

論 文

光デジタルディスクシステムにおける

ジッターに注目した収差解析

久保田 重夫

The Aplanatic Condition Required to Reproduce
a Jitter-free Signal of an Optical Digital Disk

by

Shigeo Kubota

Submitted for the Degree of Doctor of Engineering
at University of Tokyo

Supervised by Professor Iwao Ogura

Institute of Industrial Science

University of Tokyo

1985

緒言

本論文は著者が1980年春より1985年春にかけて行った、光デジタル・ディスクの再生信号に見られるジッターと再生光学系の収差の関係に関する研究をまとめたものである。研究に着手する前年には、前 University of Reading教授Dr.H.H.Hopkinsにより光ディスクの信号の再生原理が回折理論を用いて初めて定式化され、ビデオディスク・システムの解析への適用性が Philips Research Labo.の Dr.Bouwhuisと Dr.Braat により報告されるという状況であった。

ところで光ディスクの再生において、Abbeの正弦条件が成り立つことが要請されるが、これは基板を通してレーザー光を集光してディスクを再生するので、ディスクが傾くとコマが発生して信号がひずむという現象的側面と、ビットという一次元回折格子をスパイラル状に記録したディスクを回転させ、フーリエ移相定理で記述される場所の回折光のスペクトル間の位相差の変化を検出するという、光ディスクの再生原理にかかわる側面との両面よりの要請である。Abbeの正弦条件は回折光のスペクトル間の位相差の変化の同等性を保証する。回折光のスペクトル間の位相差の変化に伴う動的な誤差をジッターというが、光デジタルディスクの再生において、ジッターはビットエラーにつながるので最も重要な項目である。

Abbeの正弦条件とジッターの関係を記述する具体的な収差の関数としての表現を導くために、われわれは波形ひずみという、かつて Linfootが像再生の相似性の概念として提唱したimage fidelityを一次元化した評価量を導入し、光ディスク光学系の伝達関数としてOTFを仮定して、波形ひずみと収差の定量的関係を導いた。得られた波形ひずみのRMS値という評価関数はMTFとPTFの二乗和の関数で、予想どおり、コマと球面収差に対して極めて鋭敏な量であって、Abbeの正弦条件をよく反映する評価関数であった。

従って、本研究の意義は、Abbeが100年前に顕微鏡の結像において像倍率を一定にする条件として導いた正弦条件を、光ディスクのビットの長さとその配列によってコード化された情報の無ひずみ再生の条件として再評価し、Abbeの正弦条件の具体的な収差の関数と

しての表現を見いだし、光ディスクの再生原理に関する摂動理論を構築した点にある。Abbeの正弦条件に対応する無ひずみ再生の条件を記述する評価関数は、光ディスクの光学系のみならず、例えば、回折限界の性能を要求される IC 露光用のレンズ等においても活用できると考えられ、従来の Strehl definitionのような情報量の保存性を保証する条件とは、本質的に異なる範疇のクライテリオンを与えると考える。

研究の契機となったのは、1979年より1982年にかけてソニーで行われたコンパクトディスク・システムの開発である。新システムを構築するにあたり、信号の無ひずみ再生の観点から、波形ひずみにもとづくジッターと再生光学系の収差の関係について、オーディオ事業部技術部藤家和彦係長らの信号処理技術者より問題提起がなされていた。研究に直接関与された人達として、非球面レンズの開発をともに推進した光デバイス事業部新谷賢司係長、実験を担当したディスク開発部の大里潔君をはじめとする光学グループのメンバー、ジッター測定器の設計・製作を担当した小川博司係長と中川謙三係長の名をあげたい。

社外では、レンズ設計・収差論について小西六写真工業の小島忠研究開発本部長、キャノン中研松井吉哉参事に、光学設計プログラムの使用法に関して CRC(株)金子清一課長、ORA社のB.Irving氏、University of Rochester, Institute of Optics のD.T.Moore 助教授より御教示いただいた。また、Jet Propulsion Labo.の Dr.O.J.Soversには数式処理プログラムの使用に際し便宜を計っていただいた。

おわりに本研究はソニー(株)における光ディスクの開発を推進された MIPS 事業本部宮岡千里事業本部長に機会を与えられたもので、終始、暖かいはげましの御言葉をいただきましたことに感謝いたします。また、御指導・御鞭撻を賜りました東京大学生産技術研究所小倉馨夫教授と黒田和男助教授に深謝いたします。

最後に、本論文をまとめるにあたり費やした週末の日々を顧みて、こころよく協力してくれた妻恒子に感謝したいと思います。

1985年 11月

久保田 重夫

Abstract

The optical disk system is a scanning system the readout signal of which can be described by the convolution formula of an impulse response and the recorded signal on the disk. To obtain a complete description of the formula, it is necessary that the optical system be space-invariant, or equivalently isoplanatic. An optical system is isoplanatic if the image of the point object changes only its location, as the point source explores the object plane. The isoplanatic condition is now seen to be the sine condition derived by E. Abbe in 1873. Abbe recognized that a spherically corrected microscope objective would be free from coma near the center of the field, if paraxial magnification $m = y' / y$ and marginal magnification $M = N \sin \alpha / N' \sin \alpha'$ were equal, where object and image height are y , y' and the entering and emerging ray slopes of point source on axis are α and α' .

Suppose that one dimensional grating with a period of d recorded in spiral form on an optical disk is illuminated by a monochromatic coherent spot and is imaged on the photodetector by a optical system with a magnification of m . The first order wavefront diffracted by the grating propagates in the direction where the ray slopes α and α' are given by the relations of $N \sin \alpha = \lambda / d$ in the object space and of $N' \sin \alpha' = \lambda / d'$ where $d' = m d$ in the image space. Displacement of the grating during time interval t is $a = r \omega t$, when the disk is rotating with an angular velocity of ω and the spot illuminates on a circle with a radius of r . The displacement gives the first order diffracted wavefront phase shift of $a \sin \alpha$ with reference to the 0-th order wavefront, which has no phase shift. If Abbe's sine condition holds, the phase difference between the 0-th order and the first order wavefront should be $a' \sin \alpha'$ in the image space, where $a' = m a$. If the interference between the 0-th and first order wavefront is detected by a photodetector, an electric signal synchronous to

the displacement of the grating can be reproduced. Therefore, Abbe's sine condition is fundamental to the accurate reproduction of signals recorded on an optical disk.

An offense against the sine condition causes waveform distortion of the read-out signal, which results in jitter. The jitter observed in the read-out signal of an optical disk under the influence of aberration is analyzed employing a model of an optical system in which the line spread function of the coherent spot is used as the impulse response of the convolution formula. We define as a merit function proportional to the statistical value of jitter the root-mean-square (RMS) waveform distortion, which is the difference between the signal recorded and the readout signal. In the model, RMS waveform distortion σ is a function of the degradation of the optical transfer function (OTF) and can be expanded as the squared sum of the mean value and the variance of difference function of wavefront aberration. Consequently, σ is a quadratic function of the wavefront aberration coefficients.

The mean values and variances of difference function of typical wavefront aberrations given by H.H.Hopkins are used to evaluate waveform distortion. Among the wavefront aberration coefficients which correspond to the Marèchal criterion, tangential coma gives the largest value for σ . When σ is normalized using this largest value, σ is 0.7 for spherical aberration, 0.6 for defocus and 0.4 for radial coma.

An algorithm was devised to allow the read-out signal to be calculated as a convolution of the line spread function and the recorded signal on the disk. Using the input with a non-periodic random sequence of run-lengths, one can simulate jitter caused by intersymbol interference and waveform distortion of the signal under the influence of aberration. Jitter measuring equipment

employing a phase-locked-loop (PLL) circuit was developed to allow evaluation of optically-induced jitter separately from the mechanical jitter.

Calculated jitter and observed jitter agree very well for coma and defocus, and for spherical aberration if residual higher-order spherical aberration is taken for account. Contrary to theory, an increase in jitter caused by astigmatism and defocus was observed, but this increase can be attributed to the increase in cross-talk noise from adjacent tracks which occurs when a laser beam forms a focal line perpendicular to the track. This increase in jitter is not allowed for in our one-dimensional model of the transfer function in the scanning direction. Except for this case, an increase in calculated jitter and observed jitter is proportional to RMS waveform distortion σ , which suggests that the model is useful for evaluating jitter.

Waveform distortion is a one-dimensional merit function which evaluates the degree of similarity between the original signal and the reproduced signal, in contrast to the two-dimensional merit function of image fidelity proposed by Linfoot. We have expanded the merit function as a function of wavefront aberration and found that it is closely related to the sine condition, which was introduced by Abbe in his study of microscope imaging and is fundamental to the accurate reproduction of image. We propose using jitter as a criterion for distortion-less reproduction of the signal recorded on an optical disk. The newly devised merit function σ is particularly sensitive to spherical aberration and coma, as compared to the conventional merit function based on Strehl definition, and it is marked by its azimuthal dependence of asymmetrical aberration. We conclude, therefore, that an optical digital disk system must be aplanatic in order to reproduce distortion-less signals.

目次

	頁
緒言	i
ABSTRACT	iii
目次	vi
TABLE OF CONTENTS	x
第1章 序	1
第2章 Abbeの顕微鏡の結像理論と光ディスクの再生原理	
2. 1 はじめに	17
2. 2 Abbeの顕微鏡の理論と実験	19
2. 3 Abbeの正弦条件と光ディスクの再生原理の関係	21
2. 4 まとめ	26
第3章 光ディスク再生信号のジッターと再生光学系の収差の関係 に関する理論	
3. 1 はじめに	29
3. 2 光ディスクのデジタル信号変調方式と符号間干渉	30
3. 3 Abbeの正弦条件を考慮した光ディスク再生光学系の座標系の定義と アプラナティック条件のフーリエ光学的意義	34
3. 4 光ディスク伝送系の伝達関数のモデル	40
3. 5 再生光学系の収差と再生信号の波形ひずみの explicit な関係	49
3. 6 再生信号の波形ひずみとジッターの統計的關係	57
3. 7 まとめ	62

	頁
第4章 擬似ランダムパルス列と再生スポットの線像強度分布を用いた 光ディスク再生信号のジッターの数値計算法	
4. 1 はじめに	71
4. 2 ナイフエッジ・エネルギー分布関数を重率とするデジタル信号の変換 点におけるインパルスを用いた再生信号の計算のためのアルゴリズム	71
4. 3 光ディスク再生信号の数値計算ための準備	73
4. 4 コマにより発生するジッターとアポディゼーションにより発生する ジッターの計算例	78
4. 5 まとめ	85
第5章 デジタルphase locked loop 回路を用いた光ディスク再生信号の ジッターの測定法	
5. 1 はじめに	88
5. 2 測定光学系	90
5. 3 デジタルphase locked loop を用いたジッター測定回路系	95
5. 4 ディスク・ノイズの影響を除去するためのデータ処理法	95
5. 5 まとめ	100
第6章 光ディスク基板で発生する収差	
6. 1 はじめに	104
6. 2 平行平板を集束光束が通過するとき発生する収差の公式	104
6. 3 収差公式の近似精度の検討	113
6. 4 まとめ	116

	頁
第7章 光ディスク再生信号におけるジッターの球面収差依存性	
7. 1 はじめに	121
7. 2 ディスクの厚み誤差, 屈折率誤差により発生する球面収差	122
7. 3 球面収差に起因するジッターのディスクの厚み誤差依存性	126
7. 4 まとめ	128
第8章 光ディスク再生信号におけるジッターのコマ依存性	
8. 1 はじめに	133
8. 2 コマに起因するジッターの方位依存性 (ψ 依存性)	134
8. 3 コマに起因するジッターのディスク傾き角依存性 (θ 依存性)	135
8. 4 コマに起因するジッターのその他の性質	137
8. 5 まとめ	142
第9章 光ディスク再生信号におけるジッターの非点収差依存性	
9. 1 はじめに	147
9. 2 利得導波形半導体レーザー用非点収差補正板の設計	149
9. 3 ジッターの非点収差依存性	151
9. 4 まとめ	155
第10章 光ディスク再生信号におけるジッターのデフォーカス依存性	
10. 1 はじめに	159
10. 2 ジッターのデフォーカス依存性	159
10. 3 デフォーカスに起因するジッターのその他の性質	160
10. 4 まとめ	166

	頁
第11章 信号の無ひずみ再生の観点からみた各種収差のクライテリオンの比較	
11. 1 はじめに	168
11. 2 参照球面の中心における点像強度と波面の変形の関係	169
11. 3 Strehl definition による波形ひずみの評価の限界性	173
11. 4 像の再現性に関するクライテリオンとしてのAbbeの正弦条件, 波形ひずみ, Linfoot のimage fidelityの関係	174
11. 5 Abbeの正弦条件に則した信号の無ひずみ再生の評価関数としての波形ひずみの RMS値	177
11. 6 まとめ	180
第12章 光ディスク用アプラナティック単玉非球面レンズの設計	
12. 1 はじめに	184
12. 2 3次収差解析による単玉非球面レンズのアプラナティック化の条件	186
12. 3 アプラナティック両面非球面レンズの設計	189
12. 4 偏芯収差公式を用いたアプラナティック両面非球面レンズの形状の最適化	194
12. 5 まとめ	206
第13章 結び	
13. 1 光ディスクの再生原理にかかわる正弦条件の実験的検証としてのジッターに関する研究のまとめ	213
13. 2 おわりに	218

TABLE OF CONTENTS

	PAGE
PREFACE	i
ABSTRACT	iii
TABLE OF CONTENTS	vi
TABLE OF CONTENTS (ENGLISH)	x
CHAPTER 1 Introduction	1
CHAPTER 2 Abbe's Sine Condition in Microscope Imaging and the Optical Disk Readout Principle	
2. 1 Introduction	17
2. 2 Abbe's theory and experiment of microscope-imaging	19
2. 3 Abbe's sine condition and the optical disk readout principle	21
2. 4 Summary	26
CHAPTER 3 Relation between Jitter in the Readout Signal of Optical Disk and the Aberration in an Optical Readout System	
3. 1 Introduction	29
3. 2 Modulation used in the optical disk system and intersymbol interference	30
3. 3 Defining the coordinates for the optical disk readout system based on Abbe's sine condition and the viewpoint of Fourier optics for aplanatic condition	34
3. 4 A model of the optical disk data transmission system	40
3. 5 Waveform distortion as an explicit function of aberration	49

TABLE OF CONTENTS CONTINUED

	PAGE	
3. 6	Statistical relation between waveform distortion and jitter	57
3. 7	Summary	62
CHAPTER 4	Computer Simulation of Jitter in the Optical Disk Readout Signal Using a Pseudo-random Input Pulse Sequence and the Line Spread Function of the Spot	
4. 1	Introduction	71
4. 2	An algorithm for calculation of the readout signal employing impulses at signal transients and knife-edge energy distribution of weight	71
4. 3	Data necessary for calculation of optical disk readout signal	73
4. 4	Jitter caused by coma and jitter caused by apodization	78
4. 5	Summary	85
CHAPTER 5	Measurement of Optically Induced Jitter Employing a Phase- locked Loop Circuit	
5. 1	Introduction	88
5. 2	Optical system for jitter measurement	90
5. 3	PLL circuit in circuit for jitter measurement	95
5. 4	Data processing for eliminating influence of disk noise	95
5. 5	Summary	100

TABLE OF CONTENTS CONTINUED

	PAGE
CHAPTER 6	Aberrations in Optical Disk System
6. 1	Introduction 104
6. 2	Aberration formula for focusing beam through parallel plate 104
6. 3	Accuracy of the aberration formula 113
6. 4	Summary 116
CHAPTER 7	Spherical Aberration Dependence of Jitter in Optical Disk Readout Signal
7. 1	Introduction 121
7. 2	Spherical aberration caused by disk thickness error and refractive index error 122
7. 3	Disk thickness error dependence of jitter caused by spherical aberration 126
7. 4	Summary 128
CHAPTER 8	Coma Dependence of Jitter in Optical Disk Readout Signal
8. 1	Introduction 133
8. 2	Azimuthal dependence of jitter caused by coma : ϕ -dependence 134
8. 3	Disk tilt dependence of jitter caused by coma : θ -dependence 135
8. 4	Other properties of jitter caused by coma 137
8. 5	Summary 142

TABLE OF CONTENTS CONTINUED

	PAGE
CHAPTER 9 Astigmatism Dependence of Jitter in Optical Disk Readout Signal	
9. 1 Introduction	147
9. 2 Design of correction plate for astigmatism of a gain-guided laser diode	149
9. 3 Astigmatism dependence of jitter	151
9. 4 Summary	155
CHAPTER 10 Defocus Dependence of Jitter in Optical Disk Readout Signal	
10. 1 Introduction	159
10. 2 Defocus dependence of jitter	159
10. 3 Other properties of jitter caused by defocus	160
10. 4 Summary	166
CHAPTER 11 Comparison of Criteria for Aberration from Viewpoint of Distortion-less Reproduction of Signal	
11. 1 Introduction	168
11. 2 The relation between the intensity at the center of reference sphere and the root-mean-square wavefront aberration	169
11. 3 Limitation of Strehl definition when applied to evaluate waveform distortion	173

TABLE OF CONTENTS CONTINUED

	PAGE	
11. 4	Abbe's sine condition, waveform distortion and Linfoot's image fidelity as criteria for distortion-less reproduction of image	174
11. 5	Waveform distortion as a merit function closely related to Abbe's sine condition for distortion-less reproduction of signal	177
11. 6	Summary	180
 CHAPTER 12 Design of Aplanatic Aspheric Singlet for Optical Disk Use		
12. 1	Introduction	184
12. 2	Condition required to make a single lens aplanatic obtained by third order aberration analysis	186
12. 3	Design of aplanatic biaspheric singlet	189
12. 4	Optimization of the aplanatic biaspheric singlet employing aberration formula for decentered system	194
12. 5	Summary	206
 CHAPTER 13 Concluding Remarks		
13. 1	Summary of jitter analysis which verifies experimentally that Abbe's sine condition is fundamental to readout principle of optical disk	213
13. 2	Conclusion and proposal	218

第1章 序

光ディスクの研究は1970年代初頭より、ビデオディスク・システムを開発するために着手され、これが1970年代末より1980年代初頭にかけて商品化されると、研究の中心はコンパクトディスクや記録可能なデータディスクを含むデジタルディスクの開発に移行した。光ディスクの形態は、記録消去可能性により、再生専用（ROM）、追記形（write once）、消去可能形（erasable）に分類され、現在、応用分野が急速に拡がりつつあるが、いずれの形態についてもそのなかでデジタル・ディスクは重要な位置を占めるに至った。コンパクトディスクは再生専用のデジタルディスクで、最も早く商品化されており（1982）、特^{(1)~(3)}に高い記録密度をもっている。直径120mm、厚さ1.2mmの polycarbonate基板に（Fig. 1.1）、深さ0.1 μm のピットとよばれる位相構造をスパイラル状に配列させて情報トラックとしており（Fig. 1.2）、片面で1 GBの容量をもち、S/N 90dB、ダイナミック・レンジ 90dB の超Hi-Fi の2ch オーディオ・プログラムを74分間再生することができる。高い記録密度は、1.6 μm 間隔のトラック密度とほぼ同程度のスキャン方向のピット密度で実現されている。

ピット列から信号再生するには半導体レーザーのようなコヒーレント光源が用いられる（Fig. 1.3）。無収差光学系をもちいれば、対物レンズの開口数をNA、レーザー波長を λ とすると、レーザー・ビームを直径 λ/NA のスポットに集光することができる。いま、 $\lambda=780\text{ nm}$ 、 $NA=0.45$ とすると、スポット・サイズはピット・サイズと同程度であるから、スポットがピット上に集光されると、回折により対物レンズに戻ってくる反射光量が減少して大きな信号の変調がえられる。再生光学系に収差があると、スポット・サイズが増加して信号の変調度が減少する。したがって、従来、光ディスクの再生光学系には無収差に近い回折限界の性能が必要であるとされてきた。

ところで回折限界の光学系の結像性能に関する研究は、E. Abbeの顕微鏡の研究に遡る。

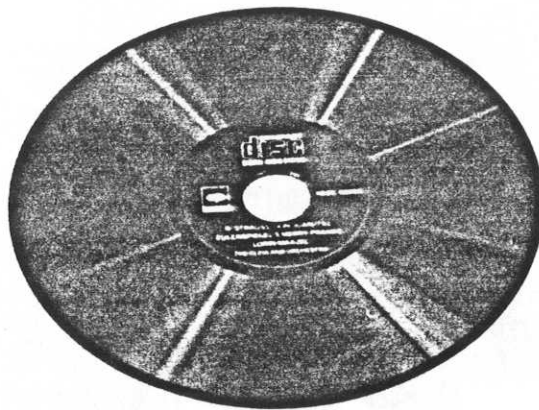


Fig.1.1 Compact disc digital audio.

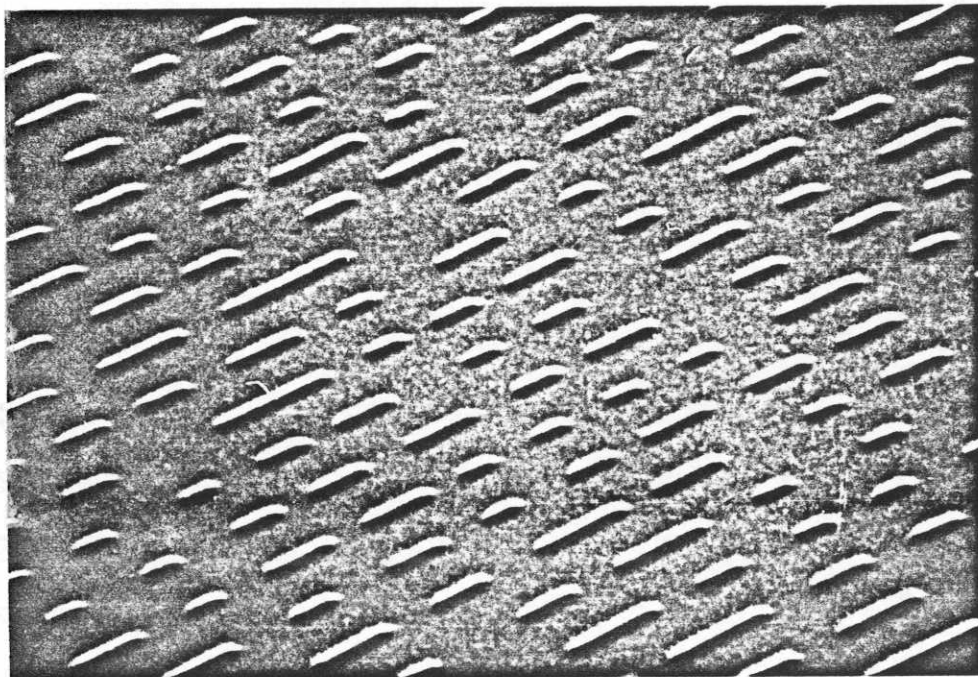


Fig.1.2 Scanning electron micrograph of pits on compact disk.

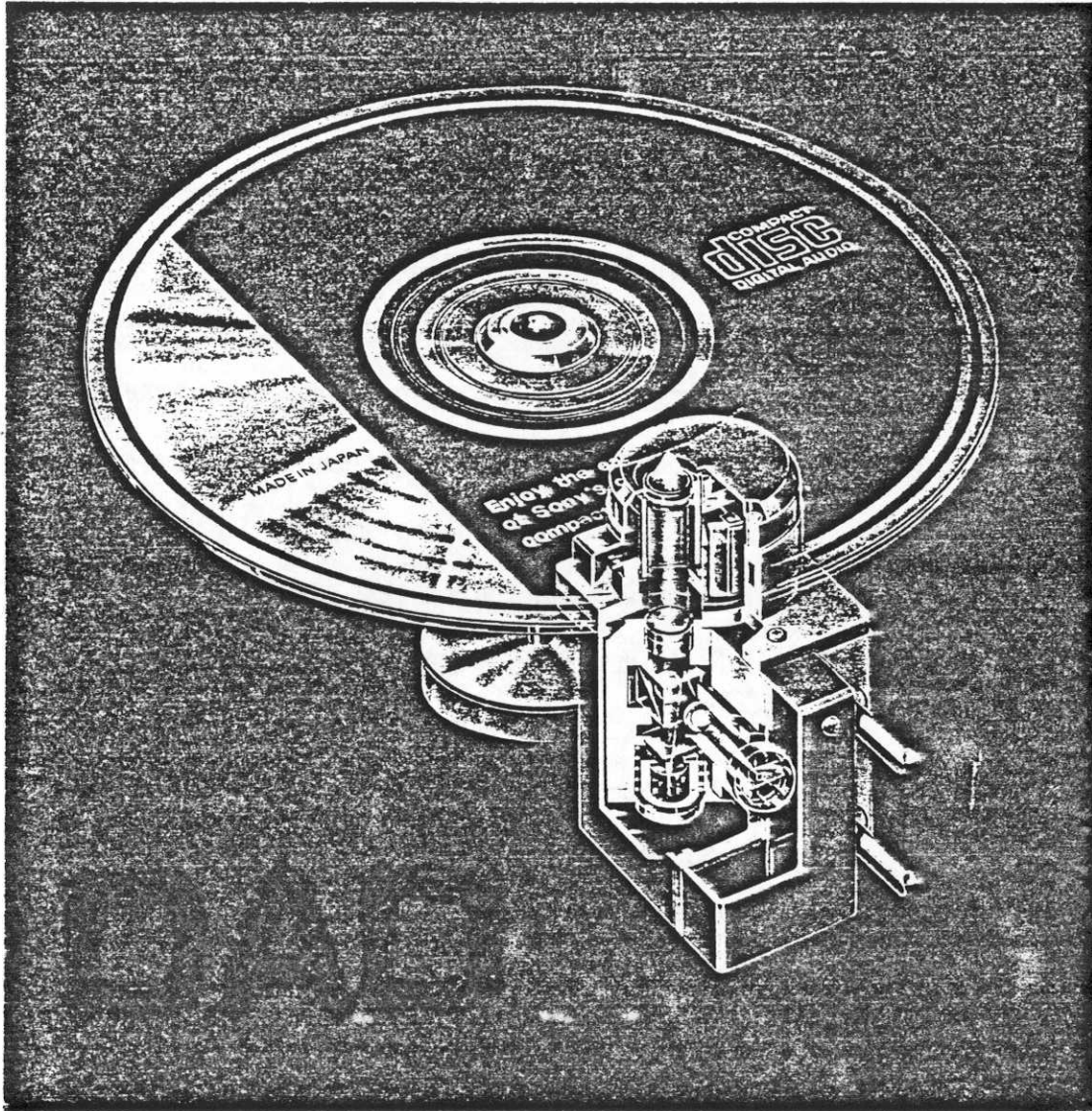


Fig.1.3 Compact disk pickup system.

