübertragung aktiviert ist, wird eine Kontrollvariable, im Meßprogramm mit A0 bezeichnet, Null gesetzt, die erst dann wieder rückgesetzt ($A0 \neq 0$) wird, wenn die Datenübertragung wie vorgesehen abgeschlossen wurde.

Erst nach diesen Vorbereitungen wird die Datenanforderung an die "Wavemeter"-Elektronik übermittelt: Dazu wird die Anzahl der zu übertragenden Auslesezyklen (zu je 4 x 1k Sensordaten, Variable A) übergeben und die Auswahl des Lasers für die nächste Auslesung getroffen (Variable L0). Dies alles passiert mit dem Aufruf der Routine "CALL 127", die das Ausgaberegister der Inkrement-Platine beschreibt, dessen Ausgänge über die Leitungen $\overline{OB\ 15}$ bis $\overline{OB\ 10}$ (vgl. Abb. 16a) mit der "Wavemeter"-Elektronik verbunden sind.

All diese Programmbefehle zum Start einer Datenübertragung sind in einer Subroutine (GOSUB 8000) zusammengefaßt. Wenn das Hauptprogramm neue Daten anfordert, wird lediglich die Anfangsadresse des neuen Datenbereichs (I0) festgelegt und dann die Subroutine 8000 ausgeführt. Nach der Abarbeitung der Subroutine 8000 ist eine neue Datenübertragung angestoßen, die dann selbständig abläuft. Dies bedeutet, daß das Zählerinterface die Steuerung der Abspeicherung der Sensordaten im Rechner übernimmt, während dessen das Programm in den Hauptteil zurückspringt und die auf den Aufruf der Subroutine 8000 folgenden Anweisungen ausführt, also vom Abspeichervorgang selbst nichts bemerkt.

Bei der Datenübertragung laufen - vom Programm aus gesehen, quasi im Hintergrund - im einzelnen folgende Prozesse ab:

Nach dem Aufruf von "CALL 127" erscheint am Ausgang der Inkrement-Platine ein Puls ($\overline{OB\ 0}$ in Abb. 16a bzw. 17a, der die Gültigkeit der Datenausgänge des Ausgaberegisters anzeigt. Dieser Puls wird parallel zu den Daten ($\overline{OB\ 15}$ - $\overline{OB\ 10}$ s.o.) der "Wavemeter"-Elektronik übermittelt. Dort löst der Puls $\overline{OB\ 0}$, wie im Kapitel 4.2.3 beschrie-

ben, einen Datentransfervorgang aus, wobei eine der übergebenen Anzahl A von Auslesezyklen ($\overline{OB\ 15} - \overline{OB\ 12}$) entsprechende Menge an Sensordaten ($A \cdot 4096$) übertragen wird.

Jedes übertragene Sensordatum ($\overline{A\ 15} - \overline{A4}$ in Abb. 16b) ist mit einem Begleitimpuls "Daten-bereit" (\overline{DB} in Abb. 16a, 17b) verbunden und somit für das Zählerinterface erkennbar. Wenn ein Begleitpuls \overline{DB} , wie z. B. bei der Übertragung des ersten Datums, mit dem "Reset"-Signal (vgl. Abb. 16a und 17) markiert ist, legt das Zählerinterface das dazugehörige Datum, das ist das Auslesesignal der ersten Photodiode des Sensors D0, in der Zelle des externen Speichers ab, die die Anfangsadresse I0 hat. Mit jedem nachfolgend einlaufenden Sensordatum, erkennbar an einem neuen "Daten-bereit"-Puls, wird die Speicheradresse um eins erhöht, bis wieder ein "Reset"-Signal auftritt und die Ablegeadresse auf den Anfangswert I0 zurückgesetzt wird. Das Ablegen eines Sensordatums im externen Speicher durch das Zählerinterface geschieht in der Weise, daß der bisherige Inhalt der Speicherzelle ausgelesen, das einlaufende Datum als ganze Zahl interpretiert, zum alten Wert hinzuaddiert und wieder in die Speicherzelle zurückgeschrieben wird. Auf diese Weise werden die Ergebnisse aufeinanderfolgender Auslesezyklen aufsummiert. Maximal können 15 Auslesezyklen addiert werden, weil die zugehörige Variable A nur mit einer 4-Bit-Leitung der "Wavemeter"-Elektronik übergeben wird.

Die soeben beschriebene Adressenweitschaltung und Addition erledigt das Zählerinterface selbständig. Das Meßprogramm wird erst wieder durch einen Interrupt auf den Abschluß des Datentransfers aufmerksam gemacht, denn der letzte übertragene Auslesezyklus beinhaltet scheinbar 4097 Daten, womit mit dem letzten, zusätzlich einlaufenden Datum die Endadresse des vereinbarten Speicherbereichs erreicht wird, was den Interrupt auslöst. Der zugehörige Code für "Endadresse erreicht" wird in $SYS(7) = -122$ dem Meßprogramm übergeben, das in der Interruptbehandlungsroutine (GOSUB 9000) die Interruptursache erkennt und reagiert: Der Eingang des Zählerinterface wird für weitere Daten gesperrt, das Zählerinterface ausgeschaltet, und der ZI-Interrupt wird beim Betriebssystem abgemeldet (CALL 19). Damit auch das weitere Meßprogramm vom Übertragungsende erfährt, wird vor dem Rücksprung ins Hauptprogramm die Auslesekontrollvariable auf einen Wert ungleich Null ($A0=1$) gesetzt; das Meßprogramm erkennt daran, daß ein neuer Satz von Sensordaten zur Auswertung bereitliegt.

4.3.2 Struktur des gesamten Meßprogramms

Das Meßprogramm ist in der Programmiersprache "Basic" verfaßt; ein Protokoll ist im Anhang vollständig abgedruckt. Das Programm läuft nach Abarbeitung eines Initialisierungsteils in einer Schleife, die nur beim Auftreten eines Fehlers oder durch Drücken der "Escape"-Taste am Terminal verlassen wird. Bei jedem Schleifendurchgang wird ein neuer Satz von Sensordaten, wie in Abschnitt 4.3.1 beschrieben, weitgehend autonom in den externen Speicher eingelesen. Parallel dazu werden diejenigen Daten, die im vorangegangenen Schleifendurchgang in den Speicher des Rechners übertragen wurden, ausgewertet. Die Auswertung der Interferenzmuster kann am angeschlossenen Fernsehmonitor direkt verfolgt werden, da dort die einzelnen gefundenen Interferenzringe in den dargestellten Sensorspektren der Fabry-Perot-Interferometer durch senkrechte Striche markiert werden (siehe unten). Die Ergebnisse der Bildauswertung werden außer auf dem TV-Monitor auch am Videoterminal ausgegeben. Tritt während der Auswertung ein Fehler auf, wird dieser durch eine Meldung angezeigt. Danach überspringt das Programm die restlichen Schritte der Bildauswertung und startet einen neuen Schleifendurchgang.

Tritt während der Programmausführung ein anderer Interrupt als der beim Datentransferende erwartete auf, wird der Programmablauf über die Interruptbehandlungsroutine (ON ERROR GOSUB 9000) unterbrochen, der Fehlercode (SYS(7)) wird an den Sichtgeräten ausgegeben, und das Programm läuft auf eine "STOP"-Anweisung.

Der Aufbau des Meßprogramms wird im folgenden im Detail beschrieben. Die im Text angegebenen Statement-Nummern beziehen sich auf die Zeilenangaben des im Anhang abgedruckten Meßprogramms. In Abbildung 21 ist der Aufbau des Programms in einem Ablaufdiagramm zusammengefaßt.

Das Programm beginnt mit einem Block von Anweisungen, der als Initialisierungsteil zu charakterisieren ist. Es werden die Variablen und Felder vereinbart und mit ihren Startwerten belegt (Nr.100 bis 460). Von Zeile 1000 bis 1130 werden die Betriebsarten für den TV-Monitor und das Zählerinterface festgelegt. Weiterhin wird die Fehleroutine (9000ff) und die "Escape"-Routine (9500ff) vereinbart,