Abbeは顕微鏡の像の明るさと鮮鋭度を両立させようと努力し、物点より発する光線束の通過する絞りの位置によらず倍率を一定に保つ為の条件を探し、正弦条件を見いだした⁽⁴⁾。これによって球面収差とコマの除去に関する指標が確立し、いわゆるアブラナティズムの概念がはじめて導入されたことになる(1873)。Abbeの正弦条件は、広義には、物点の変位に対する像点の無ひずみ変位を保証するアイソプラナティズムにつながり、走査光学系において像再生をコンボリューション定理を用いて記述するための前提条件を与えるので、光ディスクの再生原理にかかわる重要な条件である。

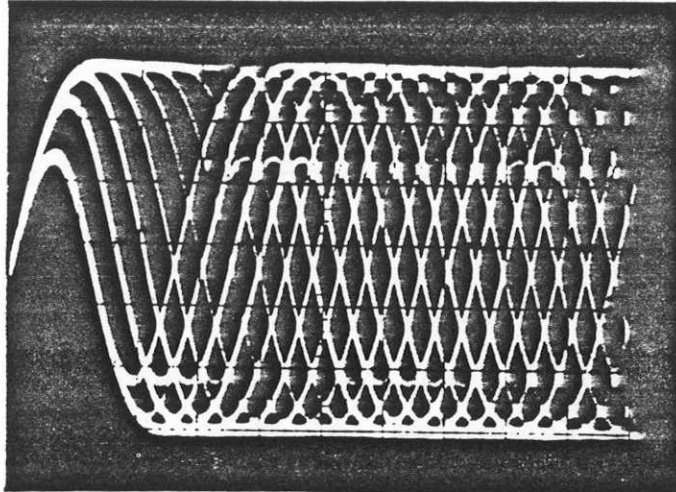
つぎにMaréchalが顕微鏡のような回折限界に近い光学系の収差のクライテリオンを⁽⁵⁾Strehl definition を評価関数に用いて確立したのは1947年のことである。その方法は点像の中心強度を回折積分公式を用いて記述し、これを波面収差の関数として展開し、波面収差のvarianceを以て近似するものである。規格化された点像の中心強度はOTFが周波数空間でしめる体積に等しいので、Maréchalのクライテリオンは光学像のコントラストの良否をあらわすよい指標となる。Maréchalのクライテリオンはその意味するところが単純明快であり、定量的であるので回折限界に近い光学系の性能を規定する基準として専らもちいられている。

さて、光ディスクの光学系に特有な収差に、ディスクが傾いたとき発生するコマがある。これは極めて微細な記録がほどこされた情報面を保護するために、約1.2mmのディスク基板をとうしてレーザー光を集光する光ディスク独特の読み取り原理に由来するものである。コマは集束光束が傾いた透明な平行平板を通過するとき発生する。コマ・フレアの方向によって再生信号の隣接トラックからのクロストーク・ノイズが混入したり、波形ひずみが生ずるので、ディスクとプレーヤーの製造上大きな問題であった。量産工程でコマの発生を規制するためには、再生信号の品質に一定の基準をもうけ、ディスクのそりや光学系の光軸倒れが生じないようにプロセスを管理する必要がある。そのためには信号の品質を適切な評価関数で記述し、評価関数と収差の間の定量的な関係を把握することが先決である。

ところで、ビデオディスクもコンパクトディスクも射出成型により大量に複製を生産で

きることが共通の特徴であるが、両者に記録されている信号の性質は全くことなる。ビットはその長さや位置に情報をもっているが、ビデオディスクではFM変調されたビデオ信号に応じてビット長が連続的に変化する。一方、コンパクトディスクでは離散長をもつビットとビットの間隔の組合せでデジタル化された音楽信号をコード化している。再生信号に要求される品質は、アナログ信号の場合変調度や S/N 比である。これは画像情報の結像系におけるコントラストに相当する。一方、デジタル信号の場合、本質的に重要なのはパルスの位相関係やタイミングである。パルスの立ち上がり・立ち下りのタイミングに誤差が発生する現象をジッターとよび、位相情報の忠実な再生の観点から重視されている。デジタル・ディスクの再生信号のビット・クロックに同期をかけ、オシロスコープに表示したものをアイ・パターンとよぶが、アイ・パターン評価は光ディスクにかぎらず、デジタル信号伝送系の特性を評価する典型的な方法である。いま、光ディスク再生光学系の収差が殆どないと Fig. 1.4 のような良好なアイ・パターンがえられるが、再生光学系に収差があるとアイ・パターンは Fig. 1.5 のように劣化する。これを図解したものが Fig. 1.6 であるが、ジッターが増加するとアイの開口部が減少して、信号の正確なサンプリングが困難になり、ビット・エラーが発生しやすい状態にあることが了解される。このようにアナログ信号とデジタル信号では信号の質にたいする要求が異なるので、信号を劣化させる要因である収差にたいする要求も異なるのではないだろうかという疑問が生ずる。

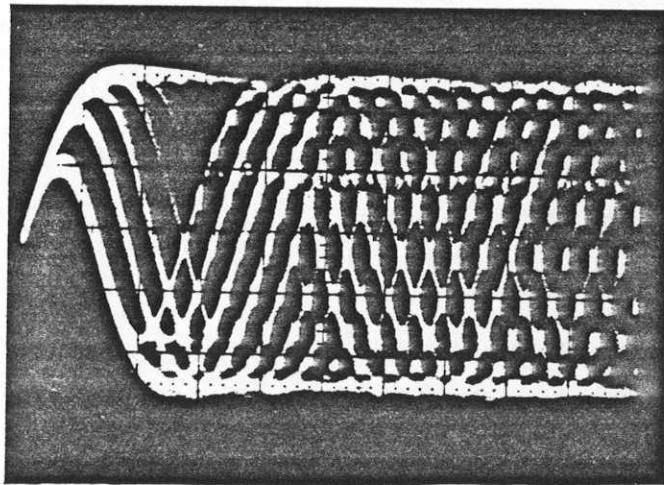
そこで、われわれの研究の第一歩は次の問を自らに発することに始まる。一体、Maréchalのクライテリオンは光デジタルディスクの光学系の評価関数として十分目的にかなったものなのであろうか。もしそうでないとしたら、新しい評価関数を構築しなければならない。



$$NA = 0.47 \quad \theta = 0^\circ$$

$$\lambda = 0.78 \mu\text{m}$$

Fig.1.4 Reproduced signal of compact disk (eye pattern) read out by a spot without aberration.



$$NA = 0.47 \quad \theta = 1^\circ$$

$$\lambda = 0.78 \mu\text{m}$$

Fig.1.5 Reproduced signal of compact disk (eye pattern) read out by a spot with aberration.

SAMPLING POINT

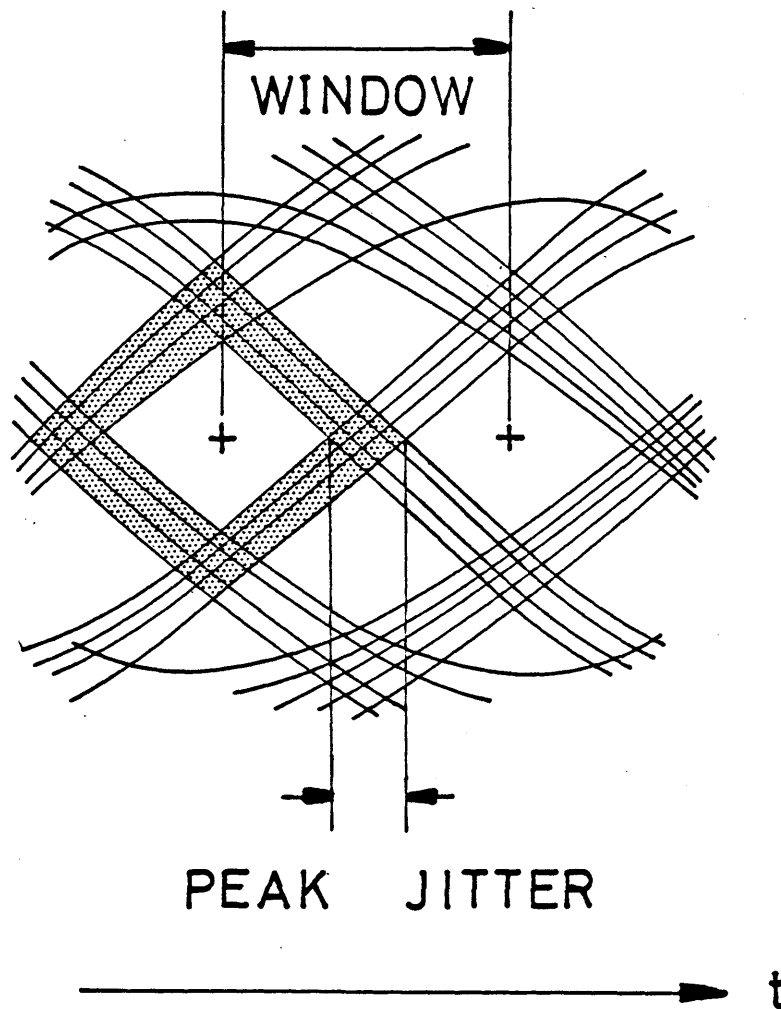


Fig. 1.6 Schematic drawing of eye pattern, where horizontal axis is time.
The lozenge pattern around sampling point (+) is called the 'eye'.

一般化して考えると、ジッターは”伝送系の不完全さ”のために発生する。⁽⁶⁾ ”伝送系の不完全さ”には(1)帯域制限、(2)波形ひずみ、(3)外乱がある。光ディスクの記録から再生までの過程も1つの信号の伝送路とみなせるから、光ディスクの再生信号にも上記の分類に対応して、(1)回折により再生スポットが波長と開口数で決定される有限な大きさをもつことによる符号間干渉、(2)再生光学系の収差・apodizationによるジッター、(3)レーザー・ノイズやチャンネル間のクロス・トーク等の外乱によるジッターが存在する。光ディスクの伝送系の不完全さのため発生するジッターを光学的ジッターとよぶことにする。その他に、モーターの回転ムラによるジッターや、ディスクが偏芯して回転することにより発生する機械的ジッターがある。

光学的ジッターのなかでも収差にもとづくジッターは、コンパクト・ディスク方式の開発において高い情報記録密度を達成するうえで crucial pointであった。コンパクト・ディスク方式は1980年に提案され、1982年から商品化されたが、より高品質をもとめて改良研究は続けられ、⁽⁷⁾ ⁽⁸⁾ 久保田、Heemskerckは各々、光ディスク再生信号に再生光学系の収差によってジッターが発生する現象について報告している。しかしジッターと収差に関する定量的な解析はこれまで報告されていない。ジッターを定量的に扱うには、光ディスクの再生信号を、再生光学系の伝達関数をもちいて表現する必要があるが、取り扱いが容易で適当な近似法が確立していなかった。

⁽⁹⁾
ビデオ・ディスク方式が提唱されたのはのように1972年であるが、光ディスクの再生信号の回折理論をもちいた定式化がなされたのは1979年である。Hopkinsは「ピットは反射光⁽¹⁰⁾にその光学的深さの2倍の位相差を付加する」という表現で光ディスクの読み取り原理を明快に示した。即ちピットの位相構造のレプリカがスポットの波面に形成される。その回折場はFresnel-Kirchhoffの回折積分公式を用いてレンズ瞳上で計算することができ、各次の回折光の干渉項の強度を考え、全光束について積分することにより光検出器の光電流を計算するものである。しかし、位相構造に二重周期性があることを仮定し、光強度を周期の逆数を基本波成分とするフーリエ級数で展開する手法を用いるので、ビデオディス

クのようなFM変調されたアナログ信号を扱う場合には周期性の仮定は近似的に正しいが、元来、デジタルディスクのような不規則な信号を扱うのに適していない。

Hopkins の公式にもとずき、ビデオ・ディスクの伝達関数を数値計算よりもとめると、対象が二次元位相構造であるにもかかわらずコヒーレント・スポットで一次元振幅回折格子をスキヤニングする場合とほぼ同様な、インコヒーレント照明下の MTFに近い伝達関数(11) (12) が得られることを指摘したのはBouwhuisと Braatである。また、Velzelはピットの複素反射率関数をトラック巾方向に積分し一次元化した量：effective track width を定義し、高調波成分を無視すると、ビット再生信号は effective track widthと点像強度分布のコンボリューションで計算できるとのべている。

(13)
一方、Dil と Jacobs は位相構造の単位が波長のオーダーなので、Hopkins のようにスカラー近似を用いず、厳密なベクトル近似をもちいて再生信号の計算をおこなったが、ベ(14)
クトル近似で複雑な位相構造を扱うには膨大な計算を要する。さらにJipsonと Williams は、Hopkins のフーリエ級数展開はランダム・パターンを扱うのに適していないとして、Fresnel-Kirchhoff の回折積分公式の代わりに、これと等価な angular spectrum をもちいて、スポットの一点々々の位置にたいする再生信号の振幅を計算しているが、実用性の面でとくにHopkins のフーリエ級数展開に比べて優れているといえない。

本論文は光ディスク上に記録されたデジタル信号を精密に再生信号上に転写するために必要な再生光学系の収差のクライテリオンを確立することを目的とする。走査光学系の再生像はコンボリューション定理を用いて記述されるから、その前提となるAbbeの正弦条件、或いは、広義にはアイソプラナティック条件が信号の無ひずみ再生に最も重要である。Abbeの正弦条件に収差の関数としての具体的な表現を与えるために、波形ひずみという評価量を考案し、これをHopkins により導かれた光ディスク光学系の伝達関数により展開した。これより、Abbeの正弦条件が崩れたときの光ディスク信号の無ひずみ再生にかかわる摂動理論としての、ジッター理論を構築する。つぎに、光学的ジッターを機械的ジッターより分離して測定する方法についてのべ、摂動理論の妥当性を実験的に検証する。最後に、

得られた収差のクライテリオンにもとづく光ディスク光学系に適したアプラナティック単玉非球面レンズの設計指針を導く。

全体の構成を述べる。第2章では顕微鏡の結像に関するAbbeの理論と実験に学び、Abbeの結像における無ひずみ再生に関する正弦条件を、回転する光ディスクによる回折光の0次光と1次光の間の位相差の変化の物空間と像空間における同等性の条件として位置づける。

第3章は光デジタルディスクの再生信号のジッターと再生光学系の収差の関係に関する理論解析である。まず、光ディスク再生光学系のフーリエ光学的取り扱いの前提となる正弦条件の意義を確認し、Hopkinsの正準座標系を導入して解析の準備を行なう。つぎに、Hopkinsの再生信号の公式の導出をたどり、これを簡略化したモデルに適用することにより、光ディスク・システムの伝達関数のincoherent光学系のOTFによる近似の可能性をしめす。Abbeの正弦条件を崩すような収差の摂動による再生信号のひずみの評価量として、再生信号と無収差光学系による再生信号の差信号により波形ひずみを定義し、これをOTFをもちいて展開し、波面収差係数の関数としての表現を与える。最後に、ジッターと波形ひずみの統計的關係を与え、波形ひずみを評価関数にして信号の無ひずみ再生のための収差のクライテリオンを導く。

第4章では計算機上で擬似ランダムパルスよりなるデジタル信号を発生させ、読み取りスポットの線像強度分布をインパルス応答に用いて、コンボリューション演算により再生信号を計算する。このコンボリューション演算式を整理すると、スポットが読み取る信号は、点像のひろがりの範囲に含まれる入力信号の立ち上がり・立ち下がりの変換点に位置する正負のインパルスの和として記述され、各インパルスにかかる重率はスポット中心から変換点までの距離の関数となる。

第5章ではデジタルPLL回路をもちいた光学的ジッターの測定法をしめす。再生信号にはモーターの回転ムラや、ディスクの偏芯回転による機械的ジッターや、ディスクの欠陥

によるジッターがふくまれるが、これらを電気回路による処理や、データの統計処理で光学的ジッターより分離する方法についてのべる。

第6章では光ディスク・システムに発生する典型的な収差の公式を導く。光ディスクは1.2 mmの基板をとうしてレーザー光を集光してピットをよみとるため、ディスクの厚さ・屈折率誤差、傾き等の摂動により収差が発生する。一般に、平行平板を収束光束が通過するとき発生する収差を5次収差まで展開する。

以下の章では光ディスク・システムに発生する典型的な収差とジッターの関係をつぎの手順でしらべる。

- (1)収差公式による収差の評価
- (2)波形ひずみのRMS値によるジッターの収差依存性の予測
- (3)擬似ランダム入力信号を用いたジッターの数値計算
- (4)ジッターの測定値、計算値、理論値の比較。

第7章では球面収差とジッターの関係についてしらべる。収差公式によれば、球面収差はディスクの厚み誤差によって発生し、厚み誤差に比例する。ディスクとレンズの間いろいろな板厚の平行平板を挿入し、ディスクの厚みを等価的にかえて発生する球面収差のジッターにあたえる影響を調べた。光学系に残留している高次の球面収差の影響を考慮すると実験値は計算値とよく一致する。

第8章ではコマとジッターの関係についてしらべる。収差公式によれば、ディスクが傾いたとき発生するコマは傾き角に比例する。波形ひずみのRMS値を用いて評価すると、ジッターは傾き角 θ にたいして、ほぼquadraticに変化し、その増加率はコマ・フレアとディスク・スキャン方向のなす角 ψ に依存する。これらの性質を実験値と計算値より検証する。

第9章では利得導波形の半導体レーザーの有する非点収差がジッターにおよぼす影響に

ついてしらべる。波形ひずみのRMS 値を用いて評価すると、非点収差が存在してもデフォーカスを最適に選べばジッターは増加しない。数値計算においても同様である。一方、実験値には、非点収差が存在すると若干のジッターの増加がみられた。実験値と計算値の差の原因を隣接トラックからの信号のクロス・トークに求める。収差公式をもちいて、レーザー発散光束中に傾けて挿入する非点収差補正板を設計し、補正効果をジッター評価により確認する。

第10章ではデフォーカスとジッターの関係についてしらべる。波形ひずみのRMS 値を用いて評価すると、ジッターはデフォーカスにたいして quadraticに変化する。これを実験値・計算値より検証する。

第11章では光ディスクの信号の無ひずみ再生のための収差のクライテリオンである波形ひずみの RMS値と、従来のStrehl definition を評価量とするMarèchal criterionとの比較を行う。波形ひずみはかつてLinfoot が像の相似性に関する評価量として提案した image fidelityを一次元化した概念であり、その RMS値は MTFと PTFの二乗和の形式を有し、コマと球面収差に極めて鋭敏であり、Abbeの正弦条件の特徴を良く反映した評価関数であるといえることができる。

第12章ではこの帰結にもとずき、光ディスク・システムに適したアプラナティック単玉非球面レンズを実現するための条件を導く。われわれは光ディスク用アプラナティック単玉非球面レンズを開発した^{(15)~(17)} (1984)。単玉レンズをアプラナティック化するには、両面を非球面化する必要があることを3次収差の検討により導く。さらに、非球面間に偏芯があるとコマが生ずるので偏芯コマの出にくいレンズを設計する指針を導く。開発されたアプラナティック単玉非球面レンズは偏芯誤差感度について最適化された両面非球面形状を有して^{(18), (19)} おり、量産性がたかく、コンパクトディスク・プレーヤーの普及に大きな貢献をしている。

第13章は全体の結びである。光ディスク走査光学系の再生原理にかかわるAbbeの正弦条件に関する考察より出発して、光ディスクから信号を無ひずみで再生するための再生光学系の収差のクライテリオンを導いた。一般に、Marèchal criterion等のStrehl definitionに由来する評価量は、画像のコントラストの平均値の復元を目的とし、一方、Abbeの正弦条件は再生像の原画像との相似性の保存を目的とする。光デジタルディスクの原信号は、ビットの長さとその配列方法で全ての情報をコード化しており、これらが電気信号上に精密に復元されることが重要で、その条件がAbbeの正弦条件である。従って、われわれは従来の Strehl definition 型の評価量の代わりに、Abbeの正弦条件に則した評価関数を光ディスク再生光学系の収差の許容値のクライテリオンとすることを提案したい。この評価量として光デジタルディスクの再生信号のアイパターンに見られるジッターを選ぶと、ジッターの RMS値は波形ひずみの RMS値に比例し、波形ひずみの RMS値は PTFと MTFの劣化の二乗和の形式に展開され、両者の影響を同等に評価することができる。一方、Strehl definitionに依拠する評価量は MTFの平均値を反映し、PTFの劣化の影響は二次の微小量になる。よってジッターはAbbeの正弦条件にもとづく光ディスク光学系の無ひずみ再生のための収差のクライテリオンとして好適である。

なお、以下の議論はコンパクト・ディスクを例にとってすすめられるが、本質的には optical data storage用も含めて一般にデジタル・ディスクにも適用できる。また、ジッターが光デジタルディスクで発生することは明白であるから、とくに光アナログディスクと区別する必要がある場合を除き、単に「光ディスク再生信号のジッター」というような簡略な表現を用いる。

第1章 文献

1. L.B.Vries, K.A.Immink, J.G.Nijboer, H.Hoeve, T.Doï, K.Odaka and H.Ogawa, "The Compact Disc Digital Audio System : Modulation and Error-Correction," 67th Conv. of Audio Eng. Soc. N.Y. H-8 (1980) .
2. M.G.Carasso, J.B.H.Peak and J.P.Sinjou, "The Compact Disc Digital Audio System," Philips Tech. Rev. 40, 151-156 (1982) .
3. Sony Corp. and Philips, General Information of Compact Disc Digital Audio Sept. 1980.
4. E.Abbe, Archiv. Mikroskopische Anat. 9, 413 (1873) ,cited in J.W. Goodman,Introduction to Fourier Optics, . (1968) .
5. A.Marèchal, "Optical Image Evaluation," NBS Circular 526.9-228 (1954) .
6. AT&T Bell Labo., Transmission System for Communications (Fifth Ed.) (Bell Labo. Inc. 1982) ,Chap. 30.
7. S.Kubota, "An Analysis of Eye Diagram Phase Jitter Caused by Coma in Compact Disc Systems," CLEO'82,FU-5 (Phoenix,Arizona,1982) .
8. J.P.J.Heemskerk and K.A.S.Immink, "Compact Disc : system aspect and modulation ," Philips Tech. Rev. 40,157-164 (1982) .
9. K.Compaan and P.Kramer,Philips Tech. Rev. 33,178 (1973) .

10. H.H.Hopkins, " Diffraction theory of laser read-out systems for optical video discs, " J. Opt. Soc. Am. 69, 4-24 (1979) .
11. G.Bouwhuis and J.J.M.Braat, " Video disk player optics, " Appl. Opt. 17, 1993-2000 (1978) .
12. C.H.F.Velzel, " Laser beam reading of video records, " Appl. Opt. 17, 2029-2036 (1978) .
13. J.G.Dil and B.A.J.Jacobs, " Apparent size of reflecting polygonal obstacles of the order of one wavelength, " J. Opt. Soc. Am. 69, 950-960 (1979) .
14. V.B.Jipson and C.C.Williams, " Two-dimensional modeling of an optical disk readout , " Appl. Opt. 17, 2202-2209 (1983) .
15. K.Shintani and S.Kubota, " Evaluation of a Diffraction-limited Plastic Biaspheric Lens, " CLEO'84, WB2 (Anaheim, CA., 1984) .
16. T.Kiriki, N.Izumiya, K.Sakurai and T.Kojima, " A Plastic Aspheric Lens for Compact Disc, " CLEO'84, WB3 (Anaheim, CA., 1984) .
17. T.Kiriki, N.Izumiya, K.Sakurai and T.Kojima, " A Plastic Aspheric Lens for Compact Disc, " IOC-13.C6-3 (Sapporo, 1984) .
18. S.Kubota, " The Design of Aspheric Lens for Optical Disk Uses, " OSA'84, TuS2 (San-Diego, CA., 1984) .
19. S.Kubota, " Lens Design for Optical Disk Systems, " International Lens Design Conference, TuB1 (Cherry-Hill, N.J., 1985) .

CHAPTER 1 LIST OF FIGURES

FIGURE	PAGE
1.1 Compact disc digital audio.	2
1.2 Scanning electron micrograph of pits on compact disk.	2
1.3 Compact disc pickup system.	3
1.4 Reproduced signal of compact disk (eye pattern) read out by a spot without aberration.	6
1.5 Reproduced signal of compact disk (eye pattern) read out by a spot with aberration.	6
1.6 Schematic drawing of eye pattern, where horizontal axis is time. The lozenge pattern around sampling point (+) is called the 'eye'.	7

第2章 Abbeの顕微鏡の結像理論と光ディスクの再生原理

2.1 はじめに

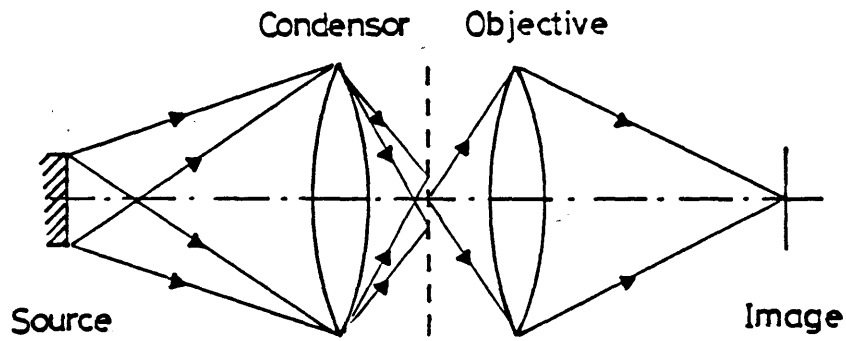
光ディスクの再生光学系は、ピットと呼ばれる位相構造をスパイラル状に配列した回転する一次元の位相回折格子をコヒーレント・スポットを用いて走査する光学系で、Sheppardらによるレーザー走査型顕微鏡のうちのタイプⅡと全く同じ配置をとっていることはよく知られている (Fig. 2.1) . 図でタイプⅠの走査型顕微鏡は伝統的な顕微鏡とレンズの役割を Table 2.1 のように入れ替えたものと同等と考えることができる。

Table 2.1 Conventional microscope and scanning microscope.

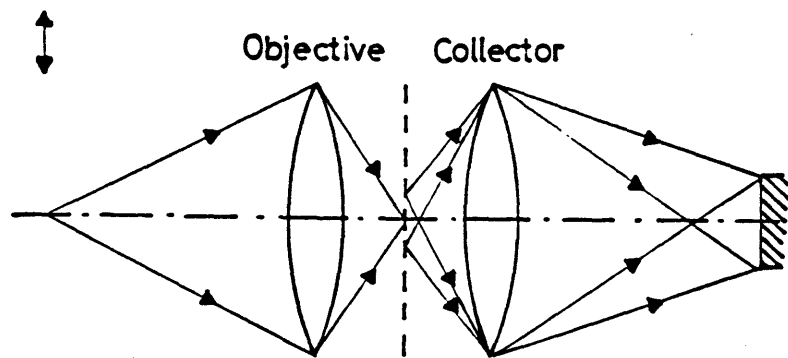
conventional microscope		scanning microscope (type 1)
objective lens	→	objective lens
condensor lens	→	collection lens

即ち、通常の顕微鏡の対物レンズが担っている解像の役割を、タイプⅠの走査型顕微鏡では光源側におかれた対物レンズが担っており、コンデンサー・レンズや集光レンズは試料物体のコヒーレンス度に影響するのみである。一方、タイプⅡの走査型顕微鏡の性能は対物レンズと集光レンズの性能の積で決定されるが、光ディスクの再生光学系のように対物レンズが集光レンズを兼ねるときは、弱く変調された試料を再生する場合、通常の顕微鏡と同様にインコヒーレント照明下の optical transfer functionに近い伝達関数を与えるとされる。

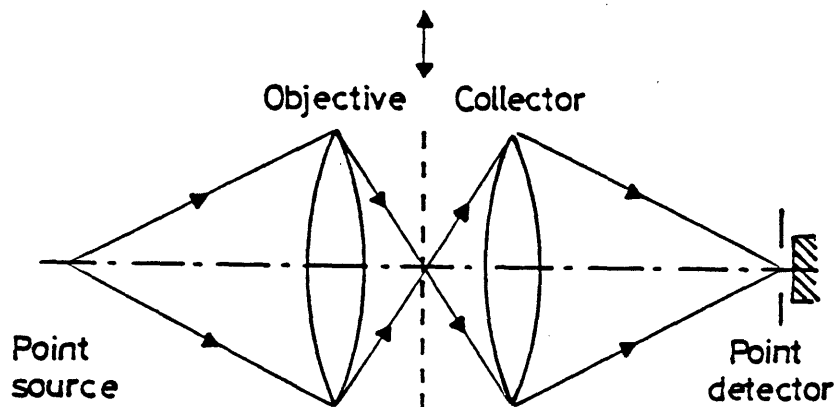
ところで、顕微鏡の像形成を試料物体による回折光の多光束干渉により説明する再回折理論を確立し、フーリエ光学の先駆者といわれるAbbeの、回折格子を用いた顕微鏡の結像



Conventional microscope



Scanning microscope
(Type I)



Scanning microscope
(Type II)

Fig. 2.1 Optical configuration of conventional microscope, type I scanning microscope and type II scanning microscope.

に関する実験は、光ディスクの再生原理のフーリエ光学的側面を理解する上で教訓的であるのみならず、Abbeの導いた正弦条件は光ディスクの再生原理の本質にかかわる内容を含んでいる。そこで古典的な顕微鏡の結像理論に立ち返って、「光ディスクの再生原理の本質とはなにか」Abbeの理論と実験に学ぶことにする。

2.2 Abbeの顕微鏡の理論と実験

E. Abbe (1840-1950) はZeiss社 (ドイツ, イエナ) にあって、新種ガラスの開発に貢献し、「アッベ数」にその名を残しているが、また、顕微鏡の結像理論を確立したことで著名である。Abbeが実験に用いた回折格子の標本は、スライドガラスに等間隔に平行直線群を刻んだものである。因みに、回折格子の発明者はRittenhouse (1786) で、Fraunhofer^{(2), (3)}より37年早いとされる。いまFig. 2.2に示した光学系において Dを格子間隔 d の回折格子とし、これにコヒーレント平行光束を照明すると、 $\sin \alpha = m\lambda/d$ (m : 整数) の方向に m 次の回折光が生ずるが、これらは対物レンズ Cの像側焦点面 BにFraunhofer回折像の点列を作る。Abbeは焦点面に順次絞りを入れていき、像面 Aに格子構造が再生されるためには、少なくとも 2個のスペクトルが干渉することが必要であることを発見し、焦点面に形成されたFraunhofer回折像の点列を波源とする二次波が多光束干渉して、標本の回折格子に相似の格子像が再生されるという、いわゆる顕微鏡の再回折結像理論を導いた。これは物体が回折格子の集合とみなせるといふ考えにもとずいており、画期的なものである。⁽⁴⁾

いま、光軸に対称な口径絞りをもちいると、格子間隔 d の回折格子を解像するには、少なくともその ± 1 次の回折光をとりこむことが必要で、口径絞りは $\sin \alpha \leq \lambda/d$ を満足する光束を通過させるように設定しなくてはならない。つまり口径が軸上物点をみこむ角の半角の正弦に比例する開口数: $NA = N \sin \alpha$ (N : 媒質の屈折率) が解像力を決定する。したがってAbbeは回折にもとづく解像の限界が対物レンズの入射瞳の有限性に起因することを最初に発見したことになる。これらの功績によりAbbeはフーリエ光学の先駆者と呼ばれる。⁽⁵⁾因みに、Fraunhofer回折がフーリエ変換に他ならないことを認識したのはMichelsonやRayleigh (1891) である。従って、Rayleighは回折による点像のひろがりが出射瞳の有

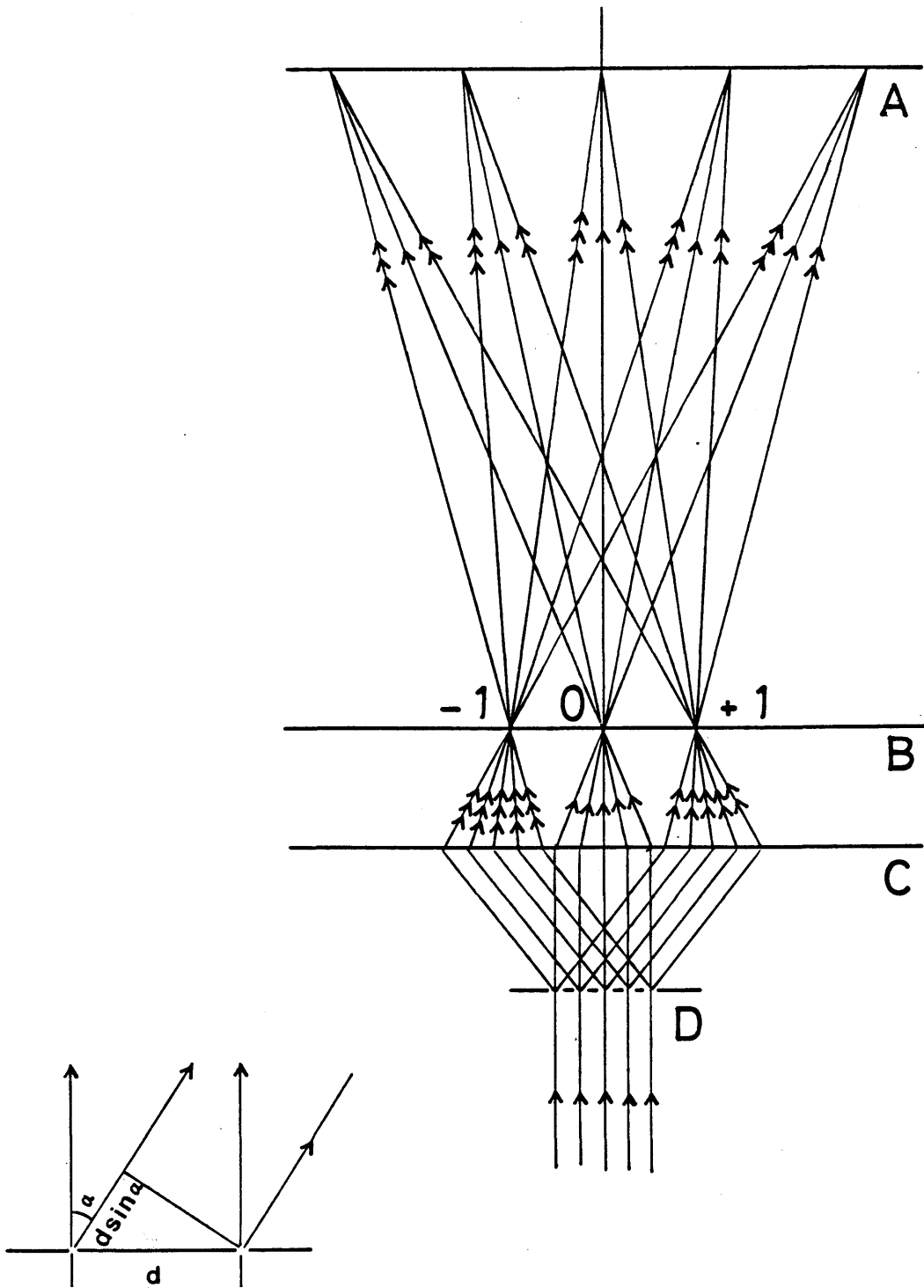


Fig.2.2 Abbe's experiment of the image formation of microscope with coherent illumination. A : Image. B : Image focal plane. C : Principal plane of microscope. D : Diffraction grating on a slide.

限性に起因することを見いだした。Abbeの再回折結像理論が数学的には二重フーリエ変換過程と認識されたのは、さらに後年のこと(4)でDuffieuxらによる。

2.3 Abbeの正弦条件と光ディスクの再生原理の関係

ところでAbbeは1868年当時、球面収差が補正された顕微鏡で軸上より少し離れた点Aをみようとすると、像点A'が開口絞りを大きくすることによりぼける問題に当面していた(Fig. 2.3)。当時、既にSeidelの収差理論が導かれていたので、Abbeはこの原因がコマによることに気づいていたが、より実際的に問題を解決しようと考えた。Abbeの考えは、点Aを発する細い光線束が、絞りのどの位置を通過するかによって、理想像点A'よりのずれ量がことなる、つまり、各光線束によって倍率 y'/y がことなる為にはぼけるのであるから、ぼけを除去するには倍率を一定にすればよい。そのための条件は、軸上物点Oを発し、像点O'に至る光線の傾角を α 、 α' とすると、

$$N \sin \alpha / N' \sin \alpha' = m \quad (2.1)$$

が α 、 α' によらず、一定値 m について成り立てばよいというものである。ここに、 N' は像空間の媒質の屈折率で、又、 α 、 $\alpha' \rightarrow 0$ のとき、 $\sin \alpha \rightarrow \alpha$ 、 $\sin \alpha' \rightarrow \alpha'$ であるから、 $m \rightarrow N\alpha / N'\alpha'$ となり、ラグランジュ・ヘルムホルツの不変量の公式

$$N \alpha y = N' \alpha' y' \quad (2.2)$$

を用いて、 $m \equiv y'/y$ 、即ち、 m は近軸横倍率であることを知る。これをAbbeの正弦条件(2), (3)といい、Abbeは幾何光学的にこの条件を導いた。ところでAbbeの導いた正弦条件は顕微鏡の軸外特性の軸上特性との同等性を保証するが、光ディスク光学系は走査光学系であるから、本来、軸外特性は必要としない。Abbeの正弦条件が光ディスク光学系に関係するのは走査光学系の再生信号がコンボリューション定理をもちいて記述され、コンボリューション演算の前提条件として、正弦条件の広義の概念であるアイソプラナティズムが要請さ

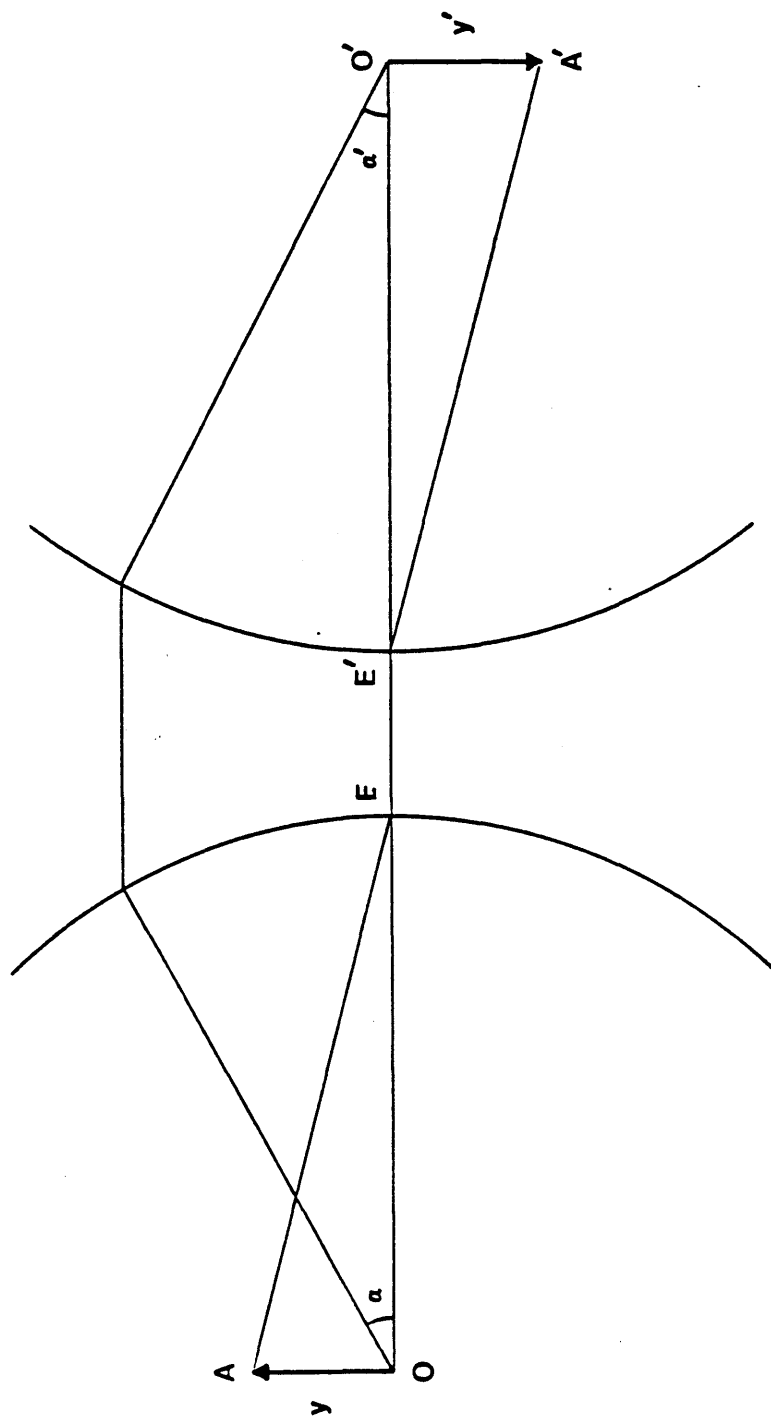


Fig. 2.3 Derivation of Abbe sine condition.

れるという意味においてである。まず、前述のAbbeの再回折実験系において単純な回折格子標本の結像について思考実験を行う。いま標本格子の格子間隔を d とすると、1 次回折光は

$$\sin \alpha = \lambda / d \quad (2.3)$$

を満たす傾角 α の方向に発生する。一方、像面側では一次回折光は

$$\sin \alpha' = \lambda / d' \quad (2.4)$$

を満たす傾角 α' の平行光となり、0 次光と干渉して、格子間隔 d' を有する回折格子の像を形成すると考える (Fig. 2.4)。さて、Abbeの正弦条件が成立していれば、

$$m = \sin \alpha / \sin \alpha' \quad (2.5)$$

であるから (簡単のため $N = N' = 1$ とした)、倍率

$$m \equiv d' / d \quad (2.6)$$

が d によらず成り立つ、つまり、回折格子の像の標本格子に対する相似性が保証される。

次に、標本格子を光軸に垂直に a だけ変位させる。このとき0 次光の波面は不変であるが、一次光の波面は $a \sin \alpha$ だけ遅れる。したがって、標本格子を a だけ変位させることによって、0 次光と1 次光の間に位相差 $a \sin \alpha$ が生ずる。いま正弦条件が成立していれば、回折格子を変位させる前後で像の格子は標本格子に相似であるから、回折格子の像の変位量の標本格子の変位量に対する相似性

$$m \equiv a' / a \quad (2.7)$$

$$d \sin \alpha = d' \sin \alpha' = \lambda$$

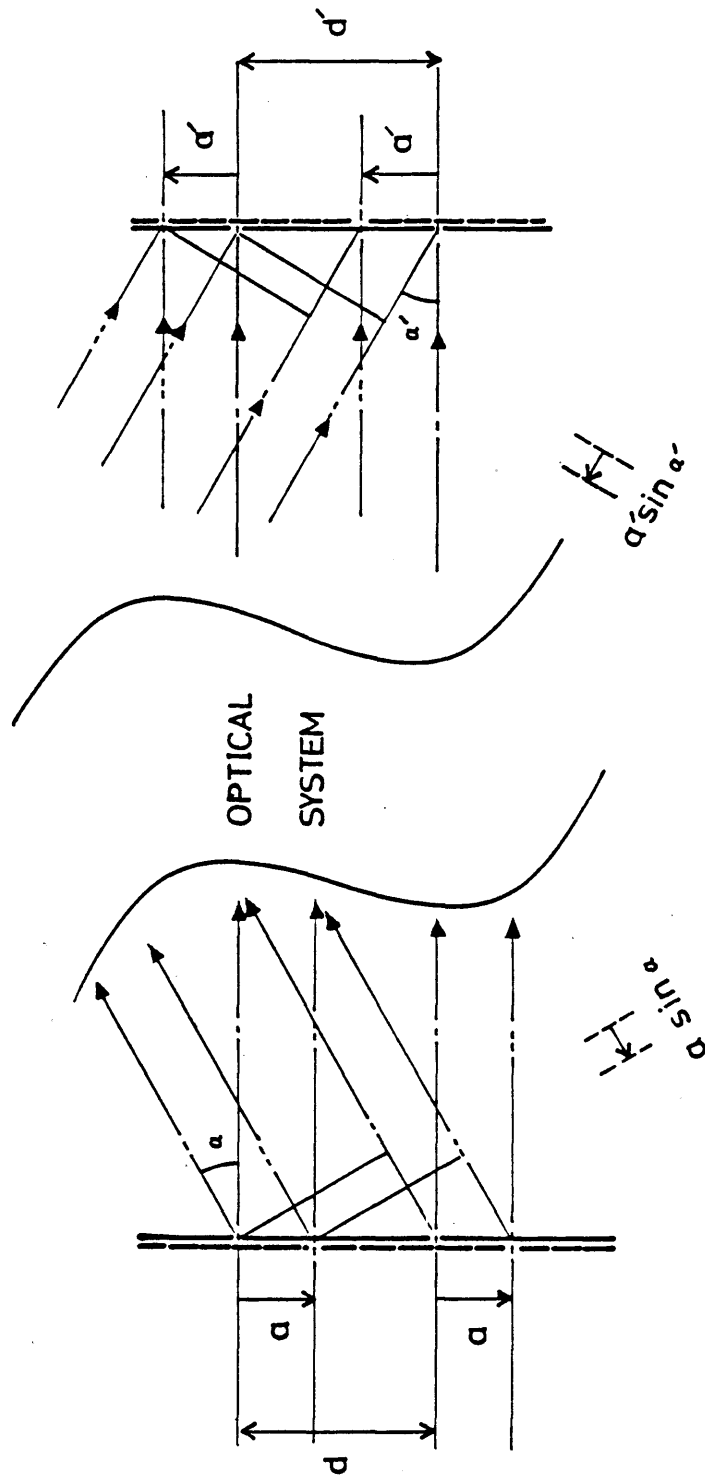


Fig. 2.4 Diffracted waves by a grating and image-forming waves. The phase change of the diffracted first order with respect to the zeroth order due to displacement of the grating is shown.

が a によらず成り立つ。実は、これが正弦条件の広義の概念であるアイソプラナティズムの定義である。このとき像空間での0次光と1次光の位相差は

$$a' \sin \alpha' = a \sin \alpha \quad (2.8)$$

により、物空間での位相差に等しい。従って、正弦条件は0次光と1次光の位相差の⁽⁴⁾変化量が物空間と像空間で保存されることと等価である。

ところで、光ディスクはピットと呼ばれる一次元位相回折格子をスパイラル状に配列させたもので、レーザー光をピットに集光し、その0次回折光と1次回折光を干渉させて位相差を検出することにより、ディスクの回転に同期した信号を再生するシステムである。いま、着目しているピットが半径 R の円周上にあり、ディスクが角速度 ω で回転しているとすると、時間 t でピットは $a = R\omega t$ だけ変位する。このとき0次光と1次光の間に生ずる位相差は

$$\phi = a \sin \alpha = \sin \alpha R\omega t + \phi_0 \quad (2.9)$$

(6) になる。ただし、位相差のうち時間変化しない部分を ϕ_0 とおいた。0次光と1次光の干渉強度は $\omega_0 = 2\pi/\lambda$ とおくと

$$\begin{aligned} & | \exp(i\omega_0 t) + \exp i(\omega_0 t + \phi) |^2 \\ &= | 1 + \exp(i\phi) |^2 \\ &= 2 + 2 \cos \phi \\ &= 2 + 2 \cos(\sin \alpha R\omega t + \phi_0) \\ &= 2 + 2 \cos(d/\lambda \cdot R\omega t + \phi_0) \end{aligned} \quad (2.10)$$

であるから、もし、ピットによる回折光の0次回折光と1次回折光の位相差 $\phi = a \sin \alpha$ と光検出器上の位相差 $\phi' = a' \sin \alpha'$ が等しければ、ピットのもつ空間周波数成分 ($\nu = 1/d$) に同期した光電流が光検出器に発生するのは明らかである。このとき、仮

に、回折格子の像を検出器に結像させたとすると、式 (2.7) , (2.8) より像の変位は回折格子の間隔によらず、標本格子の変位量に比例するはずである。この結像系の線像強度分布を $h(\xi)$ とすると、無ひずみ変位性は space-invariant条件、或いは、アイソプラナティック条件、つまりインパルス応答 $h(\xi; \xi')$ の均質性: $h(\xi; \xi') = h(\xi - \xi')$ を保証するから、このときディスク上に記録された信号 $f(\xi)$ に相似な再生信号をコンボリューション演算

$$g(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi') h(\xi - \xi') d\xi' \quad (2.11)$$

で記述することができる。従って、位相差の保存性を保証する、換言すれば信号の無ひずみ再生を保証する Abbe の正弦条件は光ディスクの再生原理の本質にかかわる条件である。

2.4 まとめ

光ディスクの再生光学系は走査型顕微鏡に共通する構成を有する。また、フーリエ光学の先駆者であるAbbeの顕微鏡の結像に関する実験には、光ディスクの再生原理について教えられる点が多々ある。事実、光ディスクの発明者に念頭にAbbeの実験があったと推測される実験報告もある⁽⁷⁾ので、彼等は恐らくAbbeの正弦条件の重要性を認識していたと考えられるが、報告として残されているものはない。光ディスクはピットの長さ、その配列方法により情報をコード化して記録しており、これが忠実に電気信号に変換されること、つまり、信号の無ひずみ再生こそが最も重要であるから、われわれは、物体の変位により生ずる回折光の0次光と1次光の間の位相差の変化の同等性を保証するAbbeの正弦条件が光ディスクの再生原理の本質にかかわる基本条件であると考え、逆に、Abbeの正弦条件が満足されていないとき、つまりコマが存在するとき、再生信号に波形ひずみが生ずる。従って、コマは光ディスクの再生上最も有害であるということになる。然るに、これ迄コマを含め、収差が光ディスクの再生信号にどのようなひずみを与えるかについて、定量的な解析はなされていなかった。次章より、Abbeの正弦条件を崩すような摂動が加わったとき、光ディスクの再生信号がどの様にひずみ、また、ジッターが発生するかについて解析する。

第2章 文献

1. C.J.R.Sheppard and T.Wilson, "Image formation in confocal scanning microscopes, " Optik 55, 331-342 (1980) .
2. 鶴田匡夫, 光の鉛筆 (新技術コミュニケーションズ, 1985) ,p-110,450.
3. 小倉馨夫, 現代のカメラとレンズ技術 (写真工業出版, 1982) ,p-221,224.
4. P.M.Duffieux, L'Intégrale de Fourier et ses Applications à l'optique (Masson Ed., 1970) [辻内順平訳, フーリエ変換とその光学への応用 (共立出版, 1977) ,p-91,189.]
5. J.W.Goodman, Introduction to Fourier Optics (McGraw-Hill Book Company, N.Y., 1968) ,p-101.
6. G.Bouwuis, J.Braat, A.Huijser, J.Pasman, G.Van Rosmalen and K.S.Immink, Principles of Optical Disc Systems (Adam Hilger, Bristol and Boston, 1985) ,p-10.
7. J.G.Dil and B.A.J.Jacobs, " Apparent size of reflecting polygonal obstacles of the order of one wavelength, " J.Opt.Soc.Am.,60 950-960 (1979) .

CHAPTER 2 LIST OF FIGURES

FIGURE	PAGE
2.1 Optical configuration of conventional microscope, type I scanning microscope and type II scanning microscope.	18
2.2 Abbe's experiment of the image formation of microscope with coherent illumination. A : Image. B : Image focal plane. C : Principal plane of microscope. D : Diffraction grating on a slide.	20
2.3 Derivation of Abbe sine condition.	22
2.4 Diffracted waves by a grating and image-forming waves. The phase change of the diffracted first order with respect to the zeroth order due to displacement of the grating is shown.	24

CHAPTER 2 LIST OF TABLES

TABLE	PAGE
2.1 Conventional microscope and scanning microscope.	17

第3章 光ディスク再生信号のジッターと

再生光学系の収差の関係に関する理論

3.1 はじめに

E. Abbeの顕微鏡の再回折理論とは、照明光が物体により回折され、対物レンズを通過してフーリエ共役面にフラウンホーファ回折像をつくり、これが二次波の波源となって、その干渉により像が形成されるというものであった。光ディスクの再生光学系はレーザー光を再生用の対物レンズをもちいて集光してピットとよばれる位相構造を照明し、ピットによる各次の回折波のうち対物レンズの開口に入るものを干渉させて、それらの間の位相差の時間変化を検出することによりディスクの回転に同期した信号をうる。ここで、ピットの大きさは波長のオーダーであるから、対物レンズの開口に入り、光電流の変調に関与するものは、主に0次と±1次の回折波である。Hopkinsはピットの位相構造が波面に転写されて、Fresnel-Kirchhoffの回折積分公式に従い伝播し、対物レンズの開口上で回折波のスペクトラム間の干渉が生ずると仮定し、これらの開口上の積分であるtransmission cross-coefficient (TCC) を用いて再生信号を記述した。上述の結像の波動光学的取り扱いにはAbbeの正弦条件が近似的に成立することが前提になるので、HopkinsにしたがいAbbeの正弦条件を考慮した正準座標系を光ディスクの再生光学系に導入する。ところでTCCの定義式におけるeffective sourceの半径はスキャニング光学系では集光レンズの瞳半径と等しい。このとき、TCCの基本成分は瞳関数の自己相関になるので、光ディスク・システムの伝達関数はincoherent systemのoptical transfer function (OTF) で近似することができ、再生信号は原信号のスペクトラムとOTF : Dの関数になる。第2章の検討では、Abbeの正弦条件が収差によって崩されると、回折波のスペクトラムの間の位相差が保存されず、再生信号に波形ひずみが生ずることが導かれた。

本章では、再生信号と無収差光学系による再生信号の差信号を考え、これを波形ひずみとして定義し、無収差光学系のOTFを D_0 とするとき、波形ひずみがOTFの劣化 D/D_0 の関

(14)
 数になることに着目する。Hopkins によれば、relative modulation : D/D_0 が波面収差の差関数 V の関数で、 D/D_0 の絶対値が 0.8 より大のとき、 V の variance K を用いて表すことができる。この方法にのっとって、波形ひずみを V の平均値 \bar{V} に比例する虚数部と variance K に比例する実数部の和に展開した。とくに非対称収差があると虚数部は有限な値をもち波形ひずみが発生する。通信理論では非対称なインパルス応答が系の位相伝達関数 (PTF) を劣化させ、信号の位相ひずみが生ずることがよく知られているが、光ディスク光学系では非対称収差が存在するとき Abbe の正弦条件が崩れ、回折波のスペクトラムの位相差の変化の同等性が保存されなくなることにより、波形ひずみが生ずるメカニズムを定量的に説明する。つぎにジッターと波形ひずみの統計的關係を考察し、両者の二乗平均値が比例することにもとずき、ジッターを波形ひずみの RMS 値をもちいて評価し、ジッターの収差依存性について検討する。(16)

3.2 光ディスクのデジタル信号変調方式と符号間干渉

まず光デジタルディスクに記録されているビットについて代表例として、コンパクトディスクの場合について考える。採用されている信号の変調方式は Eight to Fourteen Modulation (EFM) とよばれ、2 ch のオーディオ信号と訂正符号よりなる転送レート 2 Mb/s の data bit stream を、最小反転間隔 : 3 channel bits, 最大反転間隔 : 11 channel bits, window 長 : 1 channel bit で転送レート 4.32 Mb/s の channel bit stream に変調するもので (Table 3.1.3.2), bit の '0' → '1' の反転がビット端に一致する方式である。即ち、Fig. 3.1a に示すように、ビット端以外の位置では、bit は '0' で、端点の直後で '1' の bit がたつ。(18) Channel bit rate より計算して 1 channel bit は 231 ns であるから、ディスクの線速を 1.25 m/s とすると、ディスク上に記録される最小反転間隔は 0.87 μm になる。これが記録されているビットとビット間隔の最小値で、0.29 μm きざみに全部で 9 種類の長さが存在することになる。(19) 一方、再生するスポット・サイズの推奨条件は、

$$\lambda/NA \leq 1.75 \mu\text{m} \quad (3.1)$$

で、波長780 nmの半導体レーザー光を開口数0.45のレンズで集光したとき、丁度 $1.75\mu\text{m}$ のスポットが得られる。これは前述の最小反転間隔の2倍だから、いま、スポットの中心があるピット端上にあるとすると、そのAiryの第一輪帯が後続のピット端にある確率が発生する。従って、無収差でも再生信号の変換点の位置の誤差、つまり、ジッターが生ずる (Fig. 3.1c)。これを符号間干渉とよぶ。光学系に収差があると、ジッターが増大し、同時に信号に波形ひずみが生ずる。

Table 3.1 Parameters of compact disk

playing time	~60min
scanning velocity	1.2-1.4 m/s
track pitch	1.6 μm
disk diameter	120 mm
thickness	1.2 mm
number of channels	2/4
sampling frequency	44.1 kHz
number of quantization	16ビット
channel bit rate	4.3218 Mb/s
data bit rate	2.03 Mb/s
modulation	EFM (*)
error correction	CIRC (**)

*eight to fourteen modulation

**cross interleave read-solomon code

Table 3.2 Modulation of compact disk.

min. run length (*)	3 channel bits
max. run length	11 channel bits
window length	1 channel bit

*run length=distance between transients in the signal

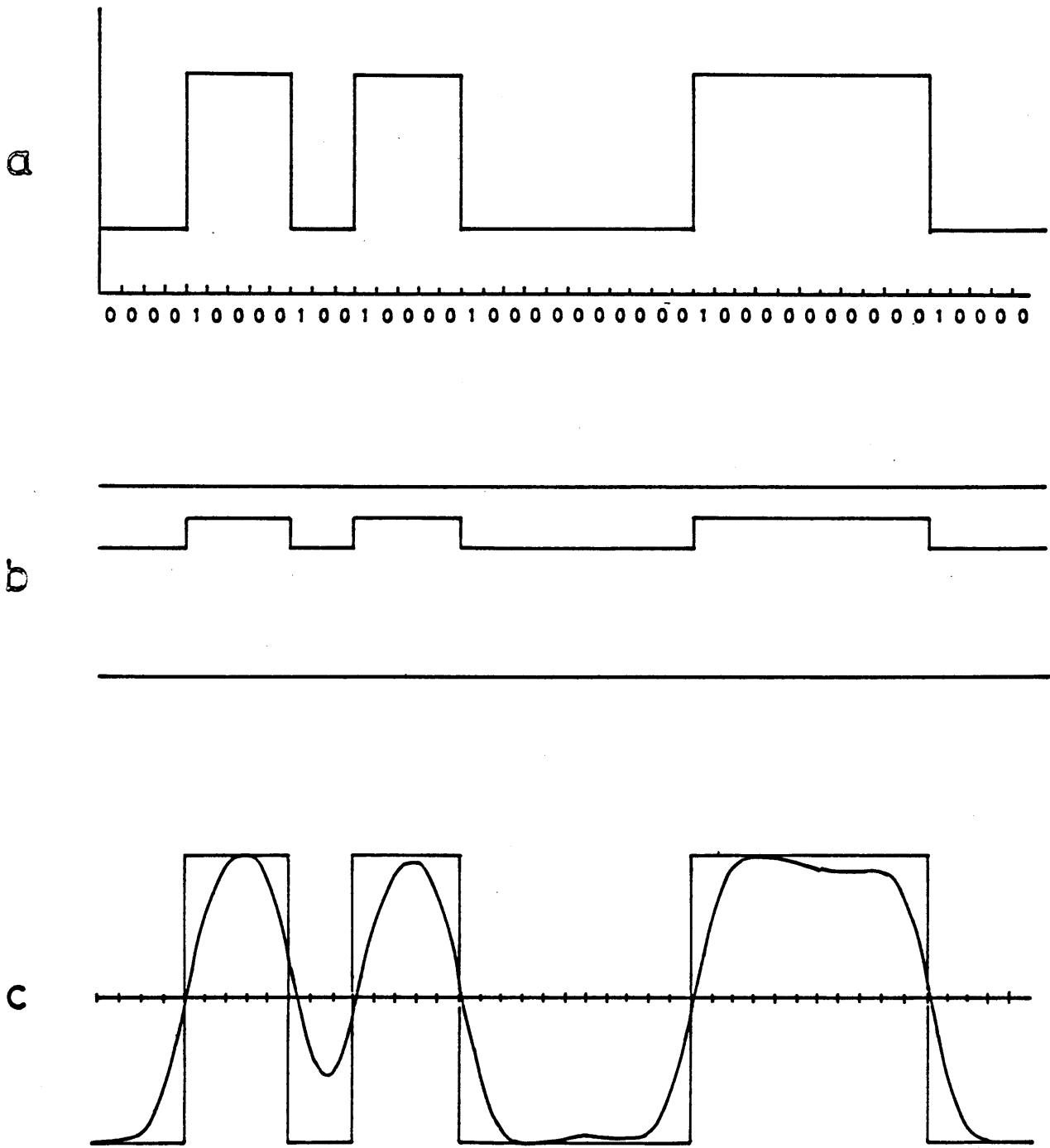


Fig.3.1 Direct recording and readout of bit stream. a) Channel bit stream and rectangular pulses to be recorded on the disk. b) Recorded pattern on the disk (pits) . c) Readout signal.