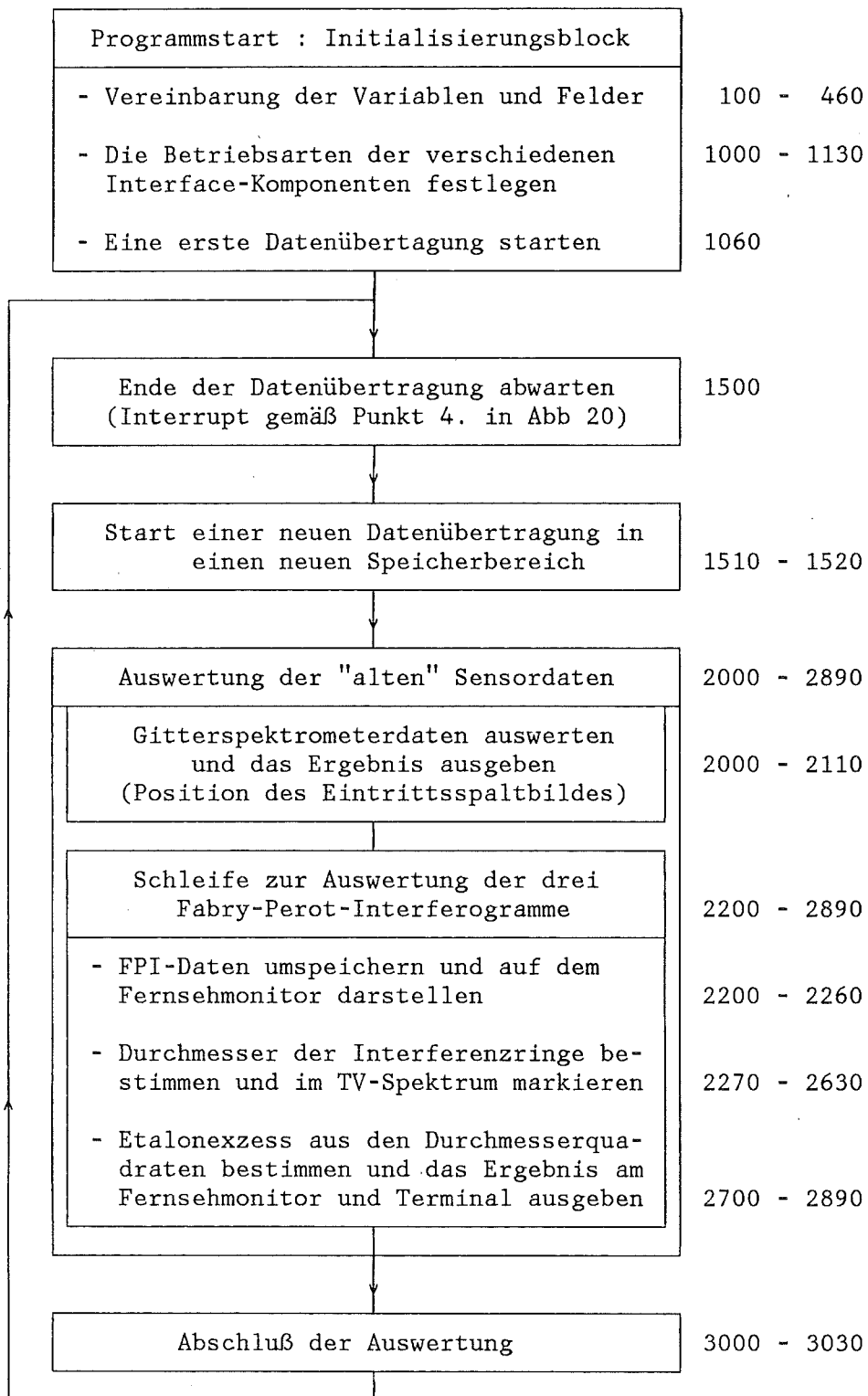


Abb. 21 Aufbau des Meßprogramms, in einem Ablaufdiagramm zusammengefaßt. Neben den einzelnen Blöcken sind die entsprechenden Zeilennummern des im Anhang abgedruckten Protokolls des Meßprogramms angegeben.

und als erste Operation wird die Übertragung eines Satzes von Sensordaten in den externen Speicher gestartet (1060 : GOSUB 8000).

Dann tritt das Programm in die Endlosschleife ein, die das Programm immer wieder abarbeitet, wenn kein Fehler auftritt. Als erstes (1500) wartet das Programm das Ende des zuletzt gestarteten Datentransfers ab, bevor neue Daten angefordert werden (1510 : GOSUB 8000), wobei diese in den jeweils anderen Datenbereich des externen Speichers abgelegt werden. Die Daten des gerade abgeschlossenen Datentransfers werden anschließend ausgewertet (2000-2890).

Begonnen wird dabei mit den Daten des Gitterspektrographen, die vom Sensor D0 aufgenommen wurden. Die entsprechenden 1024 Sensordaten werden als 16-Bit-Integerwerte vom externen Speicher in ein Basicfeld F übertragen (2000 : CALL 123). Die Lage und Größe des Maximums dieser 1024 Werte wird mit CALL 434 bestimmt. Das Maximum kennzeichnet diejenige Photodiode, die am stärksten beleuchtet wurde. Dies ist die erste, grobe Information über die Lage des Eintrittsspaltbildes beim Gitterspektrographen. Damit eine eindeutige Auswertung möglich ist, muß das Signal des Maximums das mittlere Signal für alle Bildpunkte um 5 % des Diodensättigungswertes übertreffen; der Durchschnittswert ist ein gutes Maß für die mittlere Signalgröße von Sensordioden ohne Beleuchtung, da das Eintrittsspaltbild des Gitterspektrographen nur einige wenige der 1024 Photodioden ausleuchtet. Liegt der Wert des Maximums unterhalb der Schwelle, wird der Auswertvorgang abgebrochen (2030 : GOTO 8200); denn eine eindeutige Auswertung dieses Datensatzes ist nicht gesichert. Nach der Ausgabe einer entsprechenden Fehlermeldung: "D(0) Laser Power!!" springt das Programm in die Endlosschleife zurück (8330 : GOTO 1500) und beginnt einen neuen Schleifendurchgang.

Wenn eine ausreichende Beleuchtung festgestellt wurde, wird die Lage des Austrittsspaltbildes genauer bestimmt. Dazu wird die Linienmitte des Intensitätsprofils, das von den Photodioden aufgenommen wurde, berechnet, und zwar als Korrektur zur Lage des schon bekannten Intensitätsmaximums. Weil das Spaltbild nur wenige Sensordioden breit ist, reicht die Anpassung einer Parabel zweiter Ordnung an drei Stützpunkten aus. Dies erledigt das Programm in einer Subroutine (8700ff); als Stützstellen werden das Maximum

und die beiden nächsten Nachbardioden verwendet. Durch diese Interpolation kann der Scheitel auf ein Zehntel eines Diodenabstandes genau bestimmt werden. Die Lage des Scheitels, ein Maß für die Linienmitte des Spaltbildes, wird in der Variablen X0 gespeichert und an den Sichtgeräten ausgegeben, nachdem das alte TV-Bild gelöscht und mit einer neuen Beschriftung versehen wurde. Aus der Linienlage des Spaltbildes kann man, wie in Abschnitt 4.1.1 beschrieben, bei bekannter Gitterstellung die Wellenlänge des eingestrahnten Laserlichts mit Hilfe der bekannten Dispersionsbeziehung, Gleichung 4.3, bestimmen.

Nach den Daten des Gitterspektrographen werden die der Fabry-Perot-Interferenzmuster ausgewertet. Prinzipiell besteht dabei zwischen den drei Etalons kein Unterschied. Die Abbildungsoptiken hinter den Etalons wurden so dimensioniert, daß die Bildsensoren mindestens vier Ordnungen erfassen, womit garantiert ist, daß mindestens drei Interferenzringe aufgenommen werden. Die Bildgrößen der verschiedenen Interferometer sind jedoch nicht genau gleich. Zur Berücksichtigung dieser Skalierung genügt für jeden der FPI-Sensoren (D1 bis D3) je eine Korrekturgröße. Ein geeignetes Maß ist der Abstand einer Ordnung auf dem Sensor, bestimmt in der ersten Ordnung des Etalons: Dies ist der Radius des innersten Interferenzringes, gemessen bei einer Wellenlänge, die zu einem Etalonexzess $\epsilon_{\text{FPI}} = 0$ führt. Bei solch einer Wellenlänge fällt das Ringzentrum mit einem Intensitätsmaximum zusammen. Die Quadrate dieser Radien sind für alle drei Etalons in dem Basicfeld R abgelegt. Sie werden bei jedem erfolgreichen Schleifendurchgang aktualisiert. Die Radiusquadrate sind der Wellenlänge des verwendeten Laserlichts proportional, deshalb muß die Wellenlänge auf mindestens 10 % genau am Anfang des Programms eingegeben werden. Die Proportionalität folgt aus den Betrachtungen in Kapitel 3. Aus Gleichung (3.10) erhält man den theoretischen Wert für $R = \lambda \cdot n \cdot f^2 / (n'^2 \cdot d)$. Im Programm werden die Werte $R(\lambda)$ aus den experimentell bestimmten Größen bei der Wellenlänge eines He/Ne-Lasers berechnet:

$$R(\lambda) = R_{\text{He/Ne}} \cdot \lambda / \lambda_{\text{He/Ne}}$$

Die Bildauswertung der drei FPI geschieht nacheinander in aufsteigender Reihenfolge in einer Schleife (2200 - 2880). Durch geeignete Wahl des Schleifenendparameters K0 (default: alle 3 Etalons, K0 = 3) ist es möglich, die Auswertung nicht bis ein-

schließlich des letzten Etalons durchzuführen. Diese reduzierte Genauigkeit ist dann von Interesse, wenn der Laser zu Einstellungs- zwecken schnell über einen Wellenlängenbereich verstimmt wird ("scanning"), so daß beim hochauflösenden letzten Etalon oder auch schon beim mittleren Etalon kein auswertbares Interferenz- muster entsteht. Der Grund liegt in der Integrationszeit bei der Auslesung von $A \cdot 50$ msec. Was für die einzelnen Etalons dabei "schnell" bedeutet, hängt von der Auflösung des jeweiligen In- terferometers ab: Bei der Addition von $A = 15$ aufeinanderfolgen- den Auslesezyklen, was einer Integrationszeit von 0,8 sec entspricht, muß die Frequenzänderung bei Etalon D3 kleiner als 30 MHz und bei Etalon D2 kleiner als 0,5 GHz bleiben.

Ein Schleifendurchgang zur Auswertung eines Etalons beginnt wie beim Gitterspektrographen damit, daß die entsprechenden 1024 Sensordaten vom externen Speicher in ein Basicfeld F übertragen werden (2220 : CALL 123). Dann wird das gesamte Spektrum auf dem TV-Monitor graphisch dargestellt (2260 : CALL 34), wobei der Bild- schirm so eingeteilt ist, daß alle drei FPI-Sensorbilder überein- ander Platz haben. Bei der Bildauswertung der Interferenzmuster werden die Linienmitten der beiden Intensitätsprofile eines jeden Interferenzringes bestimmt. Dabei wird beim innersten auswertbaren Ring begonnen. Die gefundenen Maxima werden im TV-Spektrum durch senkrechte Striche markiert (CALL 332). Der Algorithmus, nach dem die Maxima der Interferenzringe im Sensorbild bestimmt werden, wird im nächsten Abschnitt näher beschrieben.

Mehrere Kontrollen sichern eine eindeutige Auswertung und dienen gleichzeitig der Überwachung der Justierung der Interfero- meter: Beim ersten gefundenen Maximum, das zum innersten Ring ge- hört, wird die Intensität überprüft (2320), was wie beim Gitter- spektrographen gegebenenfalls zum Abbruch der Auswertung führt. Dies wird durch die Fehlermeldung "D(i) Laser Power!!" angezeigt. Bei jedem gefundenen Interferenzring wird dessen Mitte mit der Mitte des Bildsensors, Diode Nr. 513, verglichen (2480). Abwei- chungen größer als drei Diodenabstände führen zum vorzeitigen Aus- werteende mit der Fehlermeldung "D(i) Justierung Mitte!!" (8400ff). Dieses Kriterium ist sehr empfindlich in bezug auf Verschiebungen des Interferenzmusters auf dem Bildsensor, denn der Diodenabstand

beträgt 25 μm . Damit werden kleinste Dejustierungen der Interferometer, wie sie z.B. bei Temperaturänderungen auftreten, erkannt und angezeigt, womit eine fehlerfreie Messung der Bruchteilordnung ε_{FPI} gewährleistet wird. Als letzte Kontrolle wird noch die Anzahl der gefundenen Ringe überprüft (2700). Die Mustererkennung der FP-Interferogramme ist nur dann erfolgreich und die Auswertung wird fortgesetzt, wenn mindestens 3 Interferenzringe zweifelsfrei festgestellt werden. Ist dies nicht der Fall, wird die Fehlermeldung "D(i) Nur # Ringe gefunden!!" ausgegeben (8500ff), wobei # deren Anzahl angibt.