3.3 Abbe の正弦条件を考慮した光ディスク再生光学系の座標系の定義と

アプラナティック条件のフーリエ光学的意義

光ディスク再生光学系はコヒーレント光源を再生用の対物レンズを用いてピット上に集光して照明し、その回折光を同じ対物レンズを用いて光検出器上に導く系 (Fig. 2.1) で、このような系における結像をフーリエ光学的に取り扱う前提として、アイソプラナティズム (isoplanatism) ⁽⁴⁾ が成立することが必要である。前章にのべたようにアイソプラナティック条件とは物点の変位に対する像点の無ひずみ変位性を保証する条件であるが、狭義の概念として、軸上近傍で収差の同等性を保証する条件、アプラナティック (aplanatic) 条件を含む。アプラナティズムとは球面収差とコマ (或いは Abbe の正弦条件) が同時に良好に補正された状態である。アプラナティック条件を考慮するには、光学系の座標系の取り方に特別の注意を払う必要がある。Hopkins は光ディスクの光学系の記述に以下に示す正準座標系 (canonical coordinate system) を導入したので、その意義について検討する。

まず物点 Q と Q に共役な像点 Q' の実座標を (ξ, η) 、 (ξ', η') とするとき、物体側、像側の開口数 $N \sin \alpha$ 、 $N' \sin \alpha'$ を用いて (Fig. 3.2では $\alpha < 0, \alpha' > 0$ で表示、 N, N' は物体側、像側空間の屈折率) 換算座標

$$u = (N \sin \alpha / \lambda) \xi, \quad v = (N \sin \alpha / \lambda) \eta \quad (3.2)$$

$$u' = (N' \sin \alpha' / \lambda) \xi', \quad v' = (N' \sin \alpha' / \lambda) \eta'$$

を定義する。結像が Abbe の正弦条件を満足しているときには、近軸像倍率を m とすると、

$$m = \frac{N \sin \alpha}{N' \sin \alpha'} = \frac{\xi}{\xi'} = \frac{\eta}{\eta'} \quad (3.3)$$

が成り立つので、物体面上と、像面上の互いに共役な点 Q, Q' の換算座標について

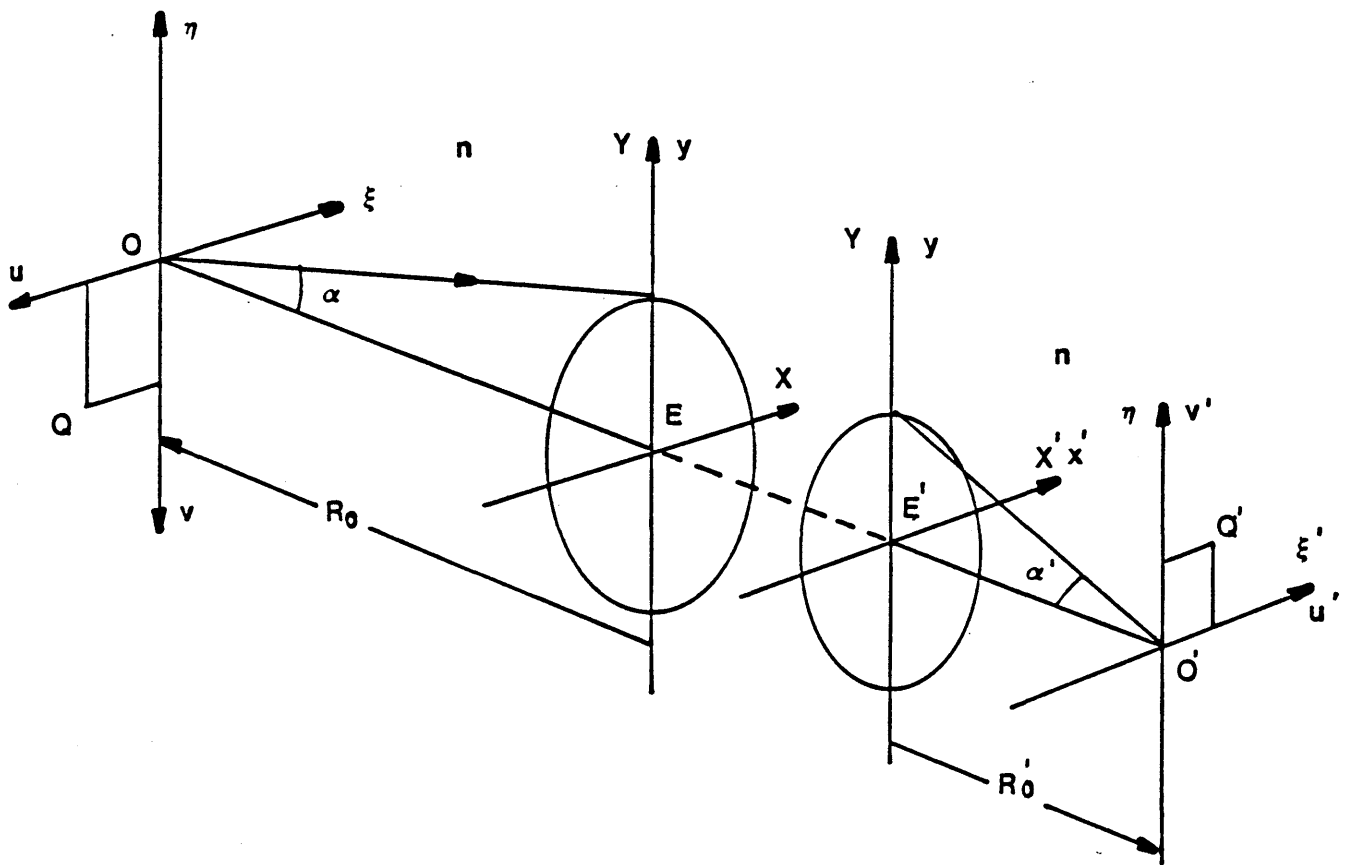


Fig.3.2 Hopkins canonical coordinates.

$$u = u', \quad v = v' \quad (3.4)$$

が成り立つ。

つぎに、瞳の座標系について考える。軸上物点 O とその像点 O' を中心とする参照球面 E, E' 上に入射瞳、射出瞳面を定義すると (Fig. 3.3), 瞳上で定義される光の複素振幅分布 (瞳関数) と物点 O , 或いは像点 O' 上で定義される光の複素振幅分布は Fresnel-^{(5), (6)} Kirchhoff の回折積分公式で結びつけられる。いま、参照球面の半径を各々、 R_0, R_0' とすると、入射瞳、射出瞳の半径は $h = R_0 \sin \alpha, h' = R_0' \sin \alpha'$ である。ここで、入射瞳上で子午面内に点 B をとり、その射出瞳上の共役点を B' とすると、図より点 B の Y 座標は $Y = R_0 \sin \theta$, 点 B' の Y' 座標は $Y' = R_0' \sin \theta'$ となる。いま、入射瞳、射出瞳座標として実座標 $(X, Y), (X', Y')$ を瞳半径 h, h' で規格化した

$$x = X / h, \quad y = Y / h \quad (3.5)$$

$$x' = X' / h', \quad y' = Y' / h'$$

を定義すると、結像が正弦条件を満足しているときには、任意の互いに共役な瞳上の点 B, B' に対して、

$$m = \frac{N \sin \alpha}{N' \sin \alpha'} = \frac{N \sin \theta}{N' \sin \theta'} \quad (3.6)$$

が成り立つから、一般に、瞳上の互いに共役な点 B, B' の換算座標について

$$x = x', \quad y = y' \quad (3.7)$$

が成り立つ。

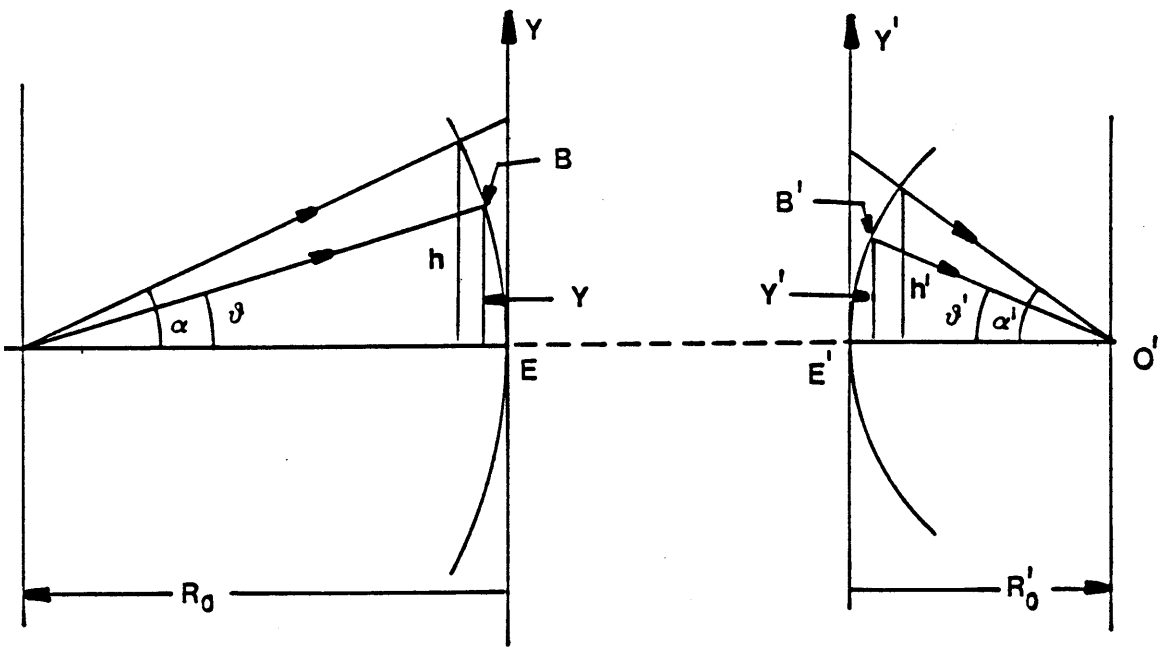


Fig.3.3 Pupil sphere coordinates.

ところで正準座標は参照球面上で定義されるからFresnel-Kirchhoffの回折積分公式が厳密なフーリエ変換の形に変換される。即ち、射出瞳上の瞳関数 $f(x', y')$ を知って、点像 $0'$ 上の複素振幅分布は

$$F(u', v') = \exp\left\{-ik\left(\frac{\xi'^2 + \eta'^2}{2R_0'}\right)\right\} \\ \times \iint_{-\infty}^{\infty} f(x', y') \exp\{-i2\pi[u'x' + v'y']\} dx' dy' \quad (3.8)$$

と表すことができる。ここで、さらに入射瞳面 E を光学系の前側焦点上に定義することによって射出瞳面を無限遠に移動させ ($R_0' \rightarrow \infty$)、位相因子を1にすることができる。

以上の説明において座標系の定義のなかに組み込まれていて、必ずしも明示されていないが、

(1) 瞳座標として入出射光線の傾角の正弦をとる、

(2) 像点近傍で回折波を平面波とみなす、

(3) 結像がアプラナティックであることを仮定する

(7), (8)

の三点はフーリエ光学的に結像を扱う基礎として重要な考え方であるので、その波動光学的意味について強調したい。いま、物体を格子間隔 d の回折格子と考え、傾角 θ_s の平行光で照明したとき発生する一次の回折光の傾角を θ とすると、Bragg の回折公式により、

$$\sin \theta - \sin \theta_s = \lambda / (Nd) \equiv \lambda \nu / N \quad (3.9)$$

である。ここで $\nu = 1/d$ は回折格子の空間周波数である。一方、像側では傾角 θ_s' の0次光と傾角 θ' の一次光が合成されて、格子間隔 d' の回折格子像ができたとする、同様にBragg の回折公式により、

$$\sin \theta' - \sin \theta_s' = \lambda / (N'd') \equiv \lambda \nu' / N' \quad (3.10)$$

となる。式 (3.9), (3.10) より物体面、像面での回折格子の空間周波数は各々、

$$\nu = N (\sin \theta - \sin \theta_s) / \lambda \quad (3.11)$$

$$\nu' = N' (\sin \theta' - \sin \theta_{s'}) / \lambda$$

となり0次光と1次光の傾角の正弦の差に比例することがわかる。よって、参照球面上に瞳面を定義し、瞳座標を入射光線の傾角の正弦で定義することは瞳面をフーリエ面と考えるのと厳密に等価である。さらに式(3.9)、(3.10)の比をとることにより、一般化された正弦条件の形式

$$m = \frac{N (\sin \theta - \sin \theta_s)}{N' (\sin \theta' - \sin \theta_{s'})} = \frac{d'}{d} \quad (3.12)$$

を得る。これが物体の全空間周波数 ν 、従って θ について、一定値の m に対して成り立てば、 $\nu \equiv m \nu'$ とすることができる。よって、正弦条件は像面における物体の空間周波数スペクトラムの無ひずみ再生を保証しているといえることができる。いま参照球面の中心を $\delta \xi'$ だけ横移動させるとき、波面収差は $N' \sin \theta' \delta \xi'$ だけ変化するが、これはフーリエの移相定理を満足するものである。このとき式(3.12)は変位の相似性 $\delta \xi = m \delta \xi'$ を保証するとともに、変位に伴う位相差の保存性 $N \sin \theta \delta \xi = N' \sin \theta' \delta \xi'$ を保証することは既に指摘した。

われわれは収差の存在下での光ディスク再生信号の波形ひずみに由来するジッターを解析する。波形ひずみとは信号の振幅・位相の再現性に関する概念で、今までのべてきた正弦条件の空間周波数の再現性に関する、或いは、変位の無ひずみ性に関する概念と密接に関連し、光ディスクの再生原理にかかわる重要な概念であるが、波形ひずみを評価すべき物理量と収差の関係について具体的な表現が与えられていなかった。そこで、波形ひずみを波面収差にもとづく伝達関数の劣化に関する問題として扱い、一般的な収差の関数としての表現を導くことにする。従って、次節では、まず、光ディスクの再生光学系の伝達関数を与えよう。

3.4 光ディスク伝送系の伝達関数のモデル

(1)

前節に導入した正準座標を用いてHopkinsの光ディスク再生信号の公式の導出過程を辿る。まず、集光レンズの射出瞳上の光振幅分布にFresnel-Kirchhoffの回折積分公式を適用して、光ディスクのピット上のスポットの振幅分布をもとめる。一般には、再生光学系には収差が伴うので、これを射出瞳上の光振幅分布の位相項としてとりいれ、瞳関数を定義する。スポットの複素振幅分布は瞳関数をフーリエ変換したもので、既に示したように入射瞳を対物レンズの前側焦点上におくことによって、光ディスク上の点像振幅分布は

$$F(u', v') = \iint f(x, y) \exp\{i2\pi[u'x + v'y]\} dx dy \quad (3.13)$$

となる。ここではAbbeの正弦条件が十分成立していると仮定し、入射瞳座標と射出瞳座標を区別しない。

ところで、ディスクの上面は金属膜が蒸着されているので一定の実反射率をもつ。これでディスク全領域の反射率を規格化して考えると、ピットのない部分の反射率は1である。一方、ピットの内部では、 $\phi(u', v')$ をピットの位相プロファイルと考えると、反射率は $\exp\{i\phi(u', v')\}$ となる。従って、一般に、ディスクの反射率は

$$R(u', v') = \begin{cases} \exp\{i\phi(u', v')\} & \text{inside pits} \\ 1 & \text{outside pits} \end{cases} \quad (3.14)$$

であたえられ、ディスクで反射された光は $F(u', v') R(u', v')$ の複素振幅分布をもつ。即ち、ピットの位相プロファイルが波面に転写されるとかんがえる。

次に、集光レンズの射出瞳上に戻ってくるピットによる回折場をもとめる。その複素振幅分布は $F(u', v') R(u', v')$ をフーリエ逆変換した

$$a'(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} F(u', v') R(u', v') \times \exp \{i2\pi [u'x + v'y]\} du' dv' \quad (3.15)$$

$$= \iint_{-\infty}^{\infty} f(x-x', y-y') r(x', y') dx' dy' \quad (3.16)$$

で表される。ここで、 $r(x, y)$ は $R(u', v')$ のフーリエ対で、 x', y' は積分変数である。

いまディスクに固定された座標系からみた複素反射率関数を $R_0(u', v')$ とし、これが Fig. 3.4 に示すように周期 p, q で二重周期関数であるとする。ディスクに固定された座標系からみた点像の中心の座標を (u, v) とすると、点像からみたディスクの複素反射率関数は

$$R(u', v') = R_0(u' - u, v' - v) \quad (3.17)$$

である。さて、 $R_0(u', v')$ に二重周期性を仮定したから、周期の逆数を基本周波数成分とする二重フーリエ級数に展開することができる。

$$R_0(u', v') = \sum_m \sum_n R(m, n) \times \exp \{-i2\pi [(m/p)u' + (n/q)v']\}. \quad (3.18)$$

ここに、

$$R(m, n) = 1/pq \int_{-p/2}^{p/2} \int_{-q/2}^{q/2} R_0(u', v') \exp \{-i2\pi [(m/p)u' + (n/q)v']\} du' dv' \quad (3.19)$$

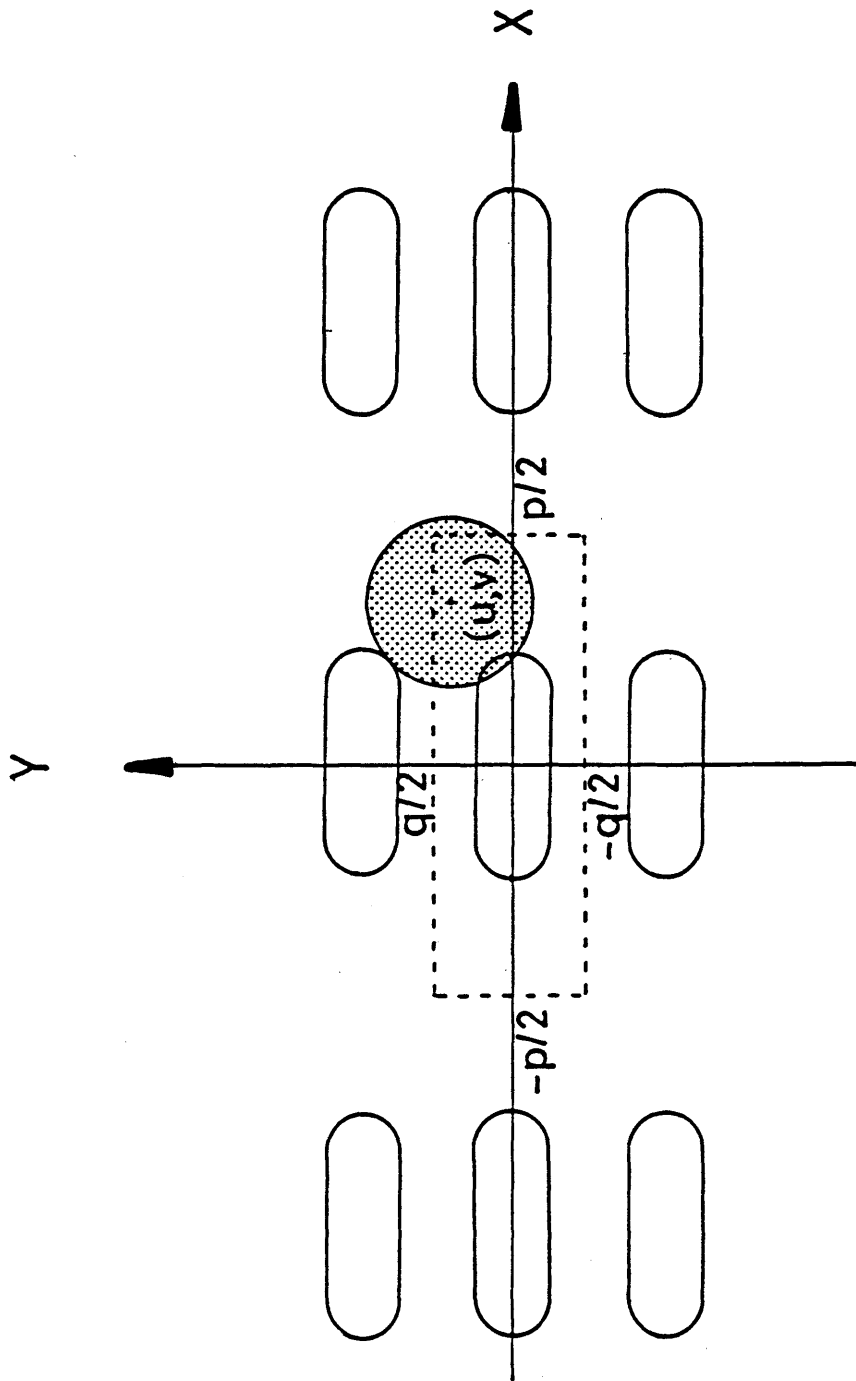


Fig. 3.4 Periodic configuration of pits on the disk. Spot is located on

(u, v) . Pit separation in the scanning direction

and radial direction are denoted by p and q .

である。これより、

$$R(u', v') = \sum_m \sum_n \exp \{-i2\pi [(m/p)u + (n/q)v]\} \\ \times R(m, n) \exp \{-i2\pi [(m/p)u' + (n/q)v']\} du' dv' \quad (3.20)$$

をうる。これに対応するフーリエ対は

$$r(x', y') = \sum_m \sum_n \exp \{-i2\pi [(m/p)u + (n/q)v]\} \\ \times R(m, n) \delta(x' - m/p, y' - n/q) \quad (3.21)$$

となるから、対物レンズ開口上の回折光の複素振幅分布は

$$a(x, y) = \sum_m \sum_n \exp \{-i2\pi [(m/p)u + (n/q)v]\} \\ \times R(m, n) f(x - m/p, y - n/q) \quad (3.22)$$

となる。式 (3.22) より対物レンズ開口上の回折光の複素振幅分布は、各次の回折波の重ね合わせになることがわかる。例えば、 (m, n) 次の回折波は瞳面上で瞳関数 $f(x, y)$ を $(m/p, n/q)$ だけ横ずらした複素振幅分布を有し、全体にディスクの周期構造のフーリエ・スペクトラム $R(m, n)$ が乗せられている。さらに、ディスクの並進にともない周期 $p/m, q/n$ で変化する位相因子を有している。この並進にともない時間変化する位相因子が光検出器上でも保存されることがAbbeの正弦条件の内容であった。これより回折光の強度分布は

$$I(x,y) = \sum_m \sum_n \sum_{m'} \sum_{n'} \exp \{-i2\pi [(m-m')/p \cdot u + (n-n')/q \cdot v]\} R(m,n) R^*(m',n')$$

$$\times f(x-m/p, y-n/q) f^*(x-m'/p, y-n'/q) \quad (3.23)$$

となり、エネルギーの保存則より、検出器上に集められる光量は $I(x,y)$ の対物レンズ開口上の積分値

$$I(u,v) = \sum_m \sum_n \sum_{m'} \sum_{n'} \exp \{-i2\pi [(m-m')/p \cdot u + (n-n')/q \cdot v]\} R(m,n) R^*(m',n') D(m,n; m',n') \quad (3.24)$$

に等しい。これは、ピット回折光の各次の回折成分の干渉項の強度和で、スポットの位置 (u,v) の関数である。式 (3.24) 中

$$D(m,n; m',n') = \iint_S r(x,y) \times f(x-m/p, y-n/q) f^*(x-m'/p, y-n'/q) dx dy \quad (3.25)$$

(2),
 は transmission cross-coefficient とよばれ partial coherent 理論で取り扱われる量で、瞳関数を横ずらしした (m,n) 次、 (m',n') 次の回折光の干渉部分の対物レンズ開口 S 上の光強度である。ところで、effective source: $r(x,y)$ は一般に照明系のコンデンサー・レンズの瞳径に等しいが、⁽⁹⁾ スキャニング光学系では照明系が再生系を兼ねるため、再生レンズの瞳径に一致するので、⁽¹⁰⁾ $r(x,y) \equiv 1$ である (Fig. 3.5)。さらに式 (3.25) において $f(x,y)$ は瞳関数であり、実際の積分領域は 3つの単位円: $x^2 + y^2 = 1$, $(x-m/p)^2 + (y-n/q)^2 = 1$, $(x-m'/p)^2 + (y-n'/q)^2 = 1$

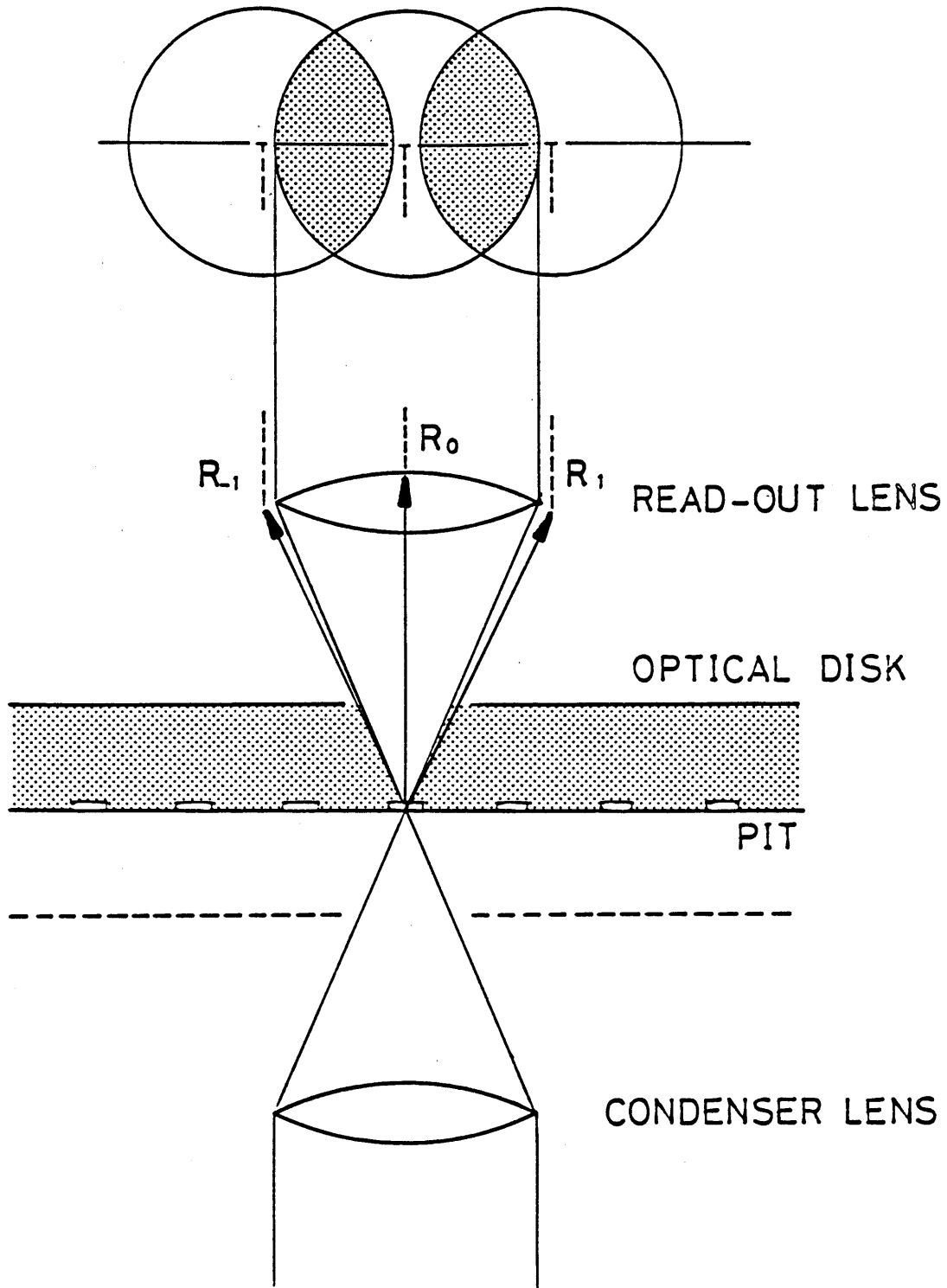


Fig.3.5 Schematic drawing of readout by scanning spot. Interference patterns between diffracted light R_0 and $R_{\pm 1}$ are observed on the pupil of the objective lens.

の共通部分になる。したがって式 (3.24) のフーリエ級数に關与するスペクトラムは、共通部分の存在条件

$$(m/p)^2 + (n/q)^2 \leq 4 \quad (3.26)$$

$$(m'/p)^2 + (n'/q)^2 \leq 4 \quad (3.27)$$

$$[(m-m')/p]^2 + [(n-n')/q]^2 \leq 4 \quad (3.28)$$

を満たすものにかぎられる。ここで、 p, q は複素反射率関数の換算周期であるが、コンパクト・ディスクのようなデジタル・ディスクの場合、ピットとその間隔は離散長をとり、且つ、配列がランダムであるため、非常に長い周期 p を設定しなければならない。このとき条件式 (3.26) ~ (3.28) を満たすスペクトラムの数が膨大になって、式 (3.24) の級数を厳密に計算するのが困難になる。

いま隣接トラックの信号の影響を無視することになると、ピット周期構造による光電流の変調の基本波成分は式 (3.24) の回折波のスペクトラムのうち、 $(0,0)$ 次と $(\pm 1,0)$ 次の干渉項 (Fig. 3.6) 即ち、transmission cross-coefficient (3.25) のうち、その主要項

$$D(\pm 1, 0; 0, 0) = \iint_s f(x - (\pm 1)/p, y) f^*(x, y) dx dy \quad (3.29)$$

(6) が決定する。ところで、 $D(\pm 1, 0; 0, 0)$ は瞳関数の自己相関に一致するので、光電流の変調の基本波成分に着目するとき、光ディスク光学系の伝達関数を incoherent system における optical transfer function (OTF) : $D(s)$ をもちいて近似することができる。

実際に、光ディスクにゾーンをわけて周期の異なる単一方形波信号を記録し、再生信号の基本周波数成分の変調度を測定して光ディスク伝送系の伝達関数を求めた (Fig. 3.7)。低空間周波数では高調波成分の影響によりやや飽和の傾向があるが、 $0.5 \nu_c$ 以上の空間周波数域での応答は純粹にピット周期構造による変調の基本波成分と考えることができるので、全体として incoherent system の OTF に近い特性が得られていることが確かめられる。

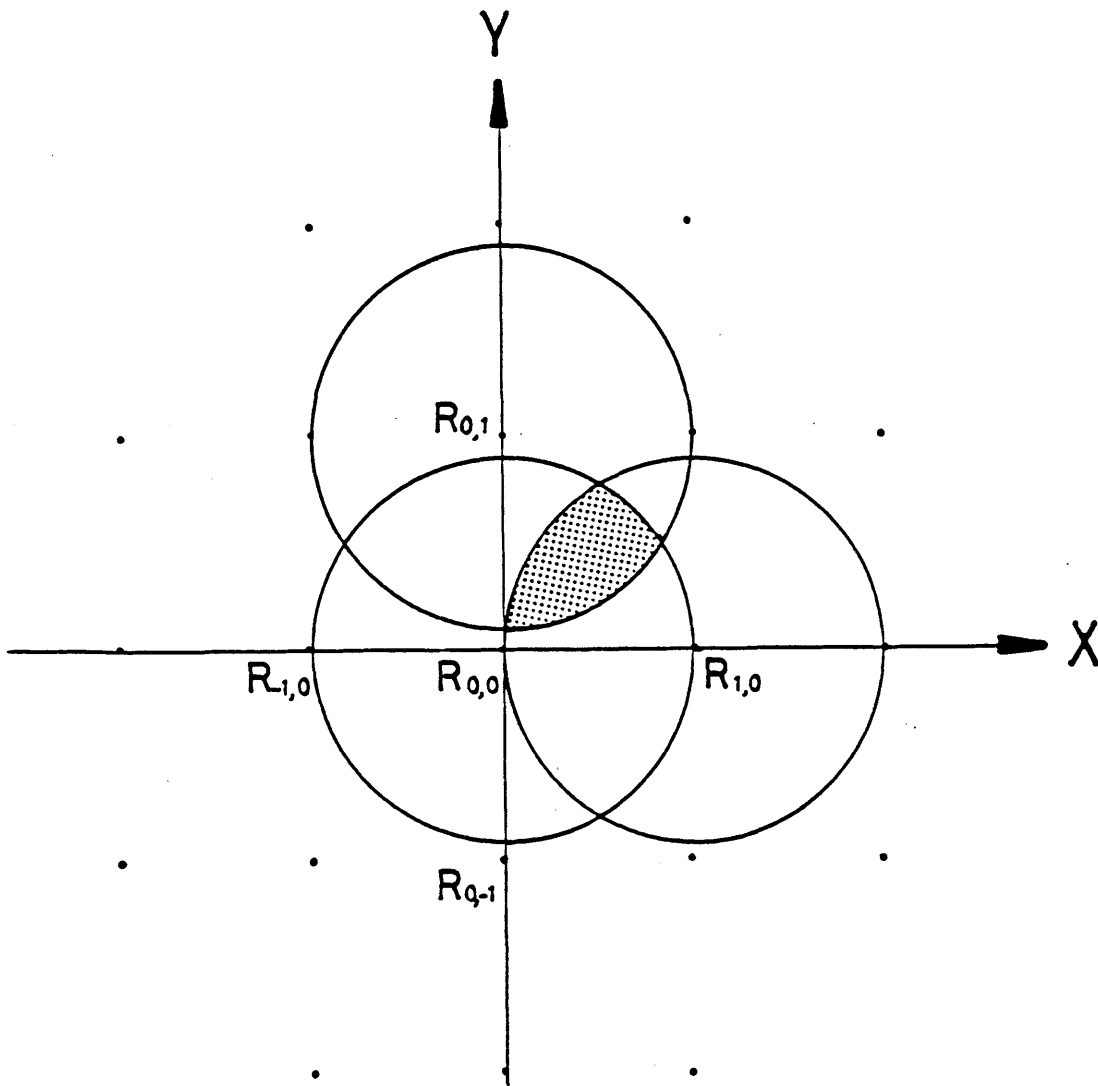


Fig.3.6 Region of integration for $D(1.0 : 0.1)$ is the area common to unit circle $R_{0,0}, R_{1,0}$ and $R_{0,1}$, where x denotes scanning direction.

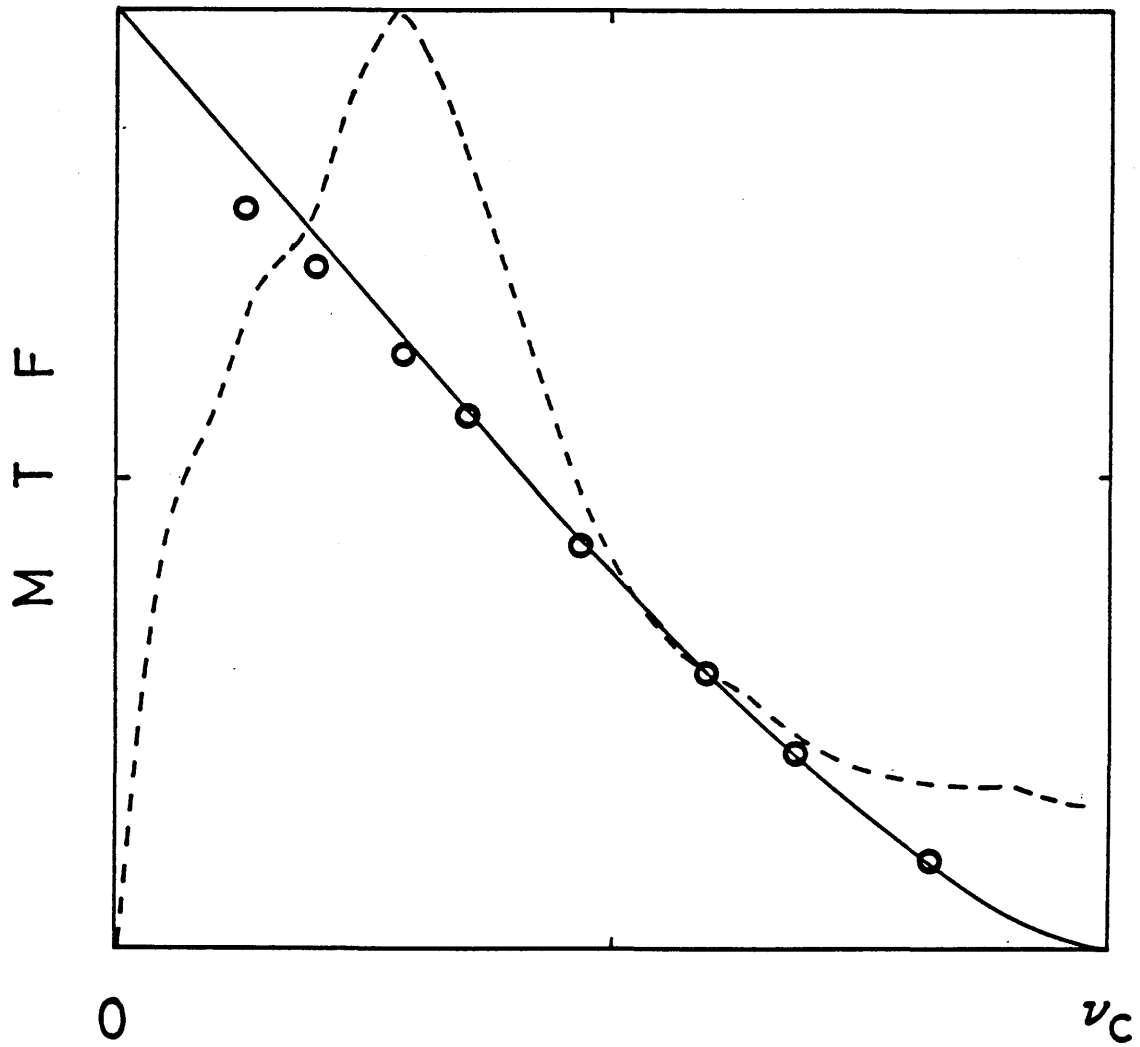


Fig.3.7 Solid line is optical transfer function of optical system without aberration. Measured response function of the channel between recording and readout (○) . Dotted line shows typical spectrum of signal coded on the compact disc.

3.5 再生光学系の収差と再生信号の波形ひずみの explicit な関係

光ディスクシステムの伝達関数を incoherent system の OTF: $D(s)$ を用いて記述することにする。原信号のスペクトラムを $F(s)$ とするとき、再生信号は

$$g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} F(s) D(s) \exp(-i2\pi sx) ds \quad (3.30)$$

で表すことができる。⁽¹²⁾ここで、前節に定義した Hopkins の正準座標系を用い、 λ を光源波長、 NA を集光レンズの開口数とすると、空間周波数 ν を $s = \nu \lambda / NA$ により、長さ ξ を $x = \xi NA / \lambda$ により無次元化している。

とくに、無収差光学系の OTF を $D_0(s)$ 、再生信号を $g_0(x)$ とするとき、再生信号の無収差光学系による再生信号からの差信号 (3.31) で、収差による波形ひずみを定義する (Fig.

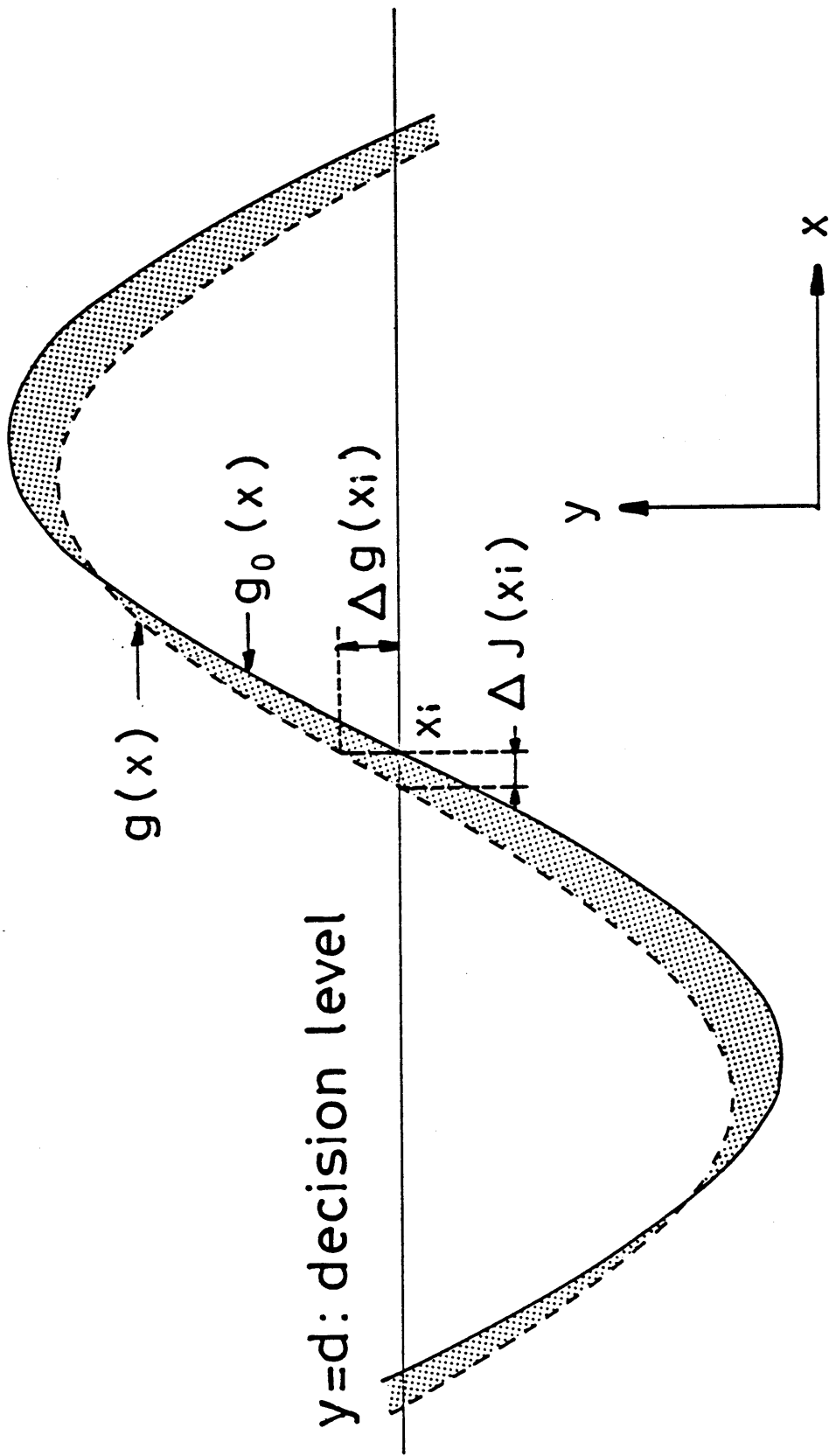
3.8)。このような形式の関数に波形ひずみの名称を与えることの妥当性は第11章で議論する。但し、波形ひずみ $\Delta g(x)$ を知って、ジッターを Newton の公式より容易に計算できることは指摘しておきたい。ところで波形ひずみは以下のように OTF の劣化の関数である。

$$\Delta g(x) \equiv g(x) - g_0(x) \quad (3.31)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} F(s) D_0(s) \{ D(s) / D_0(s) - 1 \} \exp(-i2\pi sx) ds. \quad (3.32)$$

式 (3.32) における $D(s) / D_0(s)$ は Hopkins によれば波面収差の差関数を持ちいて以下のように展開することができる。

⁽¹⁴⁾



$y=d$: decision level

Fig. 3.8 Jitter increase ΔJ and waveform distortion of readout signal

Δg .

まず、一般には OTFには方向依存性があるので、ここで ϕ を光学系のザジタル方向とディスクのスキャン方向のなす角として、改めて $D(s, \phi)$ とおくことにする。OTFは次のように瞳関数の自己相関として定義される (Fig. 3.9)。

$$D(s, \phi) \equiv 1/\pi \iint_s \exp \{i2\pi s x / \lambda V(x, y; s, \phi)\} dx dy. \quad (3.33)$$

ここで、 $V(x, y; s, \phi)$ は波面収差の差関数とよばれ、光学系の波面収差関数 $W(x, y)$ を用いて、

$$V(x, y; s, \phi) \equiv 1/s \{W(x + 1/2s, y) - W(x - 1/2s, y)\} \quad (3.34)$$

より定義される。

今、 S を2つの単位円： $(x \pm 1/2s)^2 + y^2 = 1$ の共通領域の面積とすると、 $dS = dx dy / S$ とおく。定義により

$$\begin{aligned} D(s, \phi) / D_0(s, \phi) &= \iint_s \exp \{i2\pi s / \lambda V(x, y; s, \phi)\} dS \quad (3.35) \\ &= \exp \{i2\pi s / \lambda \bar{V}(s, \phi)\} \iint_s \exp \{i2\pi s / \lambda V(x, y; s, \phi) - \bar{V}(s, \phi)\} dS \quad (3.36) \end{aligned}$$

である。ここで、 $\bar{V}(s, \phi)$ は波面収差の差関数の平均値で、

$$\bar{V}(s, \phi) \equiv \iint_s V(x, y; s, \phi) dS \quad (3.37)$$

とあわせ、OTF の argumentである phase transfer function (PTF) : $\theta(s, \phi)$ に比例する。

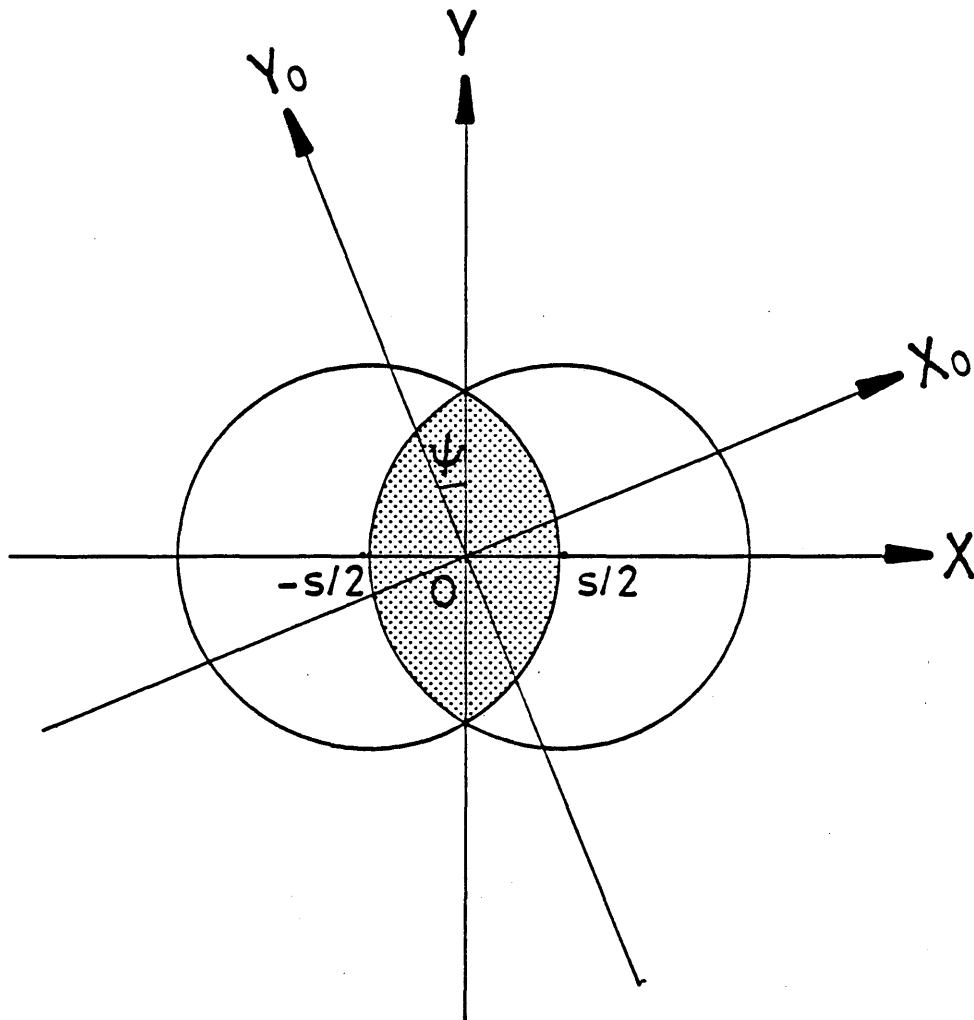


Fig.3.9 Optical system is described with reference to (X_0, Y_0) in which Y_0 lies in saggital plane. The direction of line structure under consideration is X axis. The integration of difference function of wavefront aberration over the area common to unit circle $(s/2, 0)$ and $(-s/2, 0)$ gives optical transfer function. where s is reduced spatial frequency.

$$\theta(s, \phi) = 2\pi s / \lambda \bar{v}(s, \phi). \quad (3.38)$$

一方, OTF の modulus は modulation transfer function (MTF) であるが, いま relative modulation : $M(s, \phi) \equiv |D(s, \phi) / D_0(s, \phi)|$ について $M(s, \phi) \geq 0.8$ が成り立つとき, 以下の展開が可能である.

$$D(s, \phi) / D_0(s, \phi) = \exp\{i2\pi s / \lambda \bar{v}\} \iint_s \{1 + i2\pi s / \lambda (v - \bar{v}) + 2\pi^2 s^2 / \lambda^2 (v - \bar{v})^2\} dS \quad (3.39)$$

$$= \exp\{i2\pi s / \lambda \bar{v}\} \{1 - 2\pi^2 s^2 / \lambda^2 K(s, \phi)\}. \quad (3.40)$$

ここで,

$$K(s, \phi) \equiv \iint_s v^2 dS - \left\{ \iint_s v dS \right\}^2 \quad (3.41)$$

を波面収差の差関数の variance とよぶ.

複素平面上に OTF をベクトルで表示し (Fig. 3.10), Hopkins の展開 (3.40) の意味を考察する. まず, 無収差光学系の OTF : $D_0(s)$ は実ベクトルである. これに $1 - M = \{1 - 2\pi^2 s^2 / \lambda^2 K(s, \phi)\}$ を乗ざると, OTF ベクトルは縮小される. さらに, $\exp(i\theta) = \exp\{i2\pi s / \lambda \bar{v}\}$ を乗ざることによりベクトルは原点のまわりに回転し, 複素ベクトル $D(s)$ が得られる. これより類推して波形ひずみ (3.32) は,

$$\Delta g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} F(s) D_0(s) \{i2\pi s / \lambda \bar{v}(s, \phi) - 2\pi^2 s^2 / \lambda^2 K(s, \phi)\} \exp(-i2\pi sx) ds \quad (3.42)$$

のように近似できる. 式 (3.42) によれば波形ひずみは \bar{v} に比例する虚数部と, K に比例する実数部よりなる. 式 (3.38) によれば \bar{v} は PTF : θ に比例するが, 通信理論によれば, PTF は再生信号の位相ひずみの原因となるとされる. ここで位相ひずみとは, 伝送する⁽¹⁵⁾

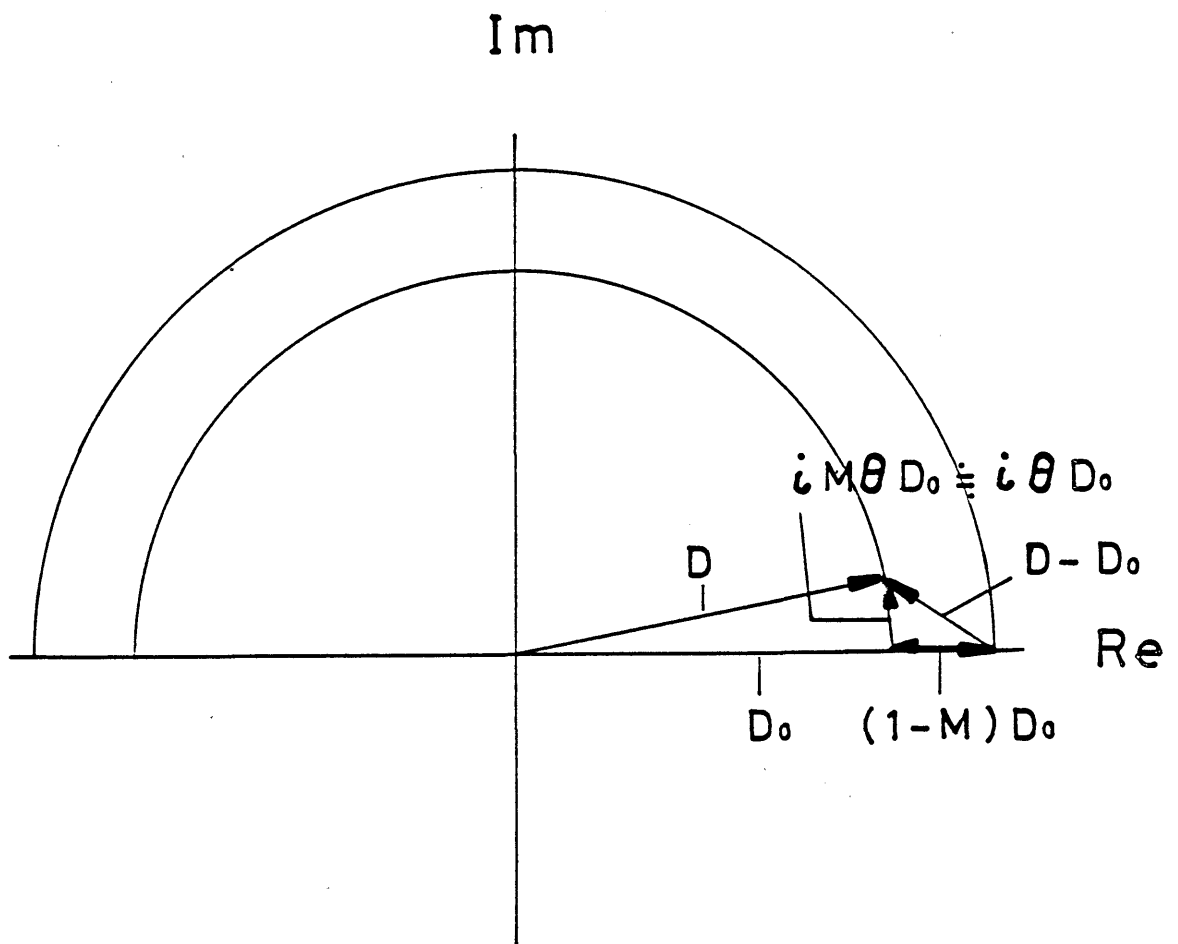


Fig. 3.10 Vector representation of complex valued OTF.

信号の空間周波数によって、異なる伝播遅延が生ずる現象をいう。たとえば、長いピットの再生信号が短いピットの再生信号より相対的に位相が進んだり、遅れたりすることである。第2章の検討でコマの存在により Abbe の正弦条件が崩れると、位相や空間周波数の無ひずみ再生が保証されないことが予測されていた。以下に具体的に示すが、非対称収差であるコマが存在すると \bar{v} は有限値をとる。波形ひずみの評価式 (3.42) は \bar{v} をあらわに含むのでコマの波形ひずみへの影響を評価するのに好適と考えられる。ところで、定義式 (3.37) , (3.41) により、 \bar{v} , K は波面収差係数の各々一次、二次の齊次多項式 (一次形式、二次形式) で記述されるから波形ひずみは波面収差係数の二次関数で記述できる。

光ディスクでは球面収差 W_{40} , コマ W_{31} , 非点収差 W_{22} , デフォーカス W_{20} がおもに問題になる。⁽¹⁴⁾ Hopkins は補助関数

$$H_{kl}(s) \equiv \iint_S x^k y^l dS \quad (3.43)$$

を用いて、これらの収差が存在するときの $\bar{v}(s, \phi)$, $K(s, \phi)$ を数値計算しているのもその結果を Fig. 3.11~3.14に示す。式 (3.43) で、 S は2つの単位円: $(x \pm \frac{1}{2}s)^2 + y^2 = 1$ の共通領域である。以下の結果は後に波形ひずみの評価関数を定義し、実際に波面収差 W_{40} , W_{31} , W_{22} , W_{20} をあたえて、ジッターを評価する際にもちいられる。

1) 球面収差: (Fig. 3.11)

$$\begin{aligned} K(s, \phi) / W_{40}^2 &= 4 H_{20}(s) \beta^2 \\ &+ \{16 [H_{40}(s) + H_{22}(s)] + 4H_{20}(s)s^2 \} \beta \\ &+ \{16 [H_{60}(s) + 2H_{42}(s) + H_{24}(s)] \\ &+ 8 [H_{40}(s) + H_{22}(s)] s^2 \\ &+ H_{20}(s)s^4 \} . \end{aligned} \quad (3.44)$$

ここで、 $\beta = W_{20} / W_{40}$.