Von den Interferenzringen interessieren für die weitere Auswertung nur deren Durchmesser bzw. deren Quadrate. Ein Durchmesser ergibt sich (2540) als Differenz der Mittenlagen der beiden Intensitätsprofile, die vom Bildsensor bei einem zentralen Schnitt durch einen Interferenzring aufgenommen wurden. Die Linienmitten werden durch einen einfachen und schnellen Parabelfit zweiter Ordnung berechnet. Die interessierende Scheitellage wird dabei aus fünf Bildpunkten, dem Maximum und je zwei nächsten sowie übernächsten Nachbarn, gewonnen. Dies geschieht mit einem Subroutinenaufruf (GOSUB 8800), in der die Lage des Parabelscheitels relativ zum Maximum berechnet wird.

Die Information eines jeden Interferenzbildes ist nach diesem ersten Auswerteschritt (2210 - 2630) auf drei oder vier aufeinanderfolgende Ringdurchmesser reduziert. Diese Bildinformation wird dem nachfolgenden Programm (2700ff) in einem Feld D übergeben. Darin sind die Quadrate der Durchmesser der gefundenen Interferenzringe in aufsteigender Reihenfolge abgelegt (2550). Die Anzahl dieser Durchmesser sind jeweils in der Zählvariablen L gespeichert.

Im restlichen Teil der Schleife zur Auswertung eines Fabry-Perot-Interferometers wird aus den Ringdurchmessern der Etalonexzess ε_{FPI} berechnet. Dabei wird von der Gleichung (3.10), die im Kapitel 3 erläutert wurde, Gebrauch gemacht. Diese Gleichung verknüpft die verschiedenen Ringdurchmesser mit der Bruchteilordnung ε_{FPI} . Es gilt:

$$(D_p)^2 \propto (p + \varepsilon_{\text{FPI}}) \quad ; \quad p \in \mathbb{N}_0 \text{ Zählvariable,}$$

das heißt, die Quadrate der Ringdurchmesser befolgen ein in p lineares Abstandsgesetz. Sie können damit durch zwei Parameter beschrieben werden, eine Proportionalitätskonstante und den Etalonexzess ϵ_{FPI} . Zunächst wird die Proportionalitätskonstante bestimmt (Variable B), und zwar als mittlere Steigung der aufeinanderfolgenden Durchmesserquadrate. Dabei müssen die beiden möglichen Fälle, daß drei oder vier Interferenzringe gefunden wurden, unterschiedlich behandelt werden (2720 bzw. 2740).

Aus jedem der gemessenen Durchmesserquadrate $(D_p)^2$, abgelegt im Feld $D(p)$, kann mit Hilfe der soeben bestimmten Proportionalitätskonstanten B ein Wert für den Etalonexzess ϵ berechnet werden. Nach Gleichung (3.10) gilt:

$$\epsilon_p = D_p^2/B \cdot p \hat{=} \text{nichtganzzahliger Anteil von } (D(p)/B)$$

Das arithmetische Mittel dieser drei oder vier ϵ_p wird dann als "bester" Wert für ϵ_{FPI} genommen. Zur Realisierung der ϵ -Bestimmung wird im Programm (2750f) zunächst von jedem Meßwert $D(p)$ solange die Proportionalitätskonstante B abgezogen, bis das Ergebnis erstmals kleiner als B ist. Diese so auf die innerste Ordnung reduzierten Durchmesserquadrate werden zur Bildung des arithmetischen Mittelwertes aufsummiert. Der Etalonexzess ϵ_{FPI} berechnet sich aus dieser Summe durch einfache Division durch B und die Zahl L der Summanden (2840). Das Ergebnis, für jedes Fabry-Perot-Interferometer im Feld X abgelegt, wird sowohl am Terminal ausgegeben (2880), als auch auf dem TV-Monitor in das dargestellte Spektrum des jeweiligen Interferometers eingetragen (2860f).

Schließlich kann aus der Proportionalitätskonstanten B auch noch ein aktualisierter Wert für R , die Größe des freien Spektralbereiches in der ersten Ordnung, gewonnen werden (2830): $R=B/4$. Dieses Maß für die Bildgröße des Interferogramms auf dem Sensor wird, wie schon gesagt, für den Algorithmus benötigt, nach dem zu Beginn der Auswertung der FPI-Sensorbilder die Mustererkennung durchgeführt wird. Wie die Maxima der Interferenzringe bestimmt werden ist Gegenstand der Erörterungen im letzten Abschnitt dieses Kapitels.

Nach der Abarbeitung der Schleife zur Auswertung der Fabry-Perot-Interferogramme stehen die Ergebnisse für ein nachfolgendes Anwenderprogramm in der Form von vier Zahlenwerten zur Verfügung: In der Variablen X0 ist die Position des Austrittsspaltbildes auf dem Sensor des Gitterspektrographen gespeichert, während die Bruchteilordnungen ε_{FPI} der drei Fabry-Perot-Interferometer in einem Feld X(i), $i = 1,2,3$ abgelegt sind. Nach Beendigung der Bildauswertung wird lediglich noch die aktuelle Uhrzeit am Terminal ausgegeben (3000ff), bevor ein neuer Durchgang der Meßschleife mit dem Warten auf das Übertragungsende der neuen Sensordaten beginnt (3030 : GOTO 1500).

Sämtliche Subroutinen, wie Start eines neuen Datentransfers, Neubeschreiben des Fernsehbildes, Ausgabe von Auswertefehlermeldungen und die Scheitelpunktberechnung durch Parabelfit sind im Meßprogramm unter Achttausender-Zeilennummern zu finden. Ganz am Ende des "Programm-Listings" findet man die Interruptbehandlungsroutine (9000ff). Sie dient beim normalen Programmablauf der Erkennung des Datentransferendes (9020 - 9050), was durch den Code^{*}: SYS(7) = -122 gekennzeichnet ist. Alle anderen Interrupts (9100ff) führen ebenso wie das Drücken der "Escape"-Taste (9500ff) auf eine STOP-Anweisung und damit zum Abbruch des Meßprogramms.

4.3.3 Algorithmus zur Mustererkennung bei Fabry-Perot-Interferenzbildern

Der erste Schritt bei der Auswertung der Fabry-Perot-Interferogramme besteht darin, im Bild die Stellen zu finden, an denen der Sensor einen Interferenzring geschnitten hat. Diese Stellen sind durch lokale Intensitätsmaxima im Datenspektrum des Sensors gekennzeichnet. Diese Maxima werden nicht einfach dadurch bestimmt, daß das gesamte Feld der 1024 Sensordaten Stück für Stück abgesucht wird, sondern man nutzt bei diesem Suchen die Kenntnis über die Struktur des Interferenzmusters aus.

* Dieser Code zum Erkennen eines Interrupts wird in den vorhandenen "Basic-Software"-Beschreibungen stets widersinnigerweise als "ERROR-CODE" bzw. Fehler-Code bezeichnet, obwohl alles seine Ordnung hat.

Das Interferenzbild hinter einem ebenen Fabry-Perot-Interferometer besteht wegen der Rotationssymmetrie des Etalons aus konzentrischen hellen Ringen. Die beiden Intensitätsprofile, die der Sensor beim zentralen Schnitt durch dieses Muster von jedem Ring aufnimmt, liegen symmetrisch zur Mitte. Die Durchmesser der Interferenzringe und damit auch der Abstand der Intensitätsmaxima werden durch die Gleichung (3.10) des Kapitels 3 beschrieben. Der Zusammenhang läßt sich folgendermaßen formulieren: Die Quadrate der Abstände der Interferenzringe vom gemeinsamen Ringzentrum folgen einem linearen Zusammenhang:

$$(1/2 \cdot D_p)^2 = R_{\text{FPI}} \cdot (p + \epsilon_{\text{FPI}}) \quad ; \quad p = 0, 1, 2, \dots$$

mit folgenden Bedeutungen:

$1/2 \cdot D_p$ ist der Abstand des p-ten Rings vom Ringzentrum (halber Durchmesser), wobei die Ringe von der Mitte aus mit $p = 0$ beginnend abgezählt werden.

ϵ_{FPI} ist die interessierende, unbekannte Bruchteilordnung (Exzess ϵ) der Interferenz des eingestrahlteten Laserlichts für das entsprechende Etalon.

R_{FPI} ist der Abbildungsmaßstab zur Berücksichtigung der unterschiedlichen Bildgrößen der Interferometer. Diese Größe ist im Meßprogramm im Feld R für die drei FPI abgelegt. Sie gibt das Radiusquadrat des ersten Rings bei einer Wellenlänge an, die zu einem Etalonexzess $\epsilon_{\text{FPI}} = 0$ führt ($p + \epsilon_{\text{FPI}} = 1$). Wie aus Gleichung (3.10) zu ersehen ist, hängt der Abbildungsmaßstab von der Wellenlänge des verwendeten Lichts ab; er ist der Wellenlänge proportional. Aus diesem Grund werden diese Werte im Meßprogramm laufend aktualisiert.