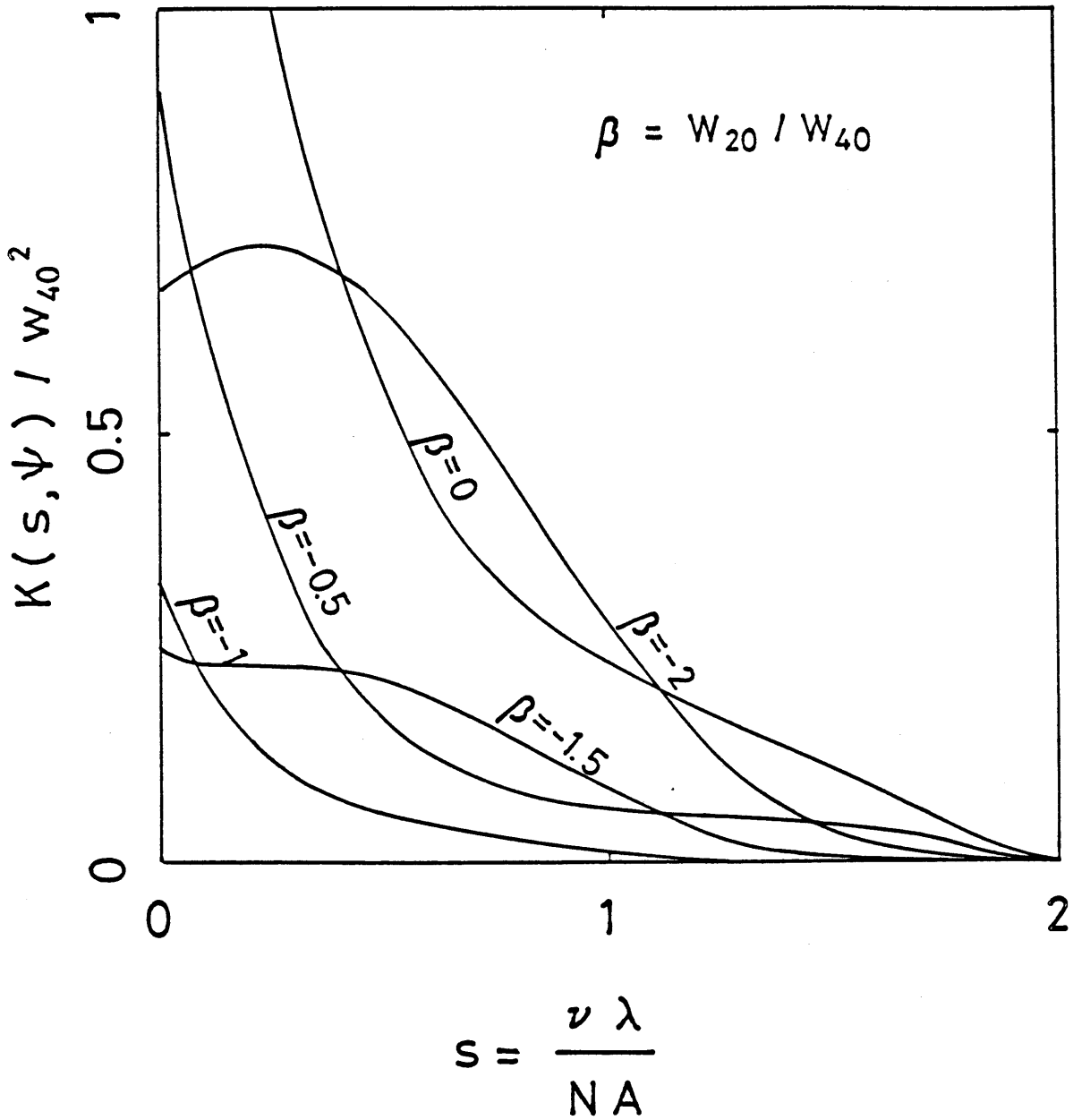


Fig.3.11 Variance of difference function of wavefront aberration in the presence of spherical aberration and defocus.

2) コマ: (Fig. 3.12.3.13)

$$\begin{aligned}
 K(s, \phi) / W_{31}^2 &= \{ 9 H_{40}(s) + 6 H_{22}(s) + H_{04}(s) \\
 &\quad - [3 H_{20}(s) + H_{02}(s)]^2 \} \sin^2 \phi \\
 &\quad + 4 H_{22}(s) \cos^2 \phi. \quad (3.45)
 \end{aligned}$$

$$\bar{V}(s, \phi) / W_{31} = \{ \frac{1}{4} s^2 + 3 H_{20}(s) + H_{02}(s) \} \sin \phi. \quad (3.46)$$

3) 非点収差:

$$\begin{aligned}
 K(s, \phi) / W_{22}^2 &= 4 H_{20}(s) \beta^2 \\
 &\quad + H_{02}(s) \sin^2 \phi \\
 &\quad + 4 H_{20}(s) \sin^4 \phi + 8 H_{20}(s) \sin^2 \phi \beta \quad (3.47)
 \end{aligned}$$

ここで, $\beta = W_{20} / W_{22}$.

4) デフォーカス: (Fig. 3.14)

$$K(s, \phi) / W_{20}^2 = 4 H_{20}(s). \quad (3.48)$$

3.6 再生信号の波形ひずみとジッターの統計的關係

波形ひずみを信号の全時間領域にわたって測定するのは不可能であるが、一方、ジッターは第5章でのべる方法をもちいて評価することができる。そこで波形ひずみとジッターの關係を導く。直線: $y = d$ をデジタル信号の'0', '1' を判定するレベルとし、 $y = g(x)$ を再生信号とする。このとき、 x_i を $g(x) = d$ の根とすると、交点における一次微係数 $g'(x_i)$ を知って、ジッターの増加量: $\Delta J(x_i)$ を波形ひずみ: $\Delta g(x_i)$ と次式で關係づけることができる (Newtonの公式, Fig. 3.9参照のこと)。

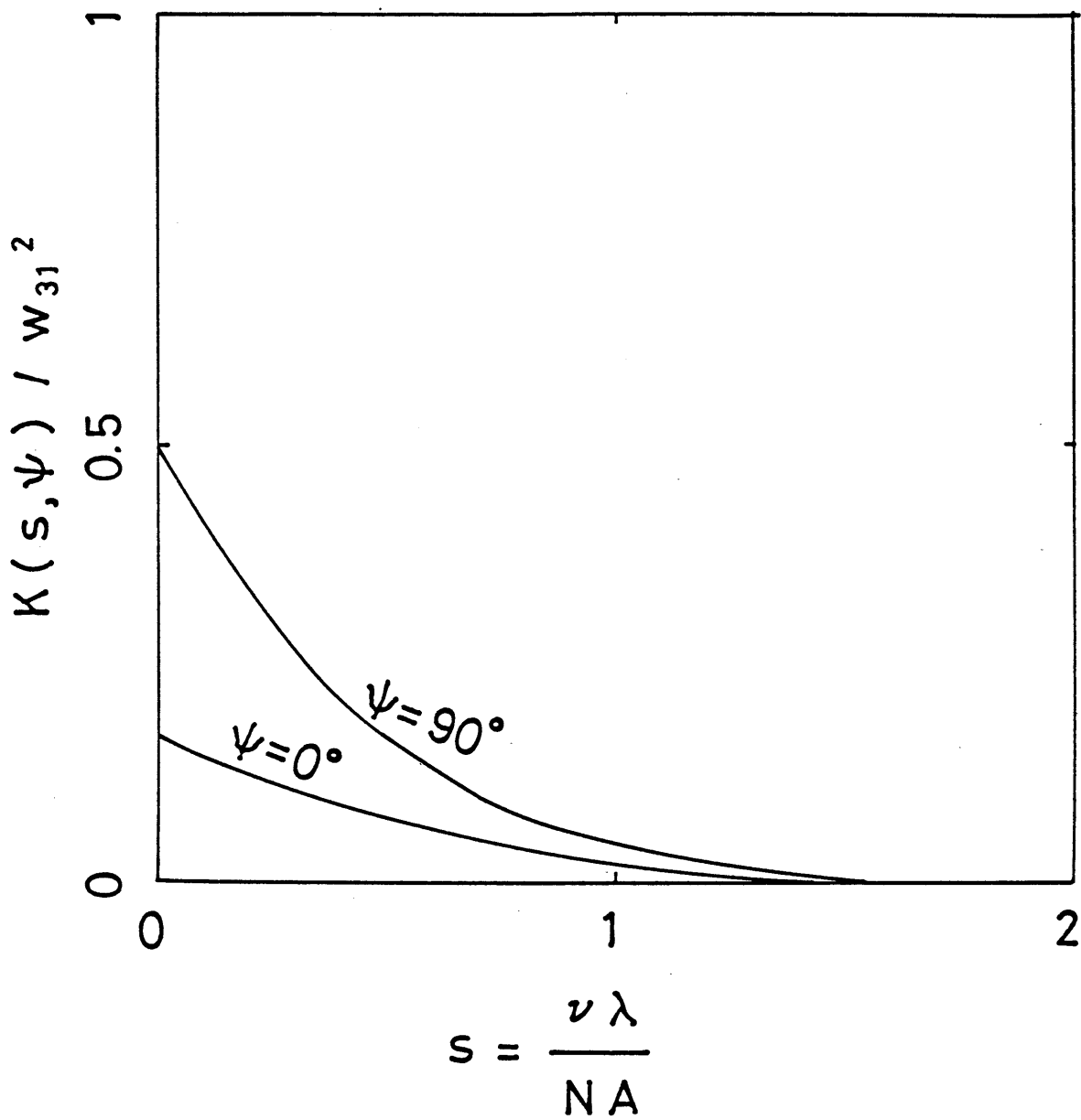


Fig. 3.12 Variance of difference function of wavefront aberration in the presence of coma.

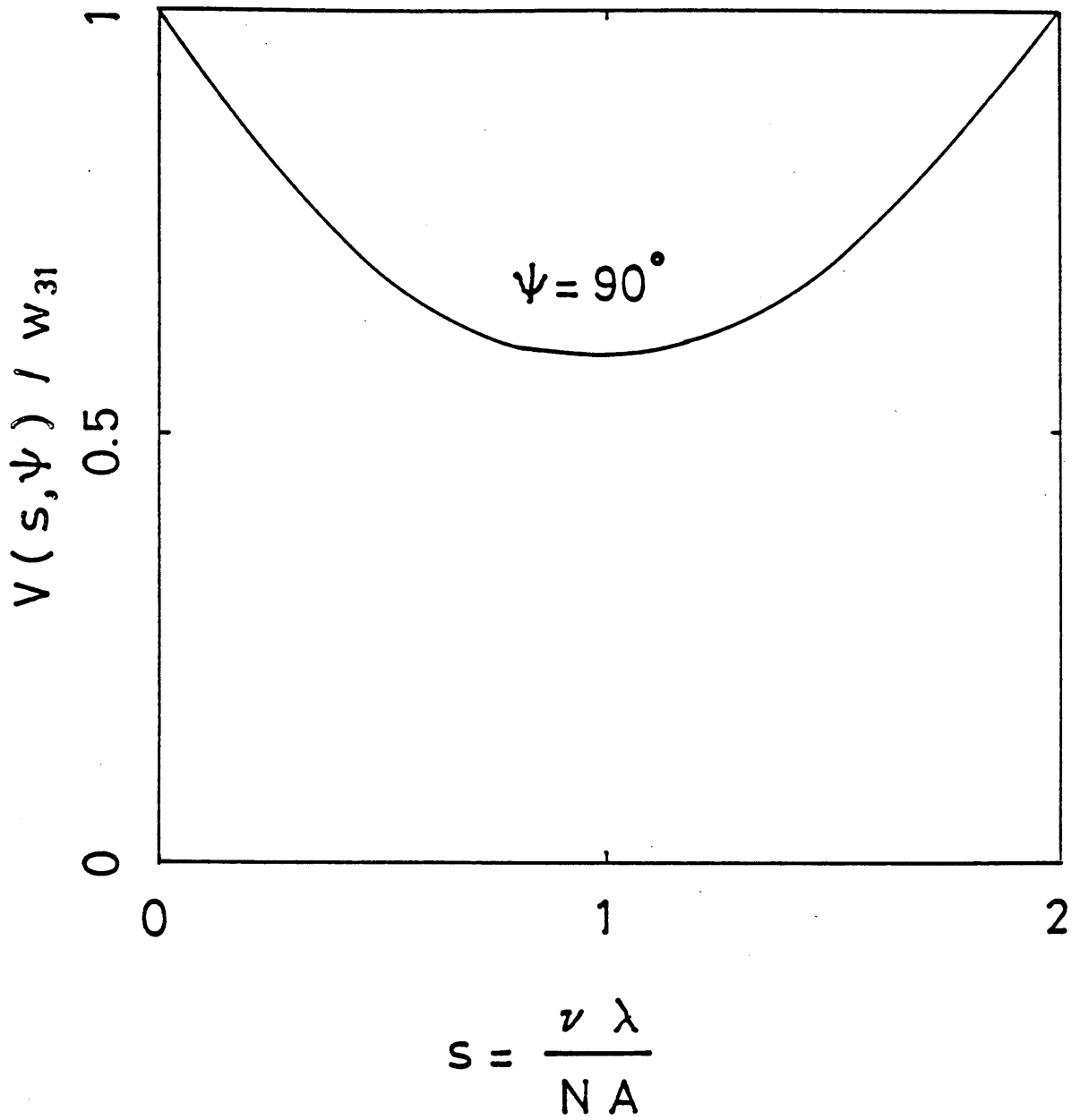


Fig.3.13 Mean value of difference function of wavefront aberration in the presence of coma.

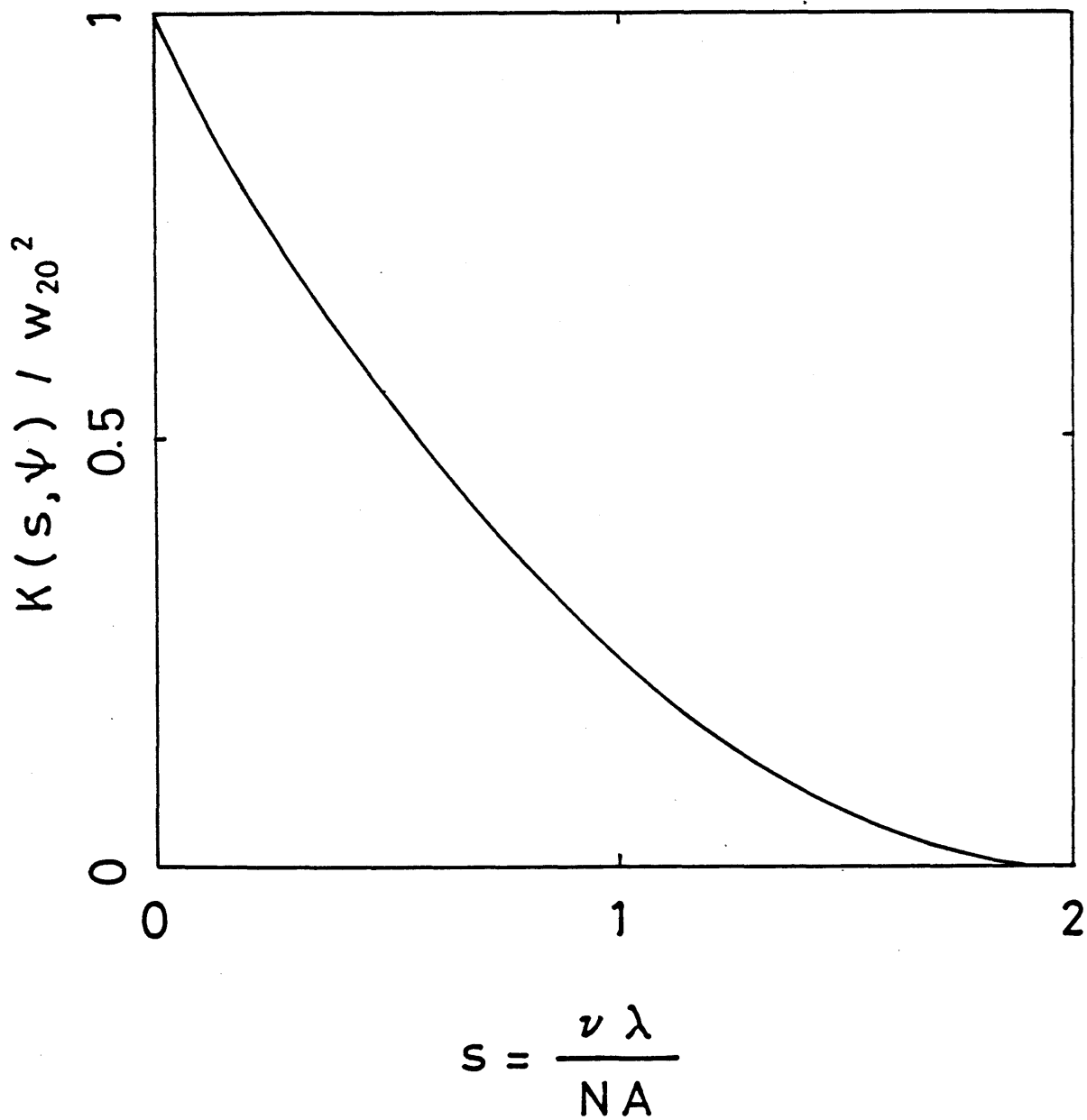


Fig.3.14 Variance of difference function of wavefront aberration in the presence of defocus.

$$\Delta J(x_i) = -\Delta g(x_i) / g'(x_i) . \quad (3.49)$$

ここで、 $g'(x_i)$ は統計的に $\Delta g(x_i)$ と独立であるから、十分長い区間にわたるジッターの増加量の2乗平均値 $\langle \Delta J^2 \rangle$ を考えると、式(3.49)より

$$\langle \Delta J^2 \rangle = \langle \Delta g^2 \rangle \cdot \langle g'^{-2} \rangle \quad (3.50)$$

が成り立つ。よって、ジッターの増加量を測定することにより波形ひずみの2乗平均値を評価できるが、これは波形ひずみの2乗積分値に比例する。

一方、波形ひずみの2乗積分値は、式(3.42)に Parseval の定理を適用して

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta g(x)^2 dx &= \int_{-\infty}^{\infty} | F(s)D_0(s, \phi) \{ i2\pi s / \lambda \bar{v}(s, \phi) \\ &\quad + 2\pi^2 s^2 / \lambda^2 K(s, \phi) \} |^2 ds \\ &< | F(s) |^2_{\max} \cdot \sigma^2 \end{aligned} \quad (3.51)$$

より評価できる。ここで、 σ^2 は

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= \int_{-\infty}^{\infty} D_0(s, \phi)^2 [\{ 2\pi s / \lambda \bar{v}(s, \phi) \}^2 \\ &\quad + \{ 2\pi^2 s^2 / \lambda^2 K(s, \phi) \}^2] ds \end{aligned} \quad (3.52)$$

で与えられるが、この σ^2 は、信号の一樣なスペクトラムを仮定したとき、波面収差にもとづく波形ひずみの2乗積分値を評価するよい尺度で、さらにジッターの増加量の2乗平均値に比例するので有用である。そこで、 σ を '波形ひずみの RMS値' とよびジッターの評価関数としてもちいることにする。第11章にのべるが、式(3.51)の形式はかつて

Linfootが提唱した image fidelity を次元化した概念であり、Linfootによれば画像の再現の相似性 (image fidelity) に関するクライテリオンである。われわれは光ディスク

クの再生光学系の伝達関数として OTF を仮定し、波形ひずみを具体的に収差の関数として与えることができた。

3.5 節でのべたように \bar{V} , K は波面収差係数の一次形式、二次形式で記述できるから、 σ は波面収差係数についてはほぼ二次関数的に変化すると考えられる。第2章の解析、さらに式 (3.42) によれば、 σ は正弦条件を崩す収差コマの影響を最も受けやすいと予測されるので、収差の種類による波形ひずみの大小については、とくに興味がある。いま、Marèchal criterion は波面収差の像のコントラストに及ぼす影響を判定するのに収差の種類によらず単一量を用いるので、その判定値 $0.07 \text{ RMS } \lambda$ に相当する波面収差を球面収差・コマ・デフォーカス・非点収差の各収差について波面収差係数として与え σ を計算した。その計算方法は式 (3.44) ~ (3.48) に示した $\bar{V}(s, \phi)$, $K(s, \phi)$ を用いて、式 (3.52) の数値積分を実行し、導かれた σ を比較するものである。ただし、このとき近似に必要な条件： $M(s, \phi) \geq 0.8$ は満たされている。Table 3.3 にしめした計算結果よれば、Marèchal criterion とことなり、新しい評価関数 σ には顕著な収差依存性と、とくに非対称収差の場合には方向依存性があることがわかる。これは式 (3.45), (3.46) における $\bar{V}(s, \phi)$, $K(s, \phi)$ の ϕ 依存性のためである。とくにピット列方向にコマの対称軸が向くとき (タンジェンシャル・コマ), σ は最大になる。これで規格化すると、 σ は球面収差に対して約 0.7, デフォーカスに対して約 0.6, ラディアル・コマに対して約 0.4 となる。また、非点収差が存在しても、デフォーカスを最適に選べば σ は増加しないことがわかった。⁽¹⁾ これより、波形ひずみの RMS 値という光ディスクの信号の無ひずみ再生に関する評価関数を用いて、再生光学系の収差のクライテリオンを設けると、光デジタルディスクの再生光学系にはアプラナティズム (球面収差とコマが同時に良好に補正されている状態) が要請されることが、定量的に確認された。

3.7 まとめ

(1) Abbe の正弦条件と光ディスクの再生光学系のモデル

光ディスクの再生光学系はレーザー光を再生用の対物レンズをもちいて集光して照明し、

Table 3.3 Root mean squared waveform distortion σ

wavefront aberration		σ
W_{40}	1λ	0.7
W_{31}	(tan) 0.63	1.
	(rad)	0.4
W_{22}	0.34	0.
W_{20}	0.25	0.6

ピットで回折された回折波のうち対物レンズの開口に入るものを光検出器上に導き、回折波のスペクトルの干渉により、ディスクの回転に同期した信号を再生する。この再生光学系で、軸上物点とその像点を中心とする参照球面上に瞳面を定義し、瞳座標として入出射光線の傾角の正弦をとる。入出射光線の傾角の正弦は物体を回折格子と見立てたとき、その空間周波数に比例するので、瞳面は厳密にフーリエ面になる。ここで Abbe の正弦条件は点像強度分布や、伝達関数を計算する前提として重要であるばかりでなく、物体の空間周波数が像面で無ひずみで再現するための条件となる。ところで、ピットの大きさは波長のオーダーであるから、対物レンズの開口に入り、光電流の変調に関与するものは、主に 0 次と±1 次の回折波である。Hopkins はピットの位相構造が波面に転写され、Fresnel-Kirchhoff の回折積分公式に従い伝播すると考え、光ディスクの再生信号を回折波のスペクトラムの干渉項の対物レンズの開口上の積分である transmission cross-coefficient (TCC) で記述した。スキャニング光学系の特徴として、TCC の定義式における effective source の半径は瞳半径と等しいので、TCC の基本スペクトラム (0 次と±1 次の回折光の干渉項) は瞳関数の自己相関そのものになるから、光ディスク・システムの伝達関数は incoherent system の OTF で近似することができる。このとき再生信号は信号のスペクトラムと OTF : D の関数となる。

(2) 波形ひずみの定義と OTF による記述および波面収差の差関数を用いた展開

再生信号と無収差光学系による再生信号の差信号を波形ひずみとして定義する。とくに無収差光学系の OTF を D_0 とするとき、波形ひずみは OTF の劣化 D/D_0 の関数として表すことができる。さらに D/D_0 の絶対値が 0.8 より大のとき、 D/D_0 は波面収差の差関数 V の variance K を用いて展開することができるので、波形ひずみを V の平均値 \bar{V} に比例する虚数部と variance K に比例する実数部の和で表すことができる。ここで \bar{V} は波面収差係数の一次形式、 K は二次形式であらわされるので、波形ひずみは波面収差係数の二次関数となる。

(3) ジッターと波形ひずみの関係および波形ひずみの評価関数

ジッターと波形ひずみの統計的關係を考察すると、両者の二乗平均値が互いに比例することがわかる。Parseval の定理をもちいて波形ひずみの二乗積分値を波面収差の差関数 V

を用いて表し、ジッターに統計的に比例する新しい評価関数”波形ひずみのRMS値” σ を

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} D_0(s, \phi)^2 \left[\left\{ 2\pi s / \lambda \bar{V}(s, \phi) \right\}^2 + \left\{ 2\pi^2 s^2 / \lambda^2 K(s, \phi) \right\}^2 \right] ds$$

より定義する。ここで、 \bar{V} と K はHopkinsにより各収差に対して具体的に与えられている。

〔4〕波形ひずみのRMS値： σ の収差依存性

ジッターの収差依存性を σ を用いて評価する。第2章の検討では、波形ひずみは正弦条件が崩れたとき発生すると考えられるから、ジッター或いは波形ひずみのRMS値はコマに対して特に敏感であると考えられる。収差量としてMarèchal criterionに相当する一定値を与えて計算したところ、 σ はタンジェンシャル・コマに対して最大となった。次に σ が大きかったのは球面収差に対してであった。この結果は光デジタルディスク光学系には信号の無ひずみ再生の観点よりアプラナティズムが要求されていることを改めて確認させるに足るもので、Abbeの正弦条件が空間周波数スペクトラムの再現性の条件であることに整合する。あえてプリミティブな表現をとると、正弦条件が満たされていないとピットの長さによって（つまり物体の空間周波数によって）光学系の倍率が異なるため、信号が伸びたり縮んだりして再生され波形ひずみが生じ、ジッターが発生すると解することができる。

Abbeの回折理論の観点からはコマが存在すると正弦条件の不満足により、ディスク並進に伴い時間変化する位相因子が像空間で保存されず、再生信号に位相ひずみを発生させると解釈できる。また、式(3.52)を導いた際に、通信理論によれば非対称なインパルス応答をもつ系では、PTFが劣化し、位相ひずみが生ずることを既に指摘した。これらは、全て、波形ひずみというひとつの現象を異なる角度から眺めた描像である。本章の最大の成果は、OTFを用いて波形ひずみを定量的に評価するためのひとつの具体的な関数表現を与えたことにある。

第3章 文献

1. H.H.Hopkins. "Diffraction theory of laser read-out systems for optical video discs . " J. Opt. Soc. Am. 69, 4-24 (1979) .
2. M.Born and E.Wolf,Principles of Optics (Pergamon Press Oxford, 1970) p-530 .
3. H.H.Hopkins. "On the diffraction theory of optical images." Proc. Roy. Soc. A217, 408-432 (1953) .
4. P.M.Duffieux. L'Intégrale de Fourier et ses Applications à l'optique (Masson Ed., Paris 1970) [辻内順平訳, フーリエ変換とその光学への応用 (共立出版, 1977)] ,p-92.
5. M.Born and E.Wolf,Principles of Optics (Pergamon Press Oxford, 1970) p-380 .
6. 松居吉哉, 南節雄, 山口伸, 小川良太, 中村泰三, "波動光学的 MTFの計算精度の検討, " 光学, 4, 124-139 (1975) .
7. 渋谷真人, "不遊条件と OTFの計算, " 光学, 13, 40-48 (1984) .
8. S.A.Comastri and J.M.Simon, " Ray tracing,aberration function and spatial frequencies," Optik,66, 175-190 (1984) .
9. 辻内順平, "光学系における結像性能とその改良方法に関する研究, " 機械試験所報告 40号 (1961) .

10. C.J.R.Sheppard and A.Choudhury, " Image formation in the scanning microscope, " Opt. Acta 24 1051-1073 (1977) .
11. G.Bouwhuis and J.J.M.Braat, Applied Optics and Optical Engineering IX (Academic Press N.Y. 1983) , Chap.3.
12. J.W.Goodman,Introduction to Fourier Optics (McGraw-Hill,San Francisco 1968) ,Chap 6.3.
13. H.H.Hopkins,Applied Optics and Optical Engineering IX (Academic Press N.Y. 1983) , Chap.8.
14. H.H.Hopkins, " The Aberration Permissible in Optical Systems, " Proc. Phys. Soc. B70 449-470 (1957) .
15. A.Papoulis, The Fourier Integral and Its Applications (McGraw-Hill Book Company,N.Y.1962) ,Chap.6.
16. 久保田重夫, " 光ディスクにおけるアイ・パターンのジッター解析V : ジッターの収差依存性, " 光学 14,287-293 (1985) .
17. L.B.Vries, K.A.Immink, J.G.Nijboer, H.Hoeve, T.Doi, K.Odaka and H.Ogawa, " The Compact Disc Digital Audio System : Modulation and Error-Correction, " 67th Conv. of Audio Eng. Soc. N.Y. H-8 (1980) .
18. M.G.Carasso, J.B.H.Peak and J.P.Sinjou, " The Compact Disc Digital Audio System, " Philips Tech. Rev. 40, 151-156 (1982) .
19. Sony Corp. and N.V.Philips, General Information of Compact Disc Digital Audio, Sept. 1980.