Mit diesem Abstandsgesetz läßt sich der Algorithmus verstehen, nach dem im Meßprogramm die lokalen Maxima in den Interferenzbildern bestimmt werden. Die Suche beginnt beim innersten Interferenzring und schreitet Ring für Ring nach außen, bis der Rand des Sensors erreicht ist. Da der Etalonexzess ϵ_{FPI} nicht bekannt ist, müssen alle möglichen Werte $0 \leq \epsilon_{\text{FPI}} < 1$ berücksichtigt werden. Für den ersten, innersten Ring bedeutet dies, daß man das Maximum von der Mitte aus einen freien Spektralbereich weit suchen muß. Die Länge

dieses Intervalls wird gerade durch die Größe $\sqrt{R_{\text{FPI}}}$ angegeben. Das Maximum ist für die weitere Auswertung (Parabelfit an das Intensitätsprofil) nur dann verwendbar, wenn die beiden Intensitätsprofile des innersten Ringes eindeutig voneinander getrennt sind. Dies bedeutet, daß der innerste Interferenzring einen minimalen Durchmesser haben muß, was er aber nur dann hat, wenn der Etalonexzess ϵ_{FPI} einen Minimalwert überschreitet. Die Intensitätsprofile haben eine Halbwertsbreite, die durch die Finesse des Etalons bestimmt ist. Die Finesse der hier verwendeten Etalons erreicht den Wert von 50, d.h. die Profile haben eine Halbwertsbreite, die einem Exzessunterschied $\Delta\epsilon$ von 0,02 entspricht. Wenn der Etalonexzess ϵ_{FPI} größer als 0,03 ist, was bei einem Abbildungsmaßstab von $\sqrt{R_{\text{FPI}}} \approx 250$ Diodenabständen einem Abstand des Maximums auf dem Bildsensor von 40 Dioden von der Ringmitte entspricht, sind die beiden Profile weit genug auseinander, so daß eine eindeutige Festlegung der Maxima und damit des Ringdurchmessers möglich ist. Liegt das beim ersten Suchprozeß gefundene Maximum näher an der Mitte (weniger als 40 Diodenabstände), kann dieser Ring nicht zur Auswertung herangezogen werden. Als erster Wert wird dann das Maximum des nächsten Ringes mit $p + \epsilon \approx 1$ bestimmt, der einen Radius etwas größer als $\sqrt{R_{\text{FPI}}}$ hat.

Alle weiteren Interferenzringe sind nach der Bestimmung des ersten Ringes recht einfach zu finden. Über das Abstandsgesetz sind die Durchmesser aufeinanderfolgender Ringe miteinander verbunden. Es gilt:

$$(1/2 \cdot D_{p+1})^2 = (1/2 \cdot D_p)^2 + R_{\text{FPI}}$$

Somit kann das Maximum des nächstgrößeren Rings ganz gezielt, d.h. in einem kleinen Bereich gesucht werden; im Meßprogramm wird nur ein Intervall von 16 Sensordioden um den Vorhersagewert abgesucht.

Der Partner zu jedem Maximum, das zweite Profil des entsprechenden Durchmessers eines Rings, läßt sich wegen der Symmetrie des Interferenzbildes leicht finden. Das Maximum liegt spiegel-symmetrisch zur Mitte. Bei richtiger Justierung, deren Einhaltung im Meßprogramm überprüft wird, fällt das Zentrum des Ringsystems mit der Mitte des Sensors zusammen (Diode Nr. 513 von insgesamt 1024 Dioden). Das Programm sucht deshalb zur Bestimmung des zweiten Maximums nur ein beschränktes Intervall von +8 Dioden ab, das

symmetrisch um das Spiegelbild des ersten Maximums gelegt wird, wobei das Programm als Mitte die Diode 513 wählt.

Aus den beiden Maxima zu demselben Interferenzring läßt sich die tatsächliche Lage der Ringmitte auf dem Diodensensor berechnen. Weicht diese Mitte um drei Diodenabstände oder mehr von der Sensormitte (513. Diode) ab, wird vom Meßprogramm eine Fehlermeldung ausgegeben. Auf diese Weise werden kleinste mechanische Dejustierungen des Interferometers erfaßt.

Feststellbar durch diesen Mittenvergleich sind nur Verschiebungen des Ringzentrums entlang der Sensorachse, entlang welcher die Photodioden angeordnet sind. Bei einer solchen Bildverschiebung bleibt jedoch das registrierte Muster als Ganzes erhalten, die für die Auswertung wichtigen Durchmesser der Interferenzringe bleiben ungeändert.

Anders verhält es sich bei Verschiebungen des Ringzentrums senkrecht zur Sensorachse. Dann nimmt der Sensor nicht mehr das Interferogramm entlang eines zentralen Schnittes durch die Interferenzringe auf, sondern der Schnitt läuft am eigentlichen Ringzentrum vorbei, so daß nicht mehr die Ringdurchmesser D sondern nur noch die kürzeren Sehnen D^* registriert werden. Dieser Fall ist in Abb. 22 wiedergegeben. Der Sensor "sieht" scheinbar kleinere

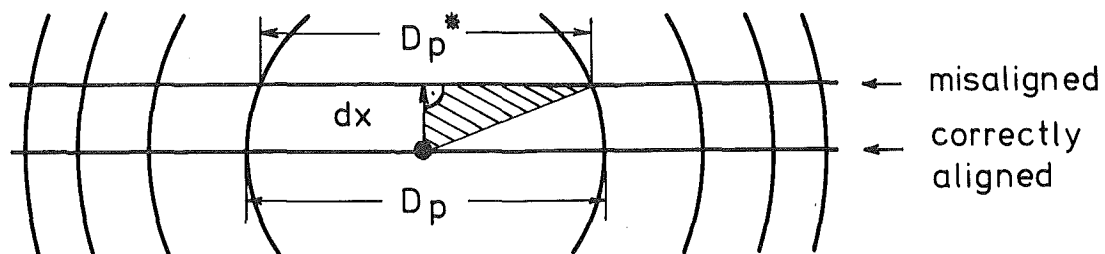


Abb. 22 Justierung der Bildsensoren zur Aufnahme der Fabry-Perot-Interferenzringe. Eingezeichnet sind zwei Stellungen des Sensors relativ zur Ringstruktur: 1. richtige Justierung, dabei werden die Ringdurchmesser D_p registriert; 2. der Sensor ist um dx senkrecht zur Sensorachse verschoben, dann werden nur die kürzeren Sehnen D_p^* der Interferenzringe aufgenommen.

Ringdurchmesser mit ungeänderter Mittenlage. An der quadratischen Gesetzmäßigkeit für die Abfolge der Durchmesserquadrate ändert sich durch diese veränderte Schnittlinie jedoch nichts. Auch die Proportionalitätskonstante R_{FPI} hat denselben Wert. Die Dejustierung wirkt sich nur in einer Verkleinerung des Etalonexzesses ε_{FPI} aus, genau wie eine Frequenzabnahme des eingestrahnten Laserlichts; denn bei einer Verschiebung des Ringzentrums um dx senkrecht weg vom Sensor gilt wegen des Pythagorassatzes:

$$(1/2 \cdot D_p^*)^2 = (1/2 \cdot D_p)^2 - (dx)^2$$

Dies ergibt eine scheinbare Änderung des Etalonexzesses $d\varepsilon$:

$$d\varepsilon = - (dx)^2 / R_{\text{FPI}} ,$$

was zusammen mit dem freien Spektralbereich $\delta\nu_{\text{FPI}}$ des Etalons zu einem Frequenzfehler $d\nu$ von

$$d\nu = - (\delta\nu/R)_{\text{FPI}} \cdot (dx)^2 \quad \text{führt.}$$

Diese zweite Art der Dejustierung, nämlich Verschiebungen des Ringzentrums senkrecht zur Achse des Bildsensors, kann bei der Bildauswertung nicht festgestellt werden. Nur bei einer Justierung dieses Freiheitsgrades, d.h. bei manueller Veränderung der Lage des Ringzentrums relativ zum Bildsensor, kann die Position festgestellt werden. Die richtige Justierung erkennt man am Maximalwert der vom Sensor festgestellten Ring-"Durchmesser" bzw. als Maximum des daraus berechneten Etalonexzesses ε_{FPI} bei fester Wellenlänge des eingestrahnten Laserlichts.

Um während des Betriebes einen auf Dejustierung beruhenden Frequenzfehler $d\nu$ zu vermeiden, ist die Toleranzgrenze für die erkennbare Verschiebung der Ringmitte entlang der Sensorachse sehr knapp bemessen, obwohl diese Verschiebung zu keinem Fehler bei der Bestimmung des Etalonexzesses ε_{FPI} und damit zu keinem Frequenzfehler führt. Das Meßprogramm reagiert schon bei einem Versatz der Mitten von drei Diodenabständen. Aber selbst die 10fache Verschiebung in der dazu senkrechten, kritischen Richtung - das ist ein Versatz des Interferenzmusters von 0,75 mm auf dem Bildsensor - bewirkt wegen des Extremalwertes bei richtiger Justierung erst eine Exzessänderung $d\varepsilon$ von -0,015, so daß der resultierende Frequenzfehler von 1,5 % des freien Spektralbereiches in die Größe der Genauigkeitsgrenze von 2 %

kommt. Es bleiben nur sehr seltene Dejustierungen unentdeckt, und zwar solche, die fast senkrecht zur Sensorachse verlaufen, d.h. deren Komponente in Richtung der Sensorachse kleiner als $75 \mu\text{m}$ ist. Dabei ist die relevante Fehlergrenze in dieser "blinden" Richtung zehnmal so groß wie die Toleranzgrenze in der dazu senkrechten unkritischen Richtung.

5. Kalibrierungsverfahren

In diesem Kapitel wird das Verfahren beschrieben, nach dem die Fabry-Perot-Interferometer kalibriert werden, d.h. es wird erläutert, wie man die optischen Dicken der Fabry-Perot-Etalons bestimmt, so daß sie als Normal für eine Wellenlängenbestimmung des eingestrahlten Laserlichts dienen können. Im folgenden wird das Laserlicht durch die Angabe der Frequenz ν charakterisiert. Natürlich lassen sich alle Aussagen ebenso in Wellenzahlen σ bzw. Wellenlänge λ formulieren.

Das Ergebnis der Bildauswertung der Fabry-Perot-Interferenzmuster besteht, wie in den vorangegangenen Kapiteln ausführlich beschrieben, in der Festlegung der Frequenz des eingestrahlten Lichts innerhalb einer Periode des Etalons, auch Ordnung genannt, durch Angabe der Bruchteilordnung, des Etalonexzesses ε_{FPI} . Um aus dieser dimensionslosen Zahl eine Frequenz zu berechnen, muß man die Größe dieser Periode in Frequenzen kennen. Dies bedeutet, man benötigt eine absolute Angabe für den freien Spektralbereich (FSR-"free spectral range") $\delta\nu$; denn nach Gleichung (3.11) aus Kapitel 3 ist die Frequenz ν des eingestrahlten Laserlichts mit der resultierenden Ordnung des Etalons $m_{\text{FPI}} + \varepsilon_{\text{FPI}}$ verknüpft durch:

$$\nu = \delta\nu \cdot (m_{\text{FPI}} + \varepsilon_{\text{FPI}}) ; \quad m_{\text{FPI}} \in \mathbb{N}, \quad 0 \leq \varepsilon_{\text{FPI}} < 1 \quad (5.1)$$

Dieser Zusammenhang wird bei der Frequenzbestimmung aus der Exzessbestimmung bei einem Fabry-Perot-Interferometer zweifach ausgenutzt:

1. Mit dem Frequenzergebnis ν_i der vorangegangenen Iteration - das ist beim FPI 1 der Frequenzwert des Gitterspektrographen und beim FPI 2 bzw. FPI 3 das Ergebnis des jeweiligen "Vorgänger"-Etalons - wird zunächst aus Gleichung (5.1) die ganzzahlige Ordnung m_{FPI} bestimmt:

$$m_{\text{FPI}} = \frac{\nu_i}{\delta\nu_{\text{FPI}}} - \varepsilon_{\text{FPI}} \in \mathbb{N} ;$$

dabei wird bei der Festlegung der ganzzahligen Ordnung m_{FPI} von der Eigenschaft Gebrauch gemacht, daß m_{FPI} eine natürliche ganze Zahl ist.

2. Zusammen mit dem Meßergebnis, der Bruchteilordnung ϵ_{FPI} , wird danach ein neuer, verbesserter Wert für die Frequenz ν des eingestrahnten Lichts berechnet gemäß (5.1):

$$\nu = \delta\nu_{\text{FPI}} \cdot (m_{\text{FPI}} + \epsilon_{\text{FPI}})$$

Der freie Spektralbereich $\delta\nu$ spielt dabei die Rolle einer Proportionalitätskonstanten. Theoretisch gilt für die Größe $\delta\nu$ nach Gleichung (3.13):

$$\delta\nu = \frac{c}{\Delta} \quad , \quad (5.2)$$

d.h. der freie Spektralbereich ist durch die Angabe einer effektiven optischen Länge $\Delta = 2nd$ des Etalons (3.12) gegeben.

Zunächst ist der freie Spektralbereich nur so gut bekannt, wie die Längenangabe für die Dicke der Etalons durch den Hersteller eine Festlegung erlaubt. Im einzelnen gilt für die drei hier verwendeten Fabry-Perot-Interferometer:

D1	:	d = 0,3	mm	(Quarz)	→	$\delta\nu_1 = 340 \pm 10$	GHz	
D2	:	d = 5	mm	(Quarz)	→	$\delta\nu_2 = 20,5 \pm 0,5$	GHz	(5.3)
D3	:	d = 99,96	mm	(Vakuum)	→	$\delta\nu_3 = 1,499 \pm 0,001$	GHz	

Auch ohne vorherige Kalibrierung besteht ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Laserfrequenz und den Ergebnissen der Bildauswertung, die aus vier Zahlenwerten besteht: Den Etalonexzessen der drei FPI und der Positionsangabe beim Gitterspektrographen. Somit können einmal eingestrahelte Frequenzen später eindeutig wiedergefunden werden, da aus den Etalonexzessen zusammen mit dem Ergebnis des Gitterspektrographen das Vorzeichen einer Abweichung von einem vorgegebenen Sollwert feststellbar ist. Die Größe einer Abweichung und damit die Frequenz des eingestrahnten Lichts kann allerdings erst nach der Kalibrierung genau angegeben werden.

Das Kalibrierungsverfahren besteht darin, bekannte Frequenzen einzustrahlen, die Interferenzmuster aufzunehmen und auszuwerten, d.h. die dazugehörigen Etalonexzesse zu bestimmen. Aus diesen Ergebnissen läßt sich der freie Spektralbereich genauer bestimmen, so daß danach unbekannte Frequenzen durch Interpolation zwischen

den bekannten "Eich"-frequenzen bestimmbar sind. Dabei ist die Kalibrierung eines Fabry-Perot-Etalons vollkommen unabhängig von den anderen Interferometern. Das Prinzip dieser Kalibrierung läßt sich folgendermaßen erläutern: Genauso wie nach einer Kalibrierung eine unbekannte Frequenz durch Aufnahme der Bruchteilordnungen ϵ für mehrere geeignet abgestufte Interferometer mit bekanntem freien Spektralbereich bestimmbar ist, kann bei der Kalibrierung der Fabry-Perot-Interferometer der freie Spektralbereich eines Etalons dadurch bestimmt werden, daß man die Bruchteilordnungen dieses Etalons für mehrere absolut bekannte Frequenzen aufnimmt, wenn die Frequenzunterschiede entsprechend den freien Spektralbereichen bei der Messung geeignet abgestuft werden. Für die Darstellung genügend genau bekannter optischer Frequenzen gibt es mehrere Möglichkeiten:

1. die bekannten Linien von Festfrequenz-Lasern, wie z.B. die Linien eines Argon-Ionen-Lasers oder eines Jod-stabilisierten-He/Ne-Lasers.
2. jede Laserfrequenz eines durchstimmbaren Farbstofflasers, wenn dessen Frequenz auf eine zweite, unabhängige Art mit einer Genauigkeit von 10^{-7} oder besser bestimmt wird, wie es z.B. mit einem Michelson-Interferometer möglich ist.
3. Die Frequenzen eines durchstimmbaren Farbstofflasers, wenn dieser auf einen hinreichend genau bekannten elektronischen Übergang eines Atoms oder Moleküls eingestellt ist. Dafür geeignet ist z.B. das Spektrum von neutralen Jod-Molekülen (J_2), das im interessierenden Spektralbereich viele verschiedene Übergänge aufweist, von denen mehr als 20000 Linien vermessen und tabelliert sind (14). Die absolute Genauigkeit beträgt dabei ± 60 MHz für die zweifache Standardabweichung (15).

Die J_2 -Molekülresonanzen als Frequenzstandard können auf einfache Art und Weise im Labor realisiert werden. Dazu wird etwas Jod in eine Glaszelle eingebracht, durch die der Strahl des Farbstofflasers geführt wird. Bei geeigneter Frequenz tritt Resonanzabsorption des Lichts durch die J_2 -Moleküle auf. Dies kann man durch das dann auftretende Fluoreszenzlicht senkrecht zum Laserstrahl feststellen. Bei kontinuierlicher Frequenzänderung des Lasers kann man auf diese einfache Weise das Frequenz-Spektrum mit einem Oszillographen oder X-Y-Schreiber registrieren. Da die Linien

eine recht charakteristische Struktur aufweisen, können diese Linien zusammen mit dem Gitterspektrographen des Wavemeters eindeutig identifiziert werden, so daß man danach den Farbstofflaser auf einen gewünschten Übergang einstellen kann, wobei die Frequenz aus dem "Jod-Atlas" zu entnehmen ist (14). Dabei ist zu beachten, daß die dort angegebenen Werte alle um 168 MHz (5,6 mK) zu kleineren Frequenzen korrigiert werden müssen (15).

Zum Zwecke der Kalibrierung eines Etalons werden die bekannten Frequenzen in das Wellenlängenmeßgerät eingestrahlt und das entstehende Interferenzmuster wird ausgewertet. Aus den Meßwerten, den Etalonexzessen zu bekannten Frequenzen, wird der freie Spektralbereich des Etalons in einem iterativen Verfahren genauer bestimmt. Mit jedem Schritt erreicht man durch den bei der geeignet gewählten, bekannten Frequenz gemessenen Exzess ε ein verbessertes Ergebnis für den freien Spektralbereich $\delta\nu$. Dieser neue Wert dient als Ausgangsgröße im nächsten Iterationsschritt. Zur Berechnung des freien Spektralbereiches $\delta\nu$ aus dem Etalonexzess ε wird auf den gleichen Zusammenhang wie bei der Frequenzmessung, Gleichung (3.11) bzw. (5.1), zurückgegriffen: $\nu = \delta\nu \cdot (m + \varepsilon)$. Das iterative Verfahren ist notwendig, weil aus dieser Gleichung der freie Spektralbereich auch bei bekannter Frequenz ν nicht direkt berechenbar ist; es kann nämlich aus dem Interferenzbild nur die Bruchteilordnung ε nicht aber die ganzzahlige Ordnung $m \in \mathbb{N}$ bestimmt werden, wobei m in der Größenordnung 10^3 bis 10^6 liegt, je nach Frequenz und Etalon.

Wenn aber die Etalonexzesse bei zwei benachbarten Frequenzen ν und $\nu + \Delta\nu$ aufgenommen werden, gilt zwar auch für die Differenzfrequenz $\Delta\nu$ der gleiche Zusammenhang wie für die Einzelfrequenzen, nämlich

$$\Delta\nu = \delta\nu \cdot (\Delta m + \Delta\varepsilon) ; \Delta m \in \mathbb{N}_0 ; 0 \leq \Delta\varepsilon < 1 , \quad (5.4)$$

doch die Ordnungsdifferenz Δm ist im Verhältnis zur Ordnung m im gleichen Maße reduziert wie die Differenzfrequenz $\Delta\nu$ in bezug auf die Frequenz ν . Diese Ordnungsdifferenz Δm kann man dann aus dem "alten", ungenauen Wert für den freien Spektralbereich, der Differenzfrequenz $\Delta\nu$ und der Differenz $\Delta\varepsilon$ der gemessenen Etalonexzesse berechnen:

$$\Delta m = \frac{\Delta\nu}{\delta\nu} - \Delta\varepsilon , \quad (5.5)$$

wenn der aus der Ungenauigkeit des freien Spektralbereiches resultierende Fehler für die Ordnungsdifferenz Δm kleiner als 0,5 ist. Ein vorgegebener Fehler für den freien Spektralbereich $\delta \nu$ beschränkt damit die Ordnungsdifferenz auf einen maximal möglichen Wert, und zwar muß Δm kleiner bleiben als der reziproke relative Fehler des freien Spektralbereiches. Diese Beschränkung für die Ordnungsdifferenz $\Delta m < |\delta \nu / d(\delta \nu)|$ beschränkt die mögliche Differenzfrequenz auf: $\Delta \nu \leq \delta \nu \cdot \Delta m_{\max}$.