CHAPTER 3 LIST OF FIGURES

FIGURE		PAGE
3.1	Direct recording and readout of bit stream. a) Channel bit stream and rectangular pulses to be recorded on the disk. b) Recorded pattern on the disk (pits) . c) Readout signal.	33
3.2	Hopkins canonical coordinates.	35
3.3	Pupil sphere coordinates.	37
3.4	Periodic configuration of pits on the disk. Spot is located on (u,v) . Pit separation in the scanning direction and radial direction are denoted by p and q .	42
3.5	Schematic drawing of readout by scanning spot. Interference patterns between diffracted light R_0 and $R_{\pm 1}$ are observed on the pupil of the objective lens.	45
3.6	Region of integration for $D(1.0 : 0.1)$ is the area common to unit circle R_{00}, R_{10} and R_{01} , where x denotes scanning direction.	47
3.7	Solid line is optical transfer function of optical system without aberration. Measured response function of the channel between recording and readout (\bigcirc) . Dotted line shows typical spectrum of signal coded on the compact disc.	48

CHAPTER 3 LIST OF FIGURES (CONTINUED)

FIGURE	PAGE
3.8 Jitter increase ΔJ and waveform distortion of readout signal Δg .	50
3.9 Optical system is described with reference to (X_0, Y_0) in which Y_0 lies in saggital plane. The direction of line structure under consideration is X axis. The integration of difference function of wavefront aberration over the area common to unit circle $(s/2, 0)$ and $(-s/2, 0)$ gives optical transfer function, where s is reduced spatial frequency.	52
3.10 Vector representation of complex valued OTF.	54
3.11 Variance of difference function of wavefront aberration in the presence of spherical aberration and defocus.	56
3.12 Variance of difference function of wavefront aberration in the presence of coma.	58
3.13 Mean value of difference function of wavefront aberration in the presence of coma.	59
3.14 Variance of difference function of wavefront aberration in the presence of defocus.	60

CHAPTER 3 LIST OF TABLES

TABLE		PAGE
3.1	Parameters of compact disk system.	31
3.2	Modulation of compact disk system.	32
3.3	Root mean squared waveform distortion	62

第4章 擬似ランダム・パルスと再生スポットの線像強度分布を用いた

光ディスク再生信号のジッターの数値計算方法

4.1 はじめに

前章ではジッターの評価関数として波形ひずみの RMS値 σ を定義しジッターの収差依存性を評価した。波形ひずみの RMS値の評価式 (3.30) は再生信号の定義式より導かれるが、一様なスペクトラムをもった信号を仮定している。本章では、再生信号の定義式 (3.30) に立ち戻って、実際のデジタル信号をシミュレートしたランダムな反転間隔の配列をもつ入力信号を用いて再生信号を計算しジッターを評価する。

4.2 ナイフエッジ・エネルギー分布関数を重率とするデジタル信号の変換点における

インパルスを用いた再生信号の計算のためのアルゴリズム

光ディスクの再生信号は：

$$g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} F(s) D(s, \phi) \exp(-i2\pi sx) ds \quad (3.30)$$

で与えられる。これを変換して、直接入力信号とインパルス応答のコンボリューションより計算することができる。入力信号のスペクトラム $F(s)$ と OTF $D(s, \phi)$ の Fourier pair を $f(x), h(x)$ と表す。光学系のインパルス応答 $h(x)$ は、線像強度分布とよばれ、点像強度分布をディスクのスキャン方向に垂直に積分したものである。⁽¹⁾ $f(x)$ は光ディスク上の記録されたデジタル信号で、

$$f(x) = \begin{cases} 1 & \xi_H < x < \xi_i \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (4.1)$$

とあらわすことができる。ここで、 $x = \xi_i$ は信号の変換点で、ビットの '0' → '1' の反転に対応する。変換点の間隔 (反転間隔) : $p_i = \xi_i - \xi_H$ は変調方式にしたがって一定の離

(2)
 散値をとる。コンパクト・ディスク方式では3 から11までの整数値をとる。ここで長さの単位は channel bitで、1 channel bit は線速を1.25 m/s とすると、ディスク上で長さ 0.29 μm に相当する。

式 (3.30) にコンボリューション定理を適用して、

$$g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi) h(x-\xi) d\xi \quad (4.2)$$

をうる。これに (4.1) を代入すると、

$$\begin{aligned} g(x) &= \sum_i \int_{\xi_{i-1}}^{\xi_i} h(x-\xi) d\xi \\ &= \sum_i (-)^{i-1} H(x-\xi_i) \end{aligned} \quad (4.3)$$

となる。ここで、

$$H(x) = \int_{-\infty}^x h(\xi) d\xi \quad (4.4)$$

はナイフ・エッジ・エネルギー分布関数 (knife edge energy distribution function, KED) とよばれる。(3) 式 (4.3) は再生信号 $g(x)$ が各変換点 ξ_i に位置するインパルスの和よりなり、各インパルスは距離: $x-\xi_i$ の関数である KEDで重みづけされ、信号の立ち上がりでは符号が正、立ち下がりでは符号が負になっていることをしめしている。重み関数 KEDは全ての変換点にわたって共通だから予め数表化しておくことにより、 $H(x-\xi_i)$ は補間公式を用いて迅速に計算することができる。さらに、再生スポットを含む小円の半径を ρ とすると、 $|x-\xi_i| > \rho$ では $H(x-\xi_i) = \text{一定}$ となり、正・負の寄与はうち消しあうから、式 (4.3) の級数和は、実質的には条件

$$|x-\xi_i| < \rho \quad (4.5)$$

を満足する有限個の変換点からの寄与の項で打ち切ることができる。

4.3 光ディスク再生信号の数値計算のための準備

4.3.1 ナイフ・エッジ・エネルギー分布の関数表の作成

4.3.1a Hopkins' canonical coordinate system をもちいた

瞳関数と点像振幅分布の表示

振幅分布関数 $A(x, y)$ と波面収差関数 $W(x, y)$ を用いて集光レンズの射出瞳上の光の複素振幅分布を定義する。但し、瞳座標： x, y は以下のように実座標： X, Y を開口半径： R で規格化したものを用いる。これは Hopkins' canonical coordinate system とよばれる。

$$x = X/R, \quad y = Y/R. \quad (4.6)$$

$$F(x, y) = \begin{cases} A(x, y) \exp \{i2\pi W(x, y)\} & x^2 + y^2 \leq 1 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (4.7)$$

スポットの点像振幅分布は式 (4.7) に Fresnel Kirchhoff の積分公式を適用して求める。ここで、像面座標： u, v には Hopkins' canonical coordinate system に従い実座標 ξ, η を λ/NA で換算したものを用いると点像振幅分布は、

$$u = \xi \cdot NA / \lambda, \quad v = \eta \cdot NA / \lambda \quad (4.8)$$

$$ASF(u, v) = \iint_{-1}^1 F(x, y) \exp \{-i2\pi (ux + vy)\} dx dy \quad (4.9)$$

であらわすことができる。

点像強度分布はこれより

$$\text{PSF}(u, v) = | \text{ASF}(u, v) |^2. \quad (4.10)$$

u をスキャン方向とすると, u 方向の線像強度分布 (line spread function, LSF) は

$$h(u) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \text{PSF}(u, v) dv. \quad (4.11)$$

4.3.1b 瞳面と像面のサンプリングの方法と有限フーリエ級数による表示

フーリエ変換 (4.9) を実行する為には, 瞳面上の正方領域 $L \times L$ ($\pm 2, \pm 2$) を, ^{(7), (8)}
 $N \times N$ ($N=64$) のメッシュに分割しサンプリングする. 即ち,

$$\delta x = L/N, \quad \delta y = L/N \quad (N=64, L=4) \quad (4.12)$$

$$x(i) = i \delta x, \quad y(j) = j \delta y \quad (4.13)$$

とする. 一方, 像面のサンプリングを,

$$\delta u = 1/L, \quad \delta v = 1/L \quad (4.14)$$

$$u(k) = k \delta u, \quad v(l) = l \delta v \quad (4.15)$$

ように選ぶと $ux+vy = (ik+jl) / N^2$ になるから, 式 (4.9) は有限フーリエ級数

$$\text{ASF}(k, l) = (4/N)^2 \sum_i^N \sum_j^N F(i, j) \exp \{ -i2\pi (ki+lj) / N^2 \} \quad (4.16)$$

に帰着され, 高速 Fourier 変換プログラム (Fast Fourier Transform, FFT) ⁽⁹⁾ を用いることにより効率的に処理することができる.

4.3.1c 線像強度分布の補間表とナイフエッジ・エネルギー分布の関数表の作成

像面のサンプリング間隔 (4.14) は実座標に変換すると $\frac{1}{2} \cdot \lambda / 2NA$ である。光学系のカット・オフ周波数: $f = 2NA / \lambda$ を用いると、サンプリング間隔は $1 / 2f$ になる。サンプリング点の間で点像振幅分布値を知るには Whittaker, Shannon のサンプリング公式⁽¹¹⁾、

$$ASF(u, v) = \sum_k \sum_l ASF(k, l) \text{sinc}(u - u(k)) \text{sinc}(v - v(l)) \quad (4.17)$$

(7) を用いる。ところで sinc 関数は直交関数であるから点像強度分布についても、

$$PSF(u, v) = \sum_k \sum_l PSF(k, l) \text{sinc}(u - u(k)) \text{sinc}(v - v(l)) \quad (4.18)$$

が成り立つ。ここで、 $PSF(k, l) \equiv |ASF(k, l)|^2$ とおいた。式 (4.18) を式 (4.11) に代入し線像強度分布を計算すると

$$\begin{aligned} h(u) &= \int_{-\infty}^{\infty} PSF(u, v) dv \\ &= \sum_k \sum_l PSF(k, l) \text{sinc}(u - u(k)) \int_{-\infty}^{\infty} \text{sinc}(v - v(l)) dv \\ &= \pi \sum_k \sum_l PSF(k, l) \text{sinc}(u - u(k)) \\ &= \sum_k LSF(k) \text{sinc}(u - u(k)). \end{aligned} \quad (4.19)$$

$$\text{但し, } LSF(k) = \pi \sum_l PSF(k, l) \quad (4.20)$$

となり、線像強度分布についてもサンプリング公式で補間することができる。FFT をもちいて ASF, PSF を計算し $LSF(k)$ の数表 (4.20) を作成し、補間式 (4.19) を用いてサンプリング区間をさらに 10 等分した $1 / 20f$ 間隔で $LSF : h(u)$ の補間表を作成した。もちろん補間式 (4.19) は近似を含まない厳密なものである。

この $LSF : h(u)$ の補間表をもとに、台形則を用いて式 (4.4) の数値積分を実行しナイフエッジ・エネルギー分布 $H(u)$ の関数表を作った。

4.3.2 デジタル信号の変調方式に従う擬似ランダム・パルス列の

発生法とジッターの計算法

4.3.2a ジッターの計算に必要な再生信号の計算間隔の選び方

式 (4.3) を用いてコンパクト・ディスクの再生信号 $g(x)$ を計算する。前述のように、線速を 1.25 m/s とすると、最小反転間隔: p_{\min} は $0.87 \mu\text{m}$ になるから、いま光学定数 NA , λ をスポット・サイズの推奨条件: $\lambda/NA=1.75 \mu\text{m}$ に従って選ぶと、最小反転間隔: p_{\min} は $1/f = \lambda/2 NA$ に等しくなる。この p_{\min} にくらべて十分細かい間隔 δx で再生信号を計算し、デジジョン・レベルをはさむ前後の2点における $g(x)$ の値を知ってその線型補間で再生信号とデジジョン・レベルとの交点 x_i を求め、交点 x_i と入力信号の変換点 ξ_i との位置の差よりジッター: $J_i = x_i - \xi_i$ が計算する。ここで関連する諸量のサンプリング間隔を以下のように選んだ。

入力信号の最小反転間隔	$1/f$
1 channel bit	$1/3f$
再生信号の計算間隔	$1/30f$
スポット・サイズ	$2/f$
ナイフ・エッジ・エネルギー分布の補間	$1/20f$
級数和の打ち切り条件の ρ	$128/20f$

f は再生光学系のカット・オフ周波数で、 $NA=0.45$, $\lambda=0.78 \mu\text{m}$ の光学系では、 $f = 1154 \text{ 本/mm}$ になる。いま線速 1.25 m/s で再生すると $f=1.442 \text{ MHz}$ であるから、再生信号の計算間隔 δx は $1/30f = 23.1 \text{ ns}$ となる。級数和の打ち切り条件 (4.5) の半径 ρ は無収差のスポット半径の6.4倍に選んだので、この計算法で取り扱うことのできる最大収差量は例えばデフォーカスでいうと、 $W_{20} \leq 1.6 \lambda$ になる。

4.3.2b 光デジタルディスクの変調方式に従ったデジタル入力信号の変換点の発生

計算機に組み込みの乱数発生⁽¹⁰⁾のサブルーチンを用いてコンパクト・ディスクの反転間隔に相当する3～11の整数値（単位：channel bit）をランダムにかつ一様に発生させ、各々の発生数をカウントし、これを以下の数で分周し、各反転間隔の生起確率に一定の重率を与えることにより、コード化された音楽プログラムのデジタル信号が有する反転間隔⁽¹¹⁾の分布にちかずくようにした（Table 4.1）。

run-length number	3	4	5	6	7	8	9	10	11
frequency-dividing number	3	5	7	10	13	20	25	30	40

Table 4.1 Run-length numbers and frequency-dividing numbers. Run-length numbers are generated on a computer randomly but uniformly. Frequency-dividing numbers are used for simulating the the frequency of corresponding run-length numbers in actual coded program.

4.3.2c 光デジタルディスクの再生信号とその変換点におけるジッターの計算

デジタル信号の変換点の位置は $\xi_i = \sum_{j=1}^i p_j$ よりえられる。再生信号 $g(x)$ の計算と平行して変換点 ξ_i を発生させ、級数和（4.3）の計算に必要な変換点 ξ_i : $|x - \xi_i| < \rho$ はつねにメモリに用意されているようにした。重み関数 $H(x - \xi_i)$ は KED: $H(u)$ の数表よりラグランジュ補間で計算する。再生信号 $g(x)$ を δx 毎に計算するたびに、

$\{g(x) - d\} \{g(x - \delta x) - d\}$ の符号を判定し、負のとき線型補間で再生信号 $y = g(x)$ と $y = d$ の交点 x_i をもとめ、ジッター $J_i = x_i - \xi_i$ を計算する。ただし、 $y = d$ はデシジョン・レベルである。尚、ジッターを統計処理するには約1000点の変換点 ξ_i を発生させることが必要である。

4.4 コマにより発生するジッターとアポディゼーション

により発生するジッターの計算例

(11)

4.4.1 光ディスク光学系にコマが発生したときの線像強度分布と

再生信号のジッターのヒストグラム

式 (4.16) をもちいて計算した無収差光学系の線像強度分布 (LSF) をしめす (Fig. 4.1) . ここで再生光学系の対物レンズの開口数を0.45, レーザー波長を780nm とし, 一様入射: $A(x,y) = 1$, 無収差: $W(x,y) = 0$ を仮定した. LSF の中心がピット端に位置する場合について図示した. また座標軸の単位はスポット半径である $\lambda/2 NA$ にとった. これは上記の光学定数を選んだとき, 信号の最小反転間隔 (ピット間隔) に等しいから, 図より LSF の 1 次のサイド・ピークの付近に隣接ピット端が位置する確率があることがわかる. このような原因で無収差光学系に発生するジッターを符号間干渉とよぶ.

無収差光学系で読み取った再生信号を Fig. 4.2 にしめす. 再生信号の変換点 (立ち上がり, 立ち下がり部分) とデジジョン・レベル (光電流0.5 で表示) との交点のビット・クロックからのずれ量がジッターである. ここでは1000点の変換点におけるジッターについてのヒストグラムを作った. 図より p-p 値で約70ns のジッターがあることがわかる. また右下は再生信号の計算にもちいたナイフエッジ・エネルギー分布関数を示した.

光ディスクが再生光学系の光軸に対して傾いてコマが発生したときの LSF を Fig. 4.3 に示す. いまディスクのスキャン方向を x とすると, タンジェンシャル・コマの波面収差関数は

$$W(x,y) = W_{31} (x^2 + y^2) x \quad (4.21)$$

とかける. 図は1.2 mm, 屈折率1.55のディスクが 1° 傾いた場合 ($W_{31} = 0.45 \lambda$ 相当) の LSF である. コマにより無収差の場合 (Fig. 4.1) に比べてサイド・ピークが増加し, 隣接ピットの影響を受けやすい状態になっていることがわかる. 再生信号 (Fig. 4.4) には

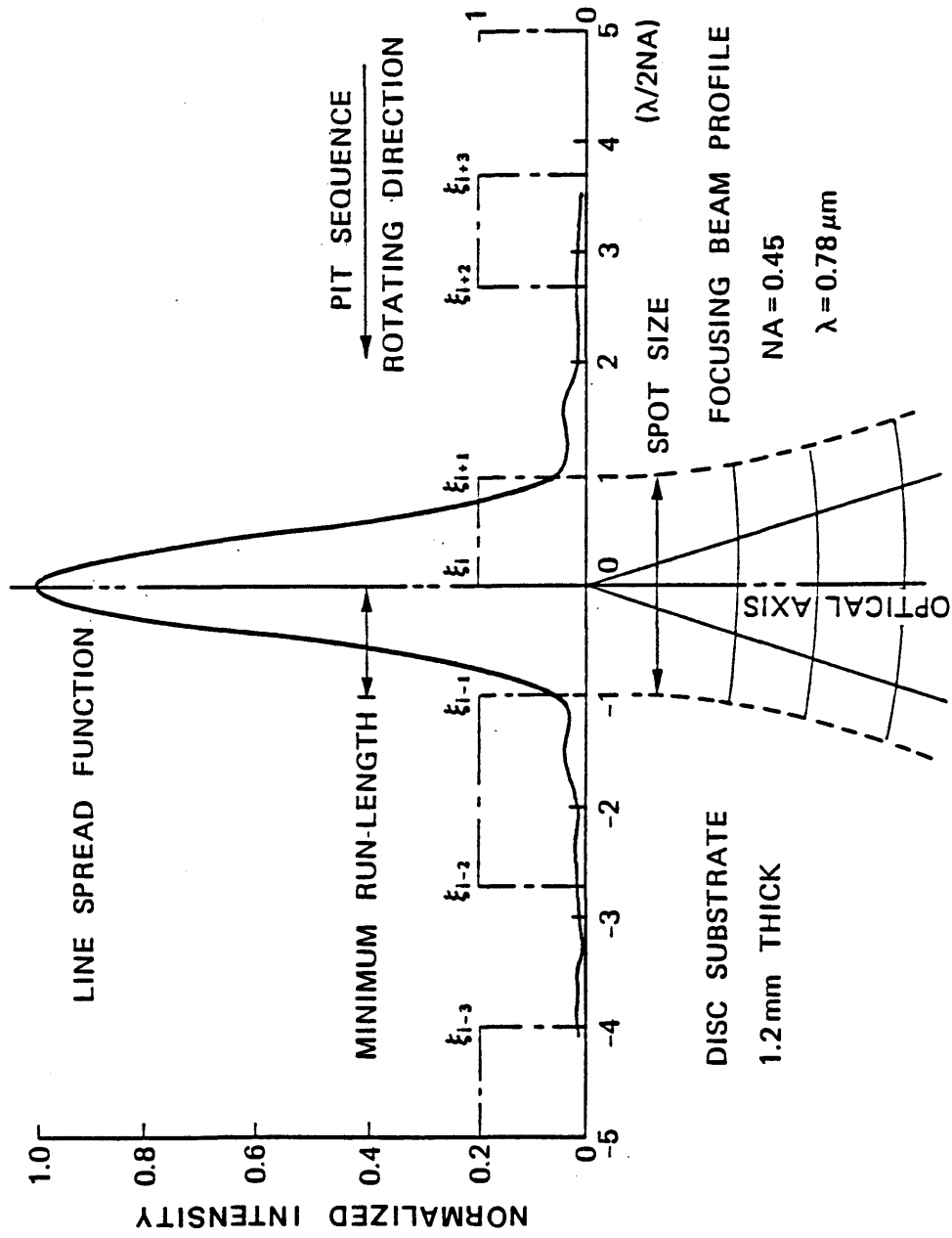


Fig. 4.1 Line spread function for an optical system without aberration.

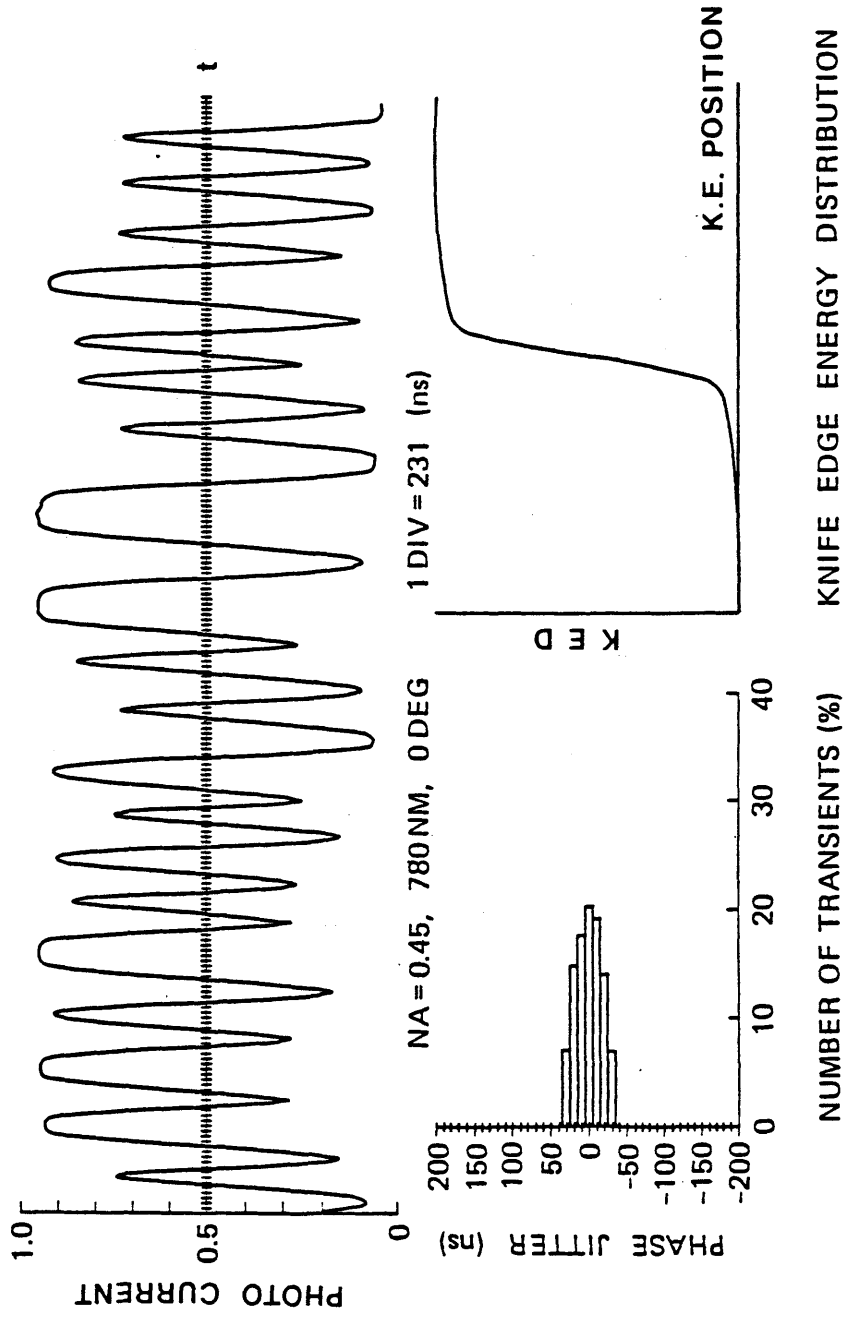


Fig. 4.2 Reproduced signal read out by a spot without aberration.

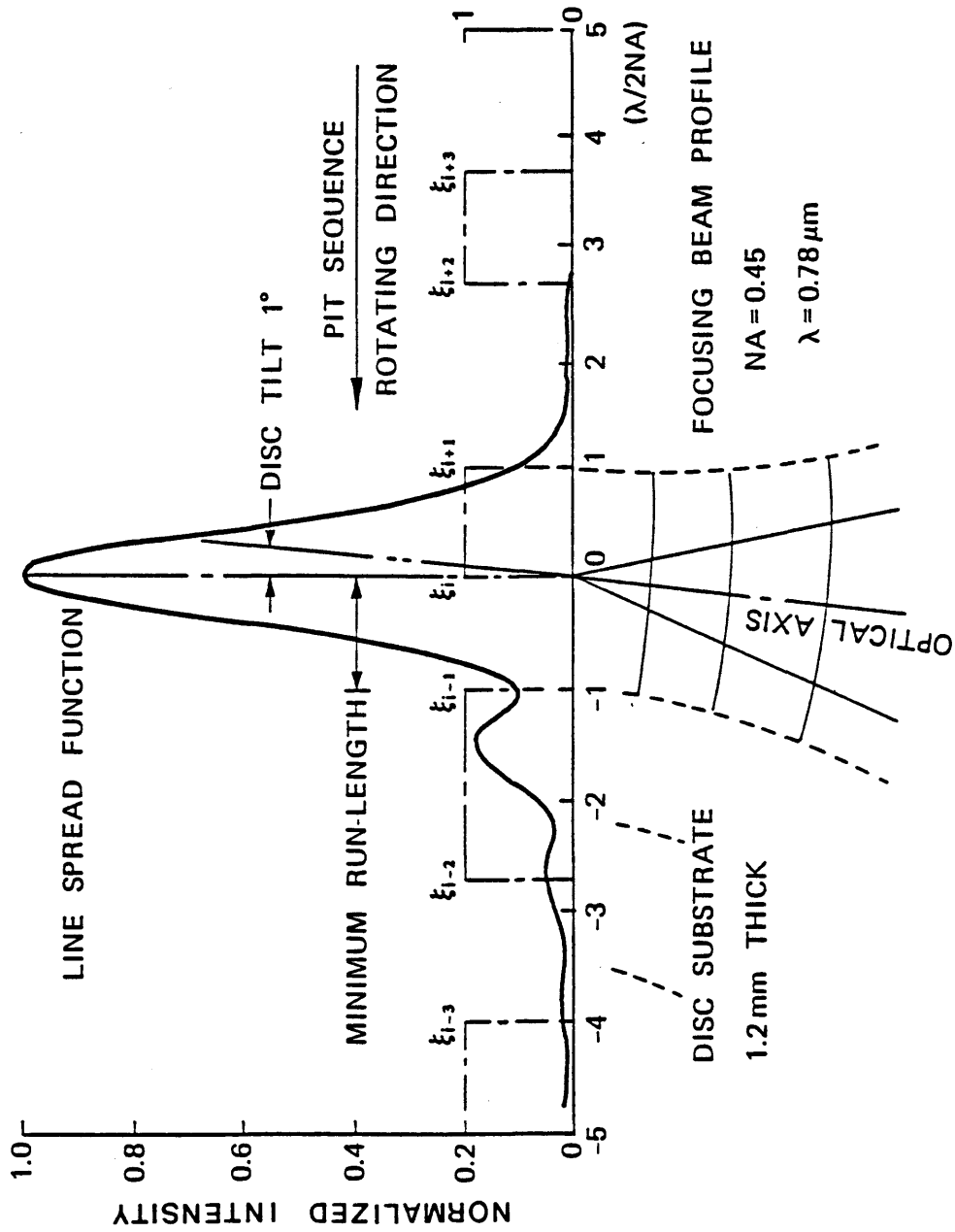


Fig. 4.3 Line spread function for an optical system with coma of 0.45λ .

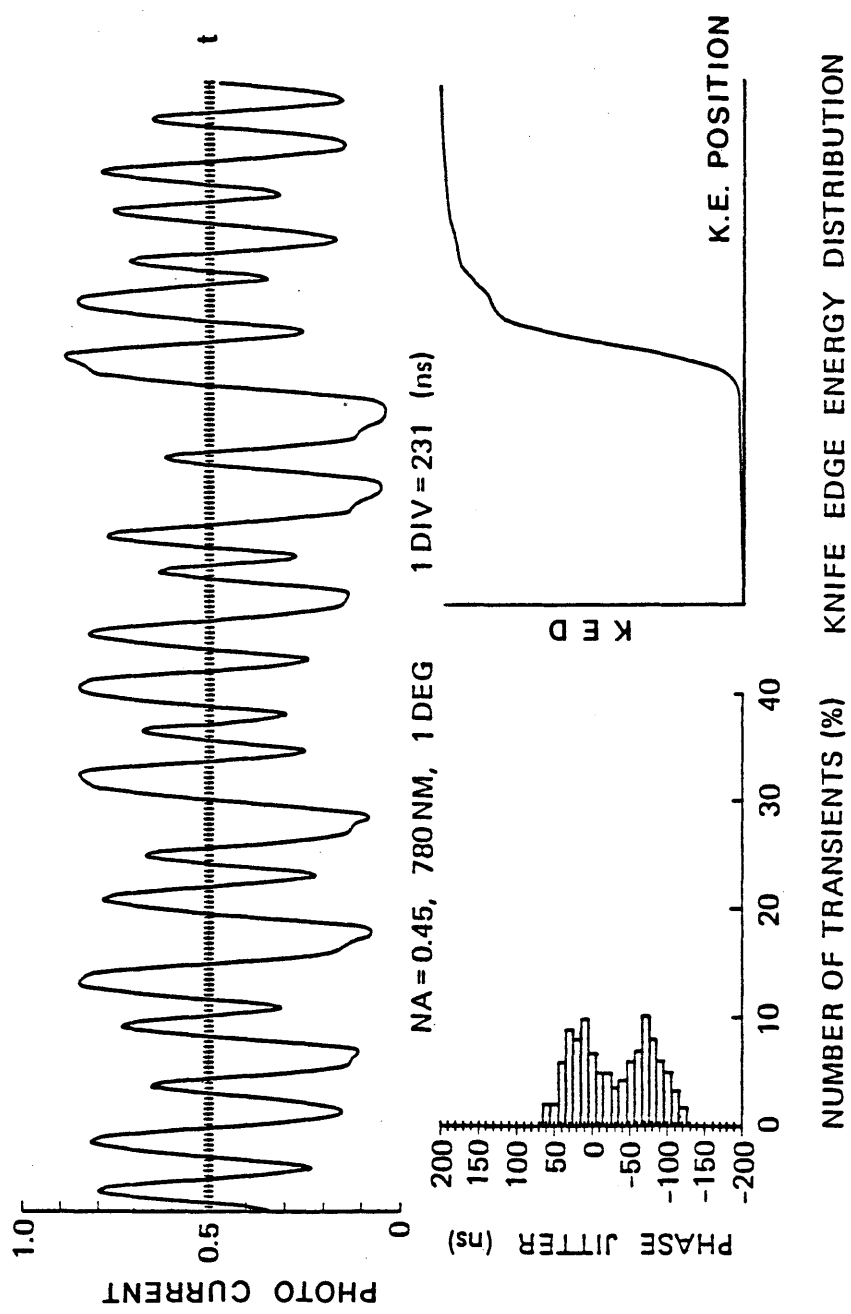


Fig.4.4 Reproduced signal read out by a spot with coma.