Ist diese Bedingung erfüllt, d.h. die beiden Frequenzen ν und $\nu + \Delta \nu$ so gewählt, daß das Verhältnis von Differenzfrequenz $\Delta \nu$ zum vorgegebenen freien Spektralbereich $\delta \nu$ des Etalons kleiner bleibt als der reziproke relative Fehler in der Kenntnis dieses freien Spektralbereiches, kann aus Gleichung (5.5) die Ordnungsdifferenz Δm einfach durch Runden des berechneten Wertes gewonnen werden; denn Δm ist wie die einzelnen Ordnungen selbst eine ganze Zahl.

Mit der auf diese Weise bestimmten Ordnungsdifferenz Δm kann anschließend ein neuer, verbesserter Wert für den freien Spektralbereich $\delta \nu$ berechnet werden:

$$\delta \nu = \frac{\Delta \nu}{\Delta m + \Delta \epsilon} \quad (5.6)$$

Der Fehler für diesen neuen Wert des freien Spektralbereiches $\delta \nu$ hängt entscheidend von der Auflösung des Etalons ab, die sich in der Genauigkeit des Meßergebnisses für den Exzessunterschied $\Delta \epsilon$ äußert. Wie der Etalonexzess selbst kann auch der Unterschied $\Delta \epsilon$ mit einem Fehler bestimmt werden, der sicher absolut kleiner als 1/100 ist. Da in (5.6) für die Berechnung des freien Spektralbereiches nur die Summe aus Exzessunterschied und Ordnungsdifferenz Δm eingeht, wird der neue relative Fehler von $\delta \nu$ durch das Verhältnis des Fehlers von $\Delta \epsilon$ zu Δm bestimmt (man beachte: $0 \leq \Delta \epsilon < 1 \ll \Delta m$), d.h. der relative Fehler wird mit wachsendem Δm immer kleiner. Wachsendes Δm ist aber direkt mit größeren Frequenzdifferenzen $\Delta \nu$ verbunden. Beide Größen dürfen - wie oben beschrieben - wegen des Fehlers für den Ausgangswert von $\delta \nu$ einen Maximalwert nicht überschreiten, damit die Ordnungsdifferenz eindeutig bestimmt werden kann. Dies bedeutet, daß man im Grenzfall der eindeutigen Entscheidungsmöglichkeit bei der Rundung, bedingt durch den Fehler bei der Etalonexzessbestimmung, mit einem solchen Schritt

höchstens einen Faktor 50 in der Genauigkeit für das Ergebnis des freien Spektralbereiches gewinnen kann.

Der verbesserte Wert für $\delta\nu$ erlaubt eine größere Frequenzdifferenz $\Delta\nu$, so daß mit einer neuen Bestimmung des Etalonexzesses ϵ bei einer geeignet gewählten weiteren Frequenz in einem neuen Iterationsdurchgang eine weitere Verbesserung des Wertes für den freien Spektralbereich erreicht werden kann. Dabei ist ein Faktor 10 in der Vergrößerung der Ordnungsdifferenz von einem Iterationsschritt zum nächsten problemlos möglich. Somit kann auch der relative Fehler in der Berechnung des freien Spektralbereiches mit jedem Iterationsdurchgang um einen Faktor 10 gesenkt werden. Wie die in (3.5) angegebenen Genauigkeiten der Ausgangswerte für die freien Spektralbereiche zeigen, kann beim Einstieg in das Iterationsverfahren zur Kalibrierung der drei Fabry-Perot-Etalons mit einem Frequenzunterschied von bis zu 200 GHz für die ersten beiden Exzessbestimmungen begonnen werden.

In der Praxis muß bei den eben beschriebenen Verfahren zur Kalibrierung eines Fabry-Perot-Etalons allerdings die Tatsache berücksichtigt werden, daß sich der freie Spektralbereich eines Etalons mit der Frequenz ν des eingestrahlichten Lichts ändert. Besonders die Dispersion von Quarz bei den ersten beiden Interferometern ("solid etalons") FPI 1 bzw. FPI 2, aber auch die unterschiedliche Eindringtiefe des Lichts verschiedener Frequenz bei der Reflexion an der Etalongrenzbeschichtung ("multilayer coating") müssen beachtet werden.

Theoretisch läßt sich dieser Sachverhalt in einer gegenüber Gleichung (5.2) bzw. (3.12) etwas geänderten Form für die optische Länge Δ eines Etalons beschreiben:

$$\Delta = 2 \cdot \left(n \cdot d + \frac{\phi}{2\pi} \cdot \lambda \right) \quad (5.7)$$

Dabei bedeutet:

- n - Brechungsindex des Etalonmaterials
- d - Geometrische Dicke des Etalons
- ϕ - Phasenänderung der Lichtwelle bei einer Reflexion an der hochreflektierenden (dielektrischen) Beschichtung der Etalongrenzschicht
- λ - Wellenlänge des Lichts.

Damit ergibt sich ein gegenüber Gleichung (3.12b) geänderter Ausdruck für den freien Spektralbereich $\delta\nu$ eines Etalons:

$$\delta\nu = \frac{c}{2 \cdot [n(\nu) \cdot d + \phi(\nu) \cdot \frac{c}{2\pi\nu}]} \quad (5.8)$$

Der Brechungsindex $n(\nu)$ von Quarz, dem Etalonmaterial der "solid etalons" FPI 1 und FPI 2, ist mit einer Genauigkeit von 10^{-5} bestimmt und veröffentlicht worden (vgl. Ref. (11) bzw. (12)). Der Verlauf der Phasenänderung $\phi(\nu)$ ist durch eine private Mitteilung des Herstellers der Etalonbeschichtung bekannt (vgl. Abb. 8 in Kap. 4.1.2).

Aber auch bei Berücksichtigung der in Gleichung (5.8) angegebenen Frequenzabhängigkeit des freien Spektralbereiches $\delta\nu$ ändert sich nichts an der oben beschriebenen Vorgehensweise bei der Kalibrierung der Etalons. Dies läßt sich daraus ersehen, daß die relevanten Gleichungen (5.5) und (5.6) bei der iterativen Bestimmung des freien Spektralbereiches formal bestehen bleiben, wenn man die grundlegende Bestimmungsgleichung (5.1) wie folgt beschrieben ändert. Sie lautet:

$$\nu = \delta\nu \cdot (m_{\text{FPI}} + \varepsilon_{\text{FPI}}) \text{ mit } m_{\text{FPI}} \in \mathbb{N} \text{ und } 0 \leq \varepsilon_{\text{FPI}} < 1,$$

wobei $\delta\nu$ die in Gleichung (5.8) angegebene Frequenzabhängigkeit besitzt. Einsetzen von (5.8) in (5.1) ergibt nach einigen elementaren Umformungen:

$$n(\nu) \cdot \nu = \frac{c}{2d} \cdot (m_{\text{FPI}} + \varepsilon_{\text{FPI}} - \frac{\phi(\nu)}{\pi}) \quad (5.9)$$

Formal bleibt der Zusammenhang (5.1) bestehen, wenn man nur die Größen umdefiniert:

$$\begin{aligned} \nu' &= n(\nu) \cdot \nu \\ \delta\nu' &= \frac{c}{2d} \\ m' &= m_{\text{FPI}} \\ \varepsilon' &= \varepsilon_{\text{FPI}} - \frac{\phi(\nu)}{\pi} \end{aligned} \quad (5.10)$$

d.h. alle Frequenzen müssen mit dem Brechungsindex des Etalonmaterials multipliziert und die für diese Frequenz gemessenen Etalon-

exzesse um die Phasenverschiebung $-\frac{\phi(\nu)}{\pi}$ korrigiert werden; denn in diesen neuen Größen lautet der Zusammenhang (5.1):

$$\nu' = \delta\nu' \cdot (m' + \varepsilon') \quad ; \quad m' \in \mathbb{N}. \quad (5.11)$$

Dies ist formal der gleiche Zusammenhang wie (5.1), nur daß jetzt, wie bei der Beschreibung des Kalibrierungsverfahrens vorausgesetzt, der "neue" freie Spektralbereich $\delta\nu' = \frac{c}{2d}$ nicht mehr von der Frequenz ν abhängt. Mit diesen neuen gestrichenen Größen ν' und ε' läßt sich nun das Kalibrierungsverfahren durchführen, wobei die benötigten Frequenzdifferenzen und auch die Exzessunterschiede aus den gestrichenen Größen ν' bzw. ε' zu berechnen sind. Dabei wird der "gestrichene" freie Spektralbereich $\delta\nu' = \frac{c}{2d}$ bestimmt, d.h. es wird die effektive geometrische Länge d des Etalons gemessen, womit sich dann gemäß (5.8) der wahre freie Spektralbereich $\delta\nu$ für jede Frequenz ν berechnen läßt.

Mit diesem Verfahren kann beim ersten Interferometer FPI 1 die Ordnung m_1 eindeutig bestimmt werden, so daß der freie Spektralbereich $\delta\nu_1$ auf ca. $5 \cdot 10^{-5}$ genau bestimmbar ist. Beim zweiten Etalon FPI 2 beschränkt die Kenntnis des Brechungsindex $n(\nu)$ die Kalibrierung. Wie aus Ref. (12) hervorgeht, begrenzt die Homogenität von Quarz die Genauigkeit der Brechungsindexangaben auf einen Wert von 10^{-5} . Somit kann der freie Spektralbereich $\delta\nu_2$ nur mit einer relativen Genauigkeit von 10^{-5} bestimmt werden. Um bei einer Frequenzbestimmung mit Hilfe von FPI 2 die Ordnung des letzten Etalons FPI 3 festzulegen, muß aber der freie Spektralbereich $\delta\nu_2$ mit einer Genauigkeit von 10^{-6} bekannt sein. Dies bedeutet, daß nur Frequenzdifferenzen $\Delta\nu = 1/10 \cdot \nu$ eindeutig bestimmbar sind.

Dies ist insofern keine Einschränkung für den Betrieb des Wellenlängenmeßgerätes, als der Verstimmbereich eines Farbstofflasers ohne Farbstoffwechsel ebenfalls in der Größenordnung von einem Zehntel der Laserfrequenz liegt. In diesem Frequenzgebiet wird dann eine Kalibrierung der Interferometer durchgeführt, d.h. man nimmt die Etalonexzesse bei bekannten Frequenzen auf. Danach sind unbekannte Frequenzen durch Vergleich der aufgenommenen Etalonexzesse mit denen bei der Kalibrierung bestimmbar; denn man muß, um von der bekannten "Eich"-Frequenz auf die be-

nachbarte unbekannte Frequenz mit einer Exzessbestimmung bei einem Etalon zu schließen, nur die Ordnungsdifferenz Δm zwischen beiden Frequenzen aus dem Frequenzergebnis der Auswertung des "Vorgänger"-Etalons bestimmen. Dies ist wegen des geringen Frequenzabstandes $\Delta \nu < 1/10 \cdot \nu$ auch beim dritten Etalon möglich, obwohl der relative Fehler von FPI 2 wegen des Brechungsindex von Quarz nicht besser als 10^{-5} sein kann.

Beim dritten Etalon treten die Probleme mit der Dispersion von Quarz nicht auf, das Etalonmaterial hat den konstanten Brechungsindex von 1 (Vakuum!). Der relevante Plattenabstand d wird durch das Zerodurabstandsstück definiert, so daß nach einer Kalibrierung in dem durch das zweite Etalon begrenzten Bereich Frequenzbestimmungen mit einer Genauigkeit von 10^{-7} möglich sind.

Literaturverzeichnis:

- (1) H.Rebel, G.Schatz: "Laser Induced Fluorescence Spectroscopy in Atomic Beams of Radioaktive Nuclides" in Lasers in Nuclear Physics, ed. C.E. Bemis and H.K. Carter (Harvard Acad. Publ., Harvard 1982)
- (2) R.C. Thompsen, M.Anselment, K. Bekk, S.Göring, A. Hanser, G. Meisel, H.Rebel, G. Schatz, B.A. Brown: J. Phys. G: Nucl. Phys. 9 (1983) 443
- (3) B. Burghard, W. Jitschin, G.Meisel: Appl. Phys. 20 (1979) 141
- (4) A. Fischer, R.Kullmer, W.Demtröder: Opt. Comm. 39 (1981) 277
- (5) R.L. Byer, J. Paul, M.D. Duncan: "A Wavelength Meter" in Laser Spectroscopy III (Springer, Heidelberg 1977)
- (6) M. Born, E. Wolf: "Principles of Optics" 5th ed. (Pergamon Press, Oxford 1975)
- (7) C. Fabry, A. Perot: Annales de Chimie et de Phys. (7) 16 (1899) 115
- (8) Physik Instrumente GmbH: "Das PI-, Optische System" Katalog Nr. 105
- (9) GCA/Mc Pherson Instrument: "Scanning Monochromator EU-700" Gerätebeschreibung
- (10) Technical Optics Ltd.: "Etalon Coatings" Manufacturing Capabilities
- (11) Dynasil Corp. of Am.: "Fused Silica" Catalog 702-B
- (12) I.H. Maltison: J. Opt. Soc. Am. 55 (1965) 1205
- (13) Schott Glaswerke: "Zerodur Glaskeramik" Firmenprospekt
- (14) S. Gerstenkorn, P. Luc: "Atlas du Spectre d'Absorption de la Molécule d'Iode" ed. du C.N.R.S., Paris 1978
- (15) S. Gerstenkorn, P. Luc: Rev. Phys. Appl. 14 (1979) 791

Anhang:

Protokoll des Meßprogramms

```
#####  
WAVEMETER : NOVA2-Programm (Bildauswertung)      A. Steiger      April 1984  
#####
```

LISTING DES PROGRAMMS MESS.BA

```
0100 LET A=15  
0110 LET A0=0  
0120 LET B=0  
0130 LET B0=0  
0140 DIM D(5)  
0150 LET D=0  
0160 DIM F(513)  
0170 DIM G(6)  
0180 LET I=0  
0190 LET I0=0  
0200 LET I1=0  
0210 LET I2=0  
0220 LET I3=0  
0230 LET K=0  
0240 LET K0=3  
0250 LET L=0  
0260 LET L0=0  
0270 LET M=2500  
0280 CALL 333,A*M,M  
0290 LET M0=0  
0300 LET M1=0  
0310 LET M2=0  
0320 DIM R(4)  
0330 LET R=0  
0340 LET R(1)=274.3  
0350 LET R(2)=264.8  
0360 LET R(3)=251.2  
0370 INPUT "LAMBDA IN MICRONS ( Z.B. HE/NE=0.633 ) ;",R  
0380 FOR K=1 TO K0  
0390   LET R(K)=R(K)*R(K)*R/.633  
0400 NEXT K  
0410 LET R=0  
0420 LET S=0  
0430 DIM X(4)  
0440 LET X=0  
0450 LET X0=0  
0460 DIM Z(2049)
```

LISTING DES PROGRAMMS MESS.BA

```
1000 CALL 139
1010 CLOSE
1020 CALL 508,0
1030 CALL 11,2,2 15,1
1040 ON ERR THEN GOSUB 9000
1050 ON ESC THEN GOTO 9500
1060 GOSUB 8000
1070 CALL 31,1,0,0
1080 CALL 233,0,1,1
1090 CALL 30,Z(1),B
1100 OPEN FILE (0,1),"$LPT"
1110 CALL 130,0
1120 CALL 131,1
1130 LET IO=4097-IO

-> 1500 IF A0=0 THEN GOTO 1500
1510 GOSUB 8000
1520 LET IO=INT(4097-IO)
2000 CALL 123,F(1),1024,IO
2010 CALL 434,F(1),1024,B,B0,M0,I2,S
2020 LET S=S/1024+A*220
2030 IF M0<S THEN GOTO 8200
2040 LET I=IO+I2
2050 GOSUB 8700
2060 LET X0=I2+I
2070 PRINT USING "<13>D0:####.##",X0,
2080 GOSUB 8100
2090 CALL 237,7,1,B
2100 PRINT FILE (0),USING "D(0)####.## DIODEN",X0;
2110 PRINT FILE (0),USING " (MAX=####)",I2

2200 FOR K=1 TO K0
2210 LET I1=IO+K*1024
2220 CALL 123,F(1),1024,I1
2230 LET I1=I1+512
2240 LET M1=(K-3)*M
2250 LET M2=M1+M+M+M
2260 CALL 34,X,F(1),-1024,X,M1,1023,M2,B
2270 LET M1=(3-K)*64
2280 LET M2=M1+20
2290 LET R=R(K)
2300 LET B=INT(SQR(R))
2310 CALL 434,F(257),B,B0,B0,M0,I2,S
2320 IF M0<(A*220) THEN GOTO 8300
2330 IF I2>40 THEN GOTO 2400
2340 CALL 434,F(377),80,B0,B0,M0,I2,S
2350 LET I2=I2+240
-> 2400 LET L=1
```

LISTING DES PROGRAMMS MESS.BA

```
-> 2410 LET B=128+I2/4
2420 CALL 332,B,M1,B,M2,BO
2430 LET B=256-B
2440 CALL 332,B,M1,B,M2,BO
2450 LET B=INT(253-I2/2)
2460 CALL 434,F(B),16,BO,BO,MO,I3,S
2470 LET I3=I3+2*B-514
2480 IF ABS(I2+I3+1)>5 THEN GOTO 8400
2490 LET I=I1+I2
2500 GOSUB 8800
2510 LET D=I2+I
2520 LET I=I1+I3
2530 GOSUB 8800
2540 LET D=D-I3-I
2550 LET D(L)=D*D
2560 IF L=4 THEN GOTO 2740
2570 LET B=INT(253+SQR(I2*I2+R)/2)
2580 IF B>504 THEN GOTO 2700
2590 CALL 434,F(B),16,BO,BO,MO,I2,S
2600 LET I2=I2+2*B-514
2610 IF I2>504 THEN GOTO 2700
2620 LET L=L+1
2630 GOTO 2410

-> 2700 IF L<3 THEN GOTO 8500
2720 LET B=.5*(D(3)-D(1))
2730 GOTO 2750
-> 2740 LET B=.3*(D(4)-D(1))+.1*(D(3)-D(2))
-> 2750 LET BO=B
2760 IF D(1)<B THEN LET BO=0
2770 LET MO=D(1)-BO
2780 FOR I1=2 TO L
2790 LET BO=BO+B
2800 LET MO=MO+(D(I1)-BO)
2810 NEXT I1
2830 LET R(K)=B/4
2840 LET X(K)=MO/(L*B)
2850 LET BO=1+8*K
2860 CALL 237,BO,1,BO
2870 PRINT FILE (0),USING "D(#) .###",K,X(K)
2880 PRINT USING " D#: .###",K,X(K),
2890 NEXT K

3000 LET B=SYS(0)/3600
3010 PRINT USING " ## #:",SYS(2),INT(B);
3020 PRINT USING "##.#",60*(B-INT(B)),
3030 GOTO 1500
```

LISTING DES PROGRAMMS MESS.BA

```
=> 8000 CALL 110,0,0,10,4097
8010 CALL 18,X,0,4096,1
8020 LET B=INT(31-A+L0*16)
8030 LET A0=0
8040 CALL 127,B
8050 RETURN

=> 8100 CALL 138
8110 LET B=SYS(0)/3600
8120 PRINT FILE (0),USING "###.", " ";SYS(2);SYS(1);
8130 PRINT FILE (0),USING "### ##:",SYS(3);INT(B);
8140 PRINT FILE (0),USING "###.##",60*(B-INT(B))
8150 RETURN

-> 8200 GOSUB 8100
8210 CALL 34,X,F(1),-1024,X,0,1023,M,B
8220 CALL 332,0,0,255,0,B
8230 LET S=S*255/M
8240 CALL 332,0,S,255,S,B
8250 LET K=0

-> 8300 CALL 237,5,1,B
8310 PRINT FILE (0),USING "!!! D(#) LASER-POWER !!!",K
8320 PRINT USING "<13><7>!! D(#) LASER-POWER !!",K;
8330 GOTO 1500

-> 8400 CALL 237,5,1,B
8410 PRINT FILE (0),USING "!!! D(#) JUSTIERUNG (MITTE) !!!",K
8420 PRINT USING "<7><13>!! D(#) JUSTIERUNG (MITTE=++#) !!",K,I2+I3+1,
8430 GOTO 1500

-> 8500 CALL 237,5,1,B
8510 PRINT FILE (0),USING "!!! D(#) NUR # RINGE GEFUNDEN !!!",K,L
8520 PRINT USING "<13><7>!! D(#) NUR # RINGE GEFUNDEN !!",K,L;
8530 GOTO 1500

=> 8700 CALL 122,G(2),3,I-1
8710 LET I=.5*(G(4)-G(2))/(G(3)+G(3)-G(2)-G(4))
8720 RETURN

=> 8800 CALL 122,G(1),5,I-2
8810 LET I=.7*(G(4)-G(2)+2*(G(5)-G(1)))/(G(2)+G(4)+2*(G(3)-G(5)-G(1)))
8820 RETURN
```


LISTING DES PROGRAMMS MESS.BA

```
=> 9000 IF A0=1 THEN GOTO 9100
    9010 IF SYS(7)<>-122 THEN GOTO 9100
    9020 LET A0=1
    9030 CALL 103
    9040 CALL 19
    9050 RETURN

-> 9100 CALL 19
    9110 CALL 237,4,1,B
    9120 PRINT FILE (0),"!!! FEHLER :";SYS(7);"!!!"
    9130 CALL 507,B,B0
    9140 PRINT "<13>FEHLER :";SYS(7);"!!! VOR STMT.NR.";B0;" GOSUB-TIEFE";B;
    9150 CALL 508,0
    9160 CALL 103
    9180 STOP

-> 9500 CALL 508,0
    9510 CALL 19
    9520 STOP
```

GOTO-KREUZREFERENZLISTE DES PROGRAMMS MESS.BA

```
1500 : 1500 3030 8330 8430 8530
2400 : 2330
2410 : 2630
2700 : 2580 2610
2740 : 2560
2750 : 2730
8200 : 2030
8300 : 2320
8400 : 2480
8500 : 2700
9100 : 9000 9010
9500 : 1050
```

GOSUB-KREUZREFERENZLISTE DES PROGRAMMS MESS.BA

8000 : 1060 1510
8100 : 2080 8200
8700 : 2050
8800 : 2500 2530
9000 : 1040

VARIABLEN-KREUZREFERENZLISTE DES PROGRAMMS MESS.BA

A : 0100 0280 2020 2320 8020
A0 : 0110 1500 8030 9000 9020
B : 0120 1090 2010 2090 2260 2300 2310 2410 2420 2430
2440 2450 2460 2470 2570 2580 2590 2600 2720 2740
2750 2760 2790 2830 2840 3000 3010 3020 8020 8040
8110 8130 8140 8210 8220 8240 8300 8400 8500 9110
9130
B0 : 0130 2010 2310 2340 2420 2440 2460 2590 2750 2760
2770 2790 2800 2850 2860 9130
D : 0140 0150 2510 2540 2550 2720 2740 2760 2770 2800
F : 0160 2000 2010 2220 2260 2310 2340 2460 2590 8210
G : 0170 8700 8710 8800 8810
I : 0180 2040 2060 2490 2510 2520 2540 8700 8710 8800
8810
I0 : 0190 1130 1520 2000 2040 2210 8000
I1 : 0200 2210 2220 2230 2490 2520 2780 2800 2810
I2 : 0210 2010 2040 2060 2110 2310 2330 2340 2350 2410
2450 2480 2490 2510 2570 2590 2600 2610
I3 : 0220 2460 2470 2480 2520 2540
K : 0230 0380 0390 0400 2200 2210 2240 2270 2290 2830
2840 2850 2870 2880 2890 8250
K0 : 0240 0380 2200
L : 0250 2400 2550 2560 2620 2700 2710 2760 2840
L0 : 0260 8020
M : 0270 0280 2240 2250 8210 8230
M0 : 0290 2010 2030 2310 2320 2340 2460 2590 2770 2800
2840
M1 : 0300 2240 2250 2260 2270 2280 2420 2440
M2 : 0310 2250 2260 2280 2420 2440
R : 0320 0330 0340 0350 0360 0370 0390 0410 2290 2300
2570 2830
S : 0420 2010 2020 2030 2310 2340 2460 2590 8230 8240
X : 0430 0440 2260 2840 2870 2880 8010 8210
X0 : 0450 2060 2070 2100
Z : 0460 1090

GOSUB-LISTE DES PROGRAMMS MESS.BA

- 8000 : Transfer von Sensordaten in den externen Speicher starten
- 8100 : Fernsehbild löschen und neue Überschrift zeichnen
- 8700 : Scheitelberechnung bei Parabelfit über 3 Messpunkte
- 8800 : Scheitelberechnung bei Parabelfit über 5 Messpunkte
- 9000 : Fehlerbehandlungsroutine (Ende des Transfers von Sensordaten in den externen Speicher erkennen)

VARIABLEN-LISTE DES PROGRAMMS MESS.BA

Mit * sind die globalen Variablen markiert; diese Variablen behalten ihre Bedeutung das ganze Programm hindurch.

- * A : Anzahl der Auslesezyklen (jeweils 4*1024 Sensordaten) bei einem Datentransfer (0<A<16)
- * A0 : Kontrollvariable für den Datentransfer (Wert 0 bedeutet: Auslesung aktiv, der Datentransfer ist noch nicht beendet)
- B : lokale Hilfsvariable
- B0 : lokale Hilfsvariable
- D(i), i=1,4: Feld für die Quadrate der Interferenzringdurchmesser
- D : Variable für den aktuellen Ringdurchmesser
- F(i), i=1,512: Feld für die aktuellen Sensordaten (1k*16bit), 1024 Integer-Werte eines einzelnen Diodenarrays
- G(i), i=1,5: Feld für einen Sensordatenausschnitt-> Parabelfit.
- I : Adresse (ext. Speicher) für ein lokales Maximum von F(i), -> Mittendiode für Parabelfit; nach der Fitroutine: Lage des Parabelscheitels in Bezug auf das Maximum
- * I0 : Anfangsadresse (ext. Speicher) des aktuellen Bereichs für die Sensordaten (0 oder 4097)
- I1 : Adresse (ext. Speicher) für die Mitte der aktuellen Sensordaten (Diode #513 eines Diodenarrays)

FORTSETZUNG VARIABLEN-LISTE DES PROGRAMMS MESS.BA

- I2 : Lage eines rechten Maximums in Bezug auf die Diodenarraymitte
- I3 : Lage eines linken Maximums in Bezug auf die Diodenarraymitte
- K : Index für die aktuellen Sensordaten ("Diodenarray-Nummer")
- * K0 : Endwert für den Schleifenindex bei der Auswertung der Sensordaten (höchste Nummer des Diodenarrays) (default: 3)
- L : Zählvariable für die gefundenen Ringdurchmesser (maximal: 4)
- * L0 : Variable für die Auswahl des nächsten Lasers:
- | L0 | -1 | 0 | 1 | 2 |
|----------|-----|-----|-----|----|
| Laser #0 | off | on | off | on |
| Laser #1 | off | off | on | on |
- * M : Variable für den Maximalwert der Diodenintensität, wird zum Zeichnen der Spektren auf dem Fernsehschirm benötigt
- M0 : Variable für den Intensitätswert des aktuellen Maximums
- M1 : Hilfsvariable zum Zeichnen der Spektren auf dem Fernsehschirm
- M2 : Hilfsvariable zum Zeichnen der Spektren auf dem Fernsehschirm
- * R(i), i=1,3: Feld für den Abbildungsmaßstab des Diodenarrays #i (Quadrat des halben Ringdurchmessers eines FSR in der ersten Ordnung, gemessen in Diodenabständen)
- R : Variable für den aktuellen Abbildungsmaßstab
- S : Hilfsvariable bei der Bildauswertung (Feldsumme, Schwelle)
- * X : Hilfsvariable für den Zahlenwert 0
- * X0 : Variable für das Ergebnis der Auswertung des Diodenarrays #0 (Position des Eintrittsspaltbildes beim Gitterspektrografen)
- * X(i), i=1,3: Feld für Ergebnisse der Auswertung der Diodenarrays #i (Bruchteilordnung-"fractional fringe order")
- * Z(i), i=1,2048: Feld für den TV-Bildspeicher (4k*16bit)

LISTE DER VERWENDETEN CALL - ROUTINEN

Bezeichnungen gemäß einer privaten Mitteilung der Datenverarbeitungsgruppe des Instituts für Kernphysik III

- Routinen für das Zählerinterface (ZI):
 - 11 - die Betriebsart wählen
 - 18 - den Datenbereich des Speichers löschen
 - 19 - das Interface ausschalten
 - 110 - das Interface einschalten
- Routinen für die Inkrementeinheit (IE):
 - 127 - das Ausgaberegister beschreiben
- Routinen für den externen Speicher:
 - 122 - die Daten eines Bereiches in ein Basicfeld übertragen
 - 123 - wie 122 nur mit Wandlung: Int(16 Bit)-> Gleitkomma
- Routinen für den Fernsehmonitor (TV):
 - 30 - den Display einschalten
 - 31 - die Betriebsart wählen
 - 34 - ein ganzes Spektrum zeichnen
 - 130 - den Display für die Textausgabe einschalten
 - 131 - den Page-Modus für die Textausgabe wählen
 - 138 - das ganze TV-Bild löschen
 - 139 - den Display ausschalten
 - 233 - das Bildfeld begrenzen
 - 237 - den Textpointer setzen
 - 332 - einen Vektor darstellen
 - 333 - eine Zahl aufrunden auf $2^{**N}-1$
- Allgemeine Hilfsroutinen:
 - 103 - den Interrupt-Service aktivieren
 - 434 - das Maximum eines Integerfeldes suchen
 - 507 - die Rücksprungadresse bei GOSUB bestimmen
 - 508 - die GOSUB-Tiefe erniedrigen

Danksagung:

Die vorliegende Arbeit wurde in Zusammenarbeit mit der Laserspektroskopie-Arbeitsgruppe des IK III durchgeführt. Ich danke allen beteiligten Mitarbeitern für ihre bereitwillige Unterstützung, insbesondere Herrn Prof. Dr. G. Schatz, Herrn Prof. Dr. H. Rebel und Herrn Dr. G. Meisel für ihr wohlwollendes Interesse und die wichtigen Hinweise.