コマが存在するときに特有な非対称な波形ひずみがみられる。ヒストグラムは p-p値で約 180nsのジッターが発生していることを示している。またナイフエッジ・エネルギー分布関数の傾斜が無収差にくらべて緩くなっていることが認められる。

4.4.2 アポディゼーションで発生するジッター

(1)
光ディスクの再生光学系が無収差であってもアポディゼーションによってジッターが変化する。半導体レーザー光源では一様入射条件は得にくく、通常、瞳上の振幅分布は truncated gaussian の形状になるので

$$A(x,y) = \begin{cases} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left((\alpha x)^2 + (\beta y)^2 \right) \right\} & x^2 + y^2 \leq 1 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (4.22)$$

とおくことができる。式 (4.22) で β をパラメータに、 α を独立変数に選んでジッターをプロットしたものが Fig. 4.5 で、スキャン方向 (x) に適度の gauss 型のアポディゼーションがあった方がむしろジッターが減少することがわかる。これは、アポディゼーションによって LSF の 1 次のサイド・ピークが減少するためとかんがえられる。さらにアポディゼーションの程度が強くなると、LSF の中心部分の半径が増加するので、ジッターは次第に増加するようになる。図中の (●) はジッター測定に使用した半導体レーザーのビームひろがり角 $11^\circ \times 37^\circ$ とこれを結合するコリメータ・レンズの開口数 0.127 とできまるアポディゼーションに対応しており、一様入射に比べ約 10ns ジッターが減少していることがわかる。

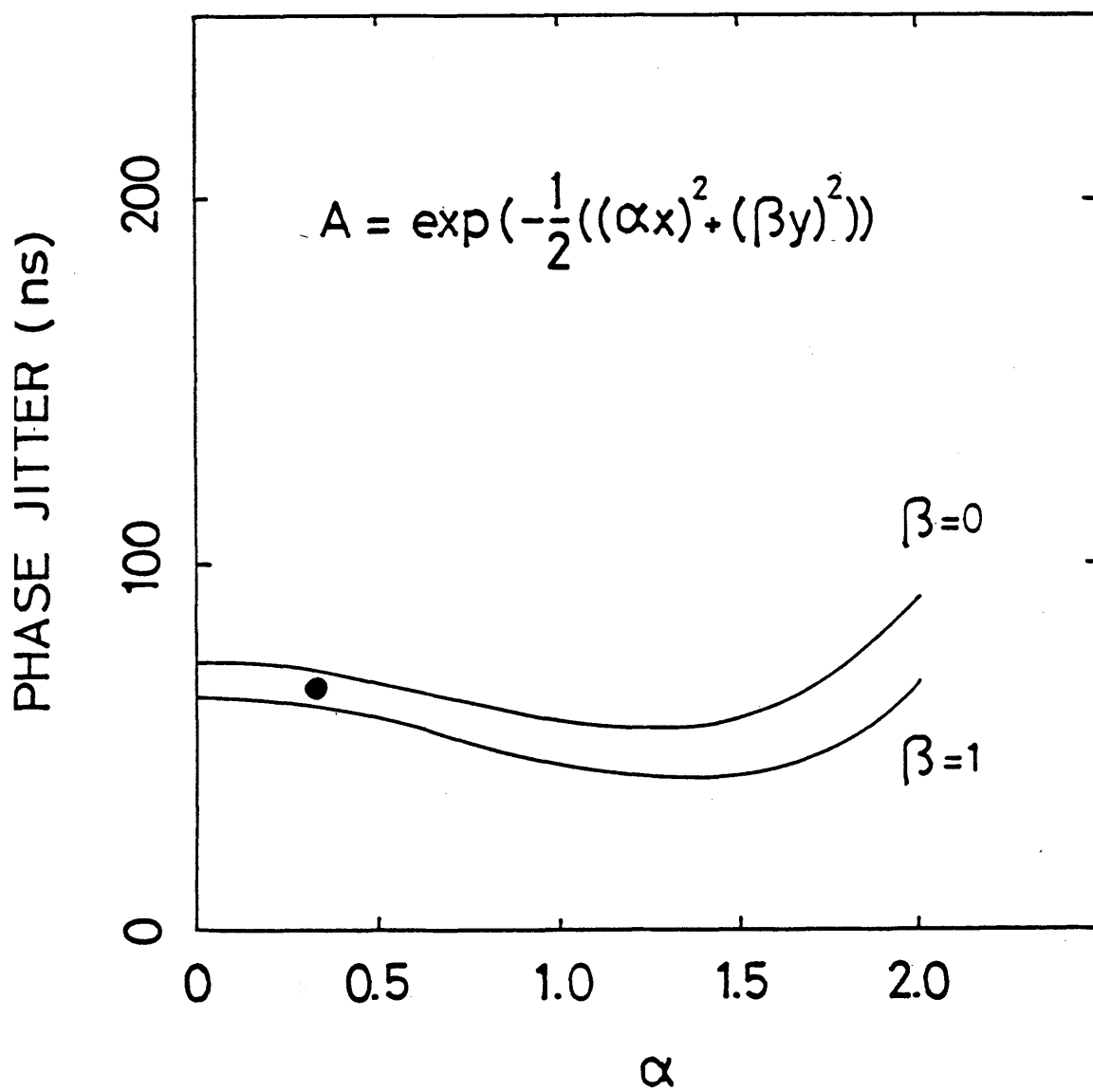


Fig.4.5 Calculated jitter read out by a spot with apodization.

4.5 まとめ

入力信号として、デジタル信号のような非常に長い、ランダムな反転間隔の配列を扱うのに適した、再生信号の定義式 (3.30) を入力信号とインパルス応答である LSF とのコンボリューション計算に変換し、再生信号を有限個の変換点におけるインパルスの和であらわす計算法を示した。各インパルスには再生信号の位置座標から変換点までの距離に応じてナイフエッジ・エネルギー分布 (KED) 関数形の重率がかかり、変換点が立ち上がり部分であれば正、立ち下がり部分であれば負の符号をもつ。この計算法では KED を予め数表化しておくことにより、上記の重率は補間計算でもとめられるので、計算が著しく効率的になった。

この計算法のひとつの利点は 3章で定義したの波形ひずみの RMS 値と比べると、無収差光学系に発生するジッターである符号間干渉を評価できる点である。また波形ひずみの RMS 値の場合、近似に有効な収差の範囲に制限があったが、この計算法では計算時間が許せば、かなり大きい収差を扱うことができる。一方、何故ジッターの統計値が再生光学系の波面収差係数に対して quadratic に依存するのかという理由は、計算機シミュレーションだけではわからない。ところで、符号間干渉の計算精度は伝達関数の近似精度の影響を直接受けるが、収差によるジッターの増加については伝達関数の形状にあまり依存しないといえる。たとえば、一様入射条件とガウス型アポディゼーションがある場合では、符号間干渉によるジッターは約 10ns となるが、収差による増加分については両者はほぼ同量であるからである。その理由としてジッターの収差依存性は伝達関数に生じた摂動に依存し、伝達関数のそのものへの依存の仕方は間接的であることが挙げられる。

結論として、本章のジッターの直接計算法は収差が Maréchal criterion より小さい範囲では前章の波形ひずみの評価と同等である。従って、この計算法は OTF の劣化を評価することによりジッターを評価することに本質的に等価と考えられるが、実際のデジタル信号の非常に長い、ランダムな反転間隔の配列をシミュレートするので、実際のデジタル信号がもっているスペクトラムに近い重率をかけて OTF の劣化を評価することができる。

第4章 文献

1. 小瀬輝次, フーリエ結像論 (共立出版 1979) , p-6.
2. L.B.Vries, K.A.Immink, J.G.Nijboer, H.Hoeve, T.Doi, K.Odaka, H.Ogawa,
" The Compact Disc Digital Audio System : Modulation and Error-Correction "
67th Conv.of Audio Eng. Soc. N.Y. H-8 (1980) .
3. W.J.Smith, Modern Optical Engineering (McGraw-Hill Book Company, N.Y.
1966) , p-84.
4. H.H.Hopkins, Applied Optics and Optical Engineering IX (Academic Press
N.Y. 1983) , Chap .8.
5. H.H.Hopkins, " Diffraction theory of laser read-out for optical video discs.
" J. Opt. Soc. Am. 69, 4-24 (1979) .
6. G.Bouwhuis and J.J.M.Braat, Applied Optics and Optical Engineering IX
(Academic Press N.Y. 1983) , Chap.3.
7. 草川徹, レンズ設計のための波面光学 (東海大学出版 1976) , p-38.
8. 小川良太, OTF 技術1978 (光学工業研究組合 1978) , p-18.
9. J.W.Couley and J.W.Tukey, " An Algorithm for the Machine Calculation of
Complex Fourier Series. " Mathematics of Computation 19, 297-301
(1965) .

10. RANDU, IBM System/360 Scientific Subroutine Package III Programers Manual (IBM.N.Y.,1970) . RAN, VAX-11 FORTRAN LANGUAGE Reference Manual (DEC MA.,1982) .
11. 久保田重夫, "光ディスクにおけるアイ・パターンのジッター解析", 光学 12, 437-443 (1983) .

CHAPTER 4 LIST OF FIGURES

FIGURE	PAGE
4.1 Line spread function for an optical system without aberration.	79
4.2 Reproduced signal read out by a spot without aberration.	89
4.3 Line spread function for an optical system with coma of 0.45λ .	81
4.4 Reproduced signal read out by a spot with coma.	82
4.5 Calculated jitter read out by a spot with apodization.	84

CHAPTER 4 LIST OF TABLES

TABLE	PAGE
4.1 Run-length number (channel bit) and frequency-dividing numbers. Run-length numbers are generated on a computer randomly but uniformly. Frequency-dividing numbes are used for simulating the frequency of corresponding run-length numbers.	77

第5章 デジタル phase locked loop回路を用いた光ディスク

再生信号のジッターの測定法

5.1 はじめに

日時計の発明の昔より、時刻の正確な計測は人類の願望であった。宇宙競争や情報革命というエレクトロニクス全盛の時代を迎え、その精度は飛躍的に向上し、精密なタイミングの関係を解析したり、制御したりすることは、それ自身ひとつの重要な要素技術となった。ところで、従来、デジタル信号の品質を評価するには、デジタル信号のビット・クロックに同期をかけ、オシロスコープ上に表示し、サンプリング点を中心に信号の立ち上がり・立ち下がりの輝線がかこむ菱形(アイ)がどの程度開口部を残すかで、信号が精度よく抜き取れるかどうかを判断していたが、半定量的で経験が必要とする作業であった(Fig. 1.3)。抜き出した信号のビット・エラー率を測定することにより、伝送系の特性を定量的に評価することができる。しかし、信号のタイミングの誤差であるジッターがあるしきい値をこえたときビット・エラーが急速に増大する性質があるので、しきい値に達するまでどの程度マージンが残されているかを測定するには適さない(Fig. 5.1)。一般に、ジッターは伝送系に加わった摂動の緩やかな関数として記述されるので、ジッターを計測することにより、更に、どの程度、摂動が増加することが許容されるか予測することができる。従って、ジッター測定はデジタル信号伝送系において最も重要な評価項目であると考えられる。

(3)
汎用型のジッター測定器が数社より市販されているが、これらを光ディスクの再生信号のジッター評価に適用するには、モーターの回転ムラなどに起因する機械的ジッターと光学的ジッターをいかに分類するかが問題である。われわれは、従来、汎用型の高速波形デジタイザーをもちいて光ディスクの再生信号をメモリーにとりこみ、ソフトウェアによるデータ処理で機械的ジッターやディスクの欠陥によるジッターを除去して光学的ジッターを測定してきたが、処理時間がかかるという欠点があった。

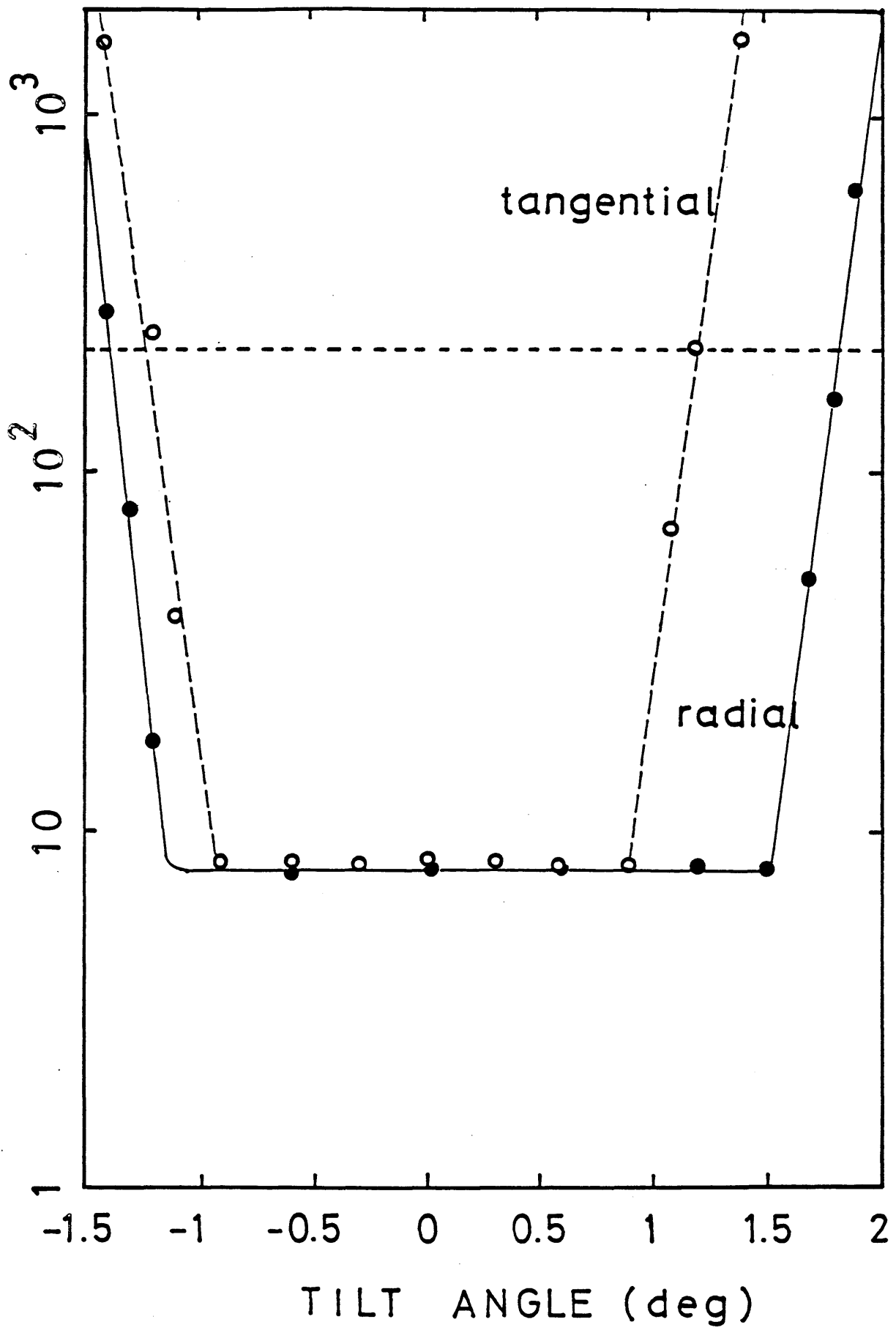


Fig. 5.1 Bit error rate as a function of disk tilt angle.

あらたに二値化された再生信号に同期したクロックを phase locked loop (PLL) 回路をもちいて発生させ、ジッターを PLLの位相検波出力として検出し、高速にデジタイズするジッター測定器を製作したので報告する。

5.2 測定光学系

ジッターの測定に用いられている再生光学系は、市販のコンパクト・ディスク・システムに用いられている光学系と同一であるが (Fig. 5.2) , 個々の光学部品を吟味し非常に (5)~(7) 収差の小さいものを選んで注意深く組立られている。レーザー干渉計の評価によれば、波面収差は光学系全体で $0.03\text{RMS}\lambda$ であった (Fig. 5.3) 。ただし、干渉計の光源に単一縦モードのヘリウム・ネオン・レーザーが使用されているので $\lambda = 633\text{ nm}$ である。一方、ピックアップ光源には半導体レーザーを用いているので、両者の波長差による球面収差の違い spherochromatism が予想されるが、使用しているレンズの spherochromatism は比較的小さいので、上記の波面収差の評価値を波長換算するだけで、使用波長での波面収差 (8) 性能を近似できると考える。光源には index-guide 型の半導体レーザーで、波長 784 nm 、半値全角で $11^\circ \times 37^\circ$ のビームひろがり角のものが使用されている (Fig. 5.4) 。対物レンズは開口数 0.47 、作動距離 2 mm の 2群 3枚のガラス組レンズで RMS波面収差が 0.027λ のものをもちいた。一方、コリメーター・レンズは開口数 0.127 の 1群 2枚の接合レンズで、RMS波面収差が 0.014λ である。対物レンズは電磁力により水平・垂直方向に駆動され、ピット列に対してフォーカス・サーボ、トラッキング・サーボをかけることができる。 (9) このような駆動装置を二軸デバイスとよんでいる。サーボ信号の検出方式およびサーボ回路も市販のシステムと同一で、フォーカス・エラー検出には非点収差法を、トラッキング・エラー検出には twin spots 法をもちいている。 (10) フォーカス、トラッキング・サーボが不安定な状態ではジッターに影響が生ずるので、測定前によく整備しておく必要がある。 (11) 測定される光ディスクは、例えばコンパクト・ディスクの場合、一定の線速 (1.25 m/s) でスピンドル軸のまわりに回転させられる。ジッター測定系では回転軸をディスクのスキャン方向とディスクの半径方向に任意の角度傾けることができるようにするため、再生光学系はディスクの上部に取りつけられている (Fig. 5.5) 。 (12)

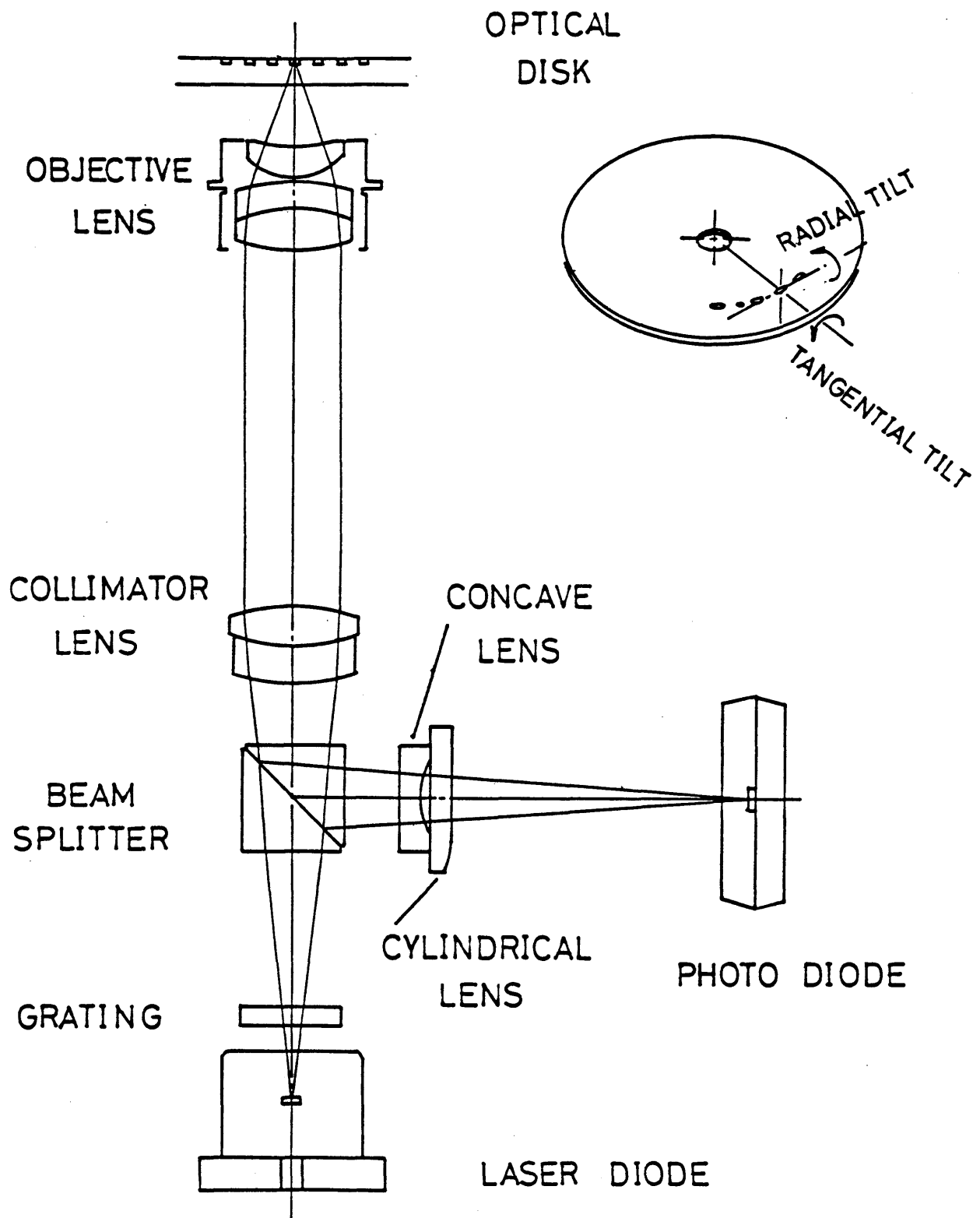
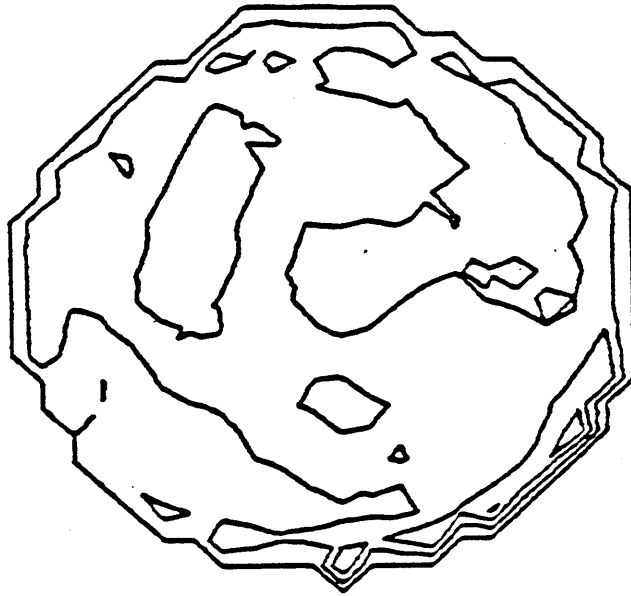


Fig. 5.2 Layout of optical system for jitter measurement.

CONTOUR PLOT



ISOMETRIC VIEW

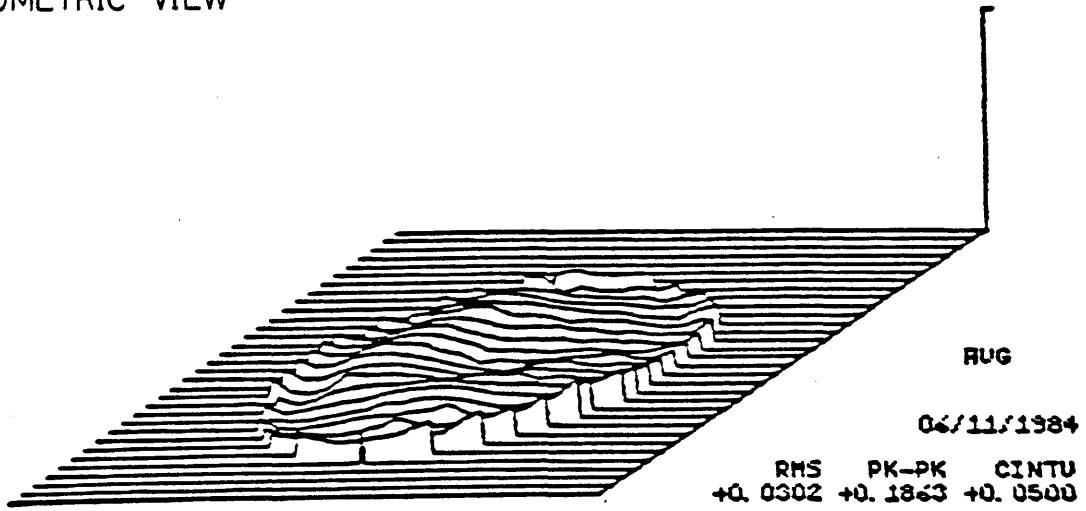


Fig. 5.3 Wavefront aberration of the optical system.

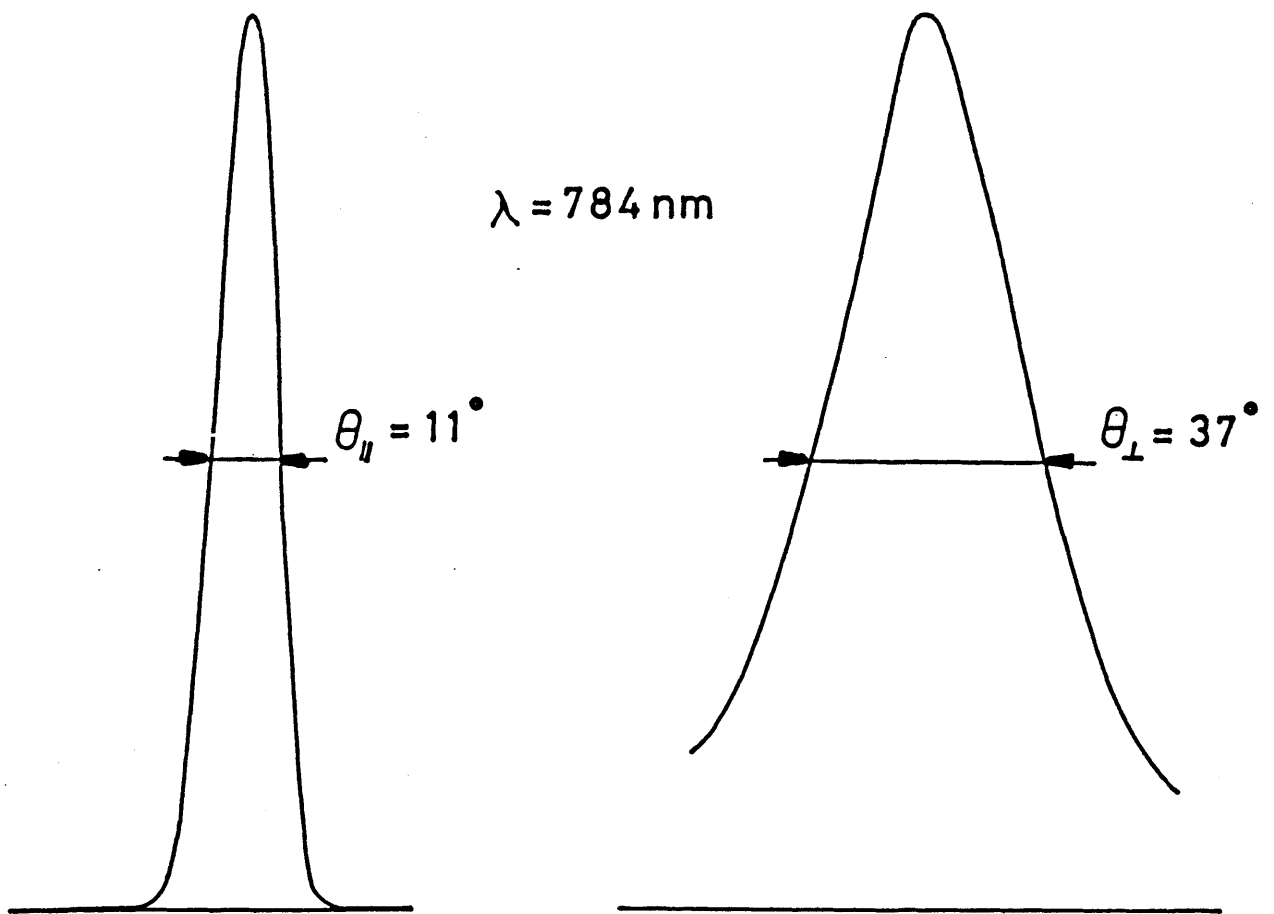


Fig.5.4 Far-field pattern of the laser diode used for jitter measurement.



Fig.5.5 Optical pickup used for jitter measurement.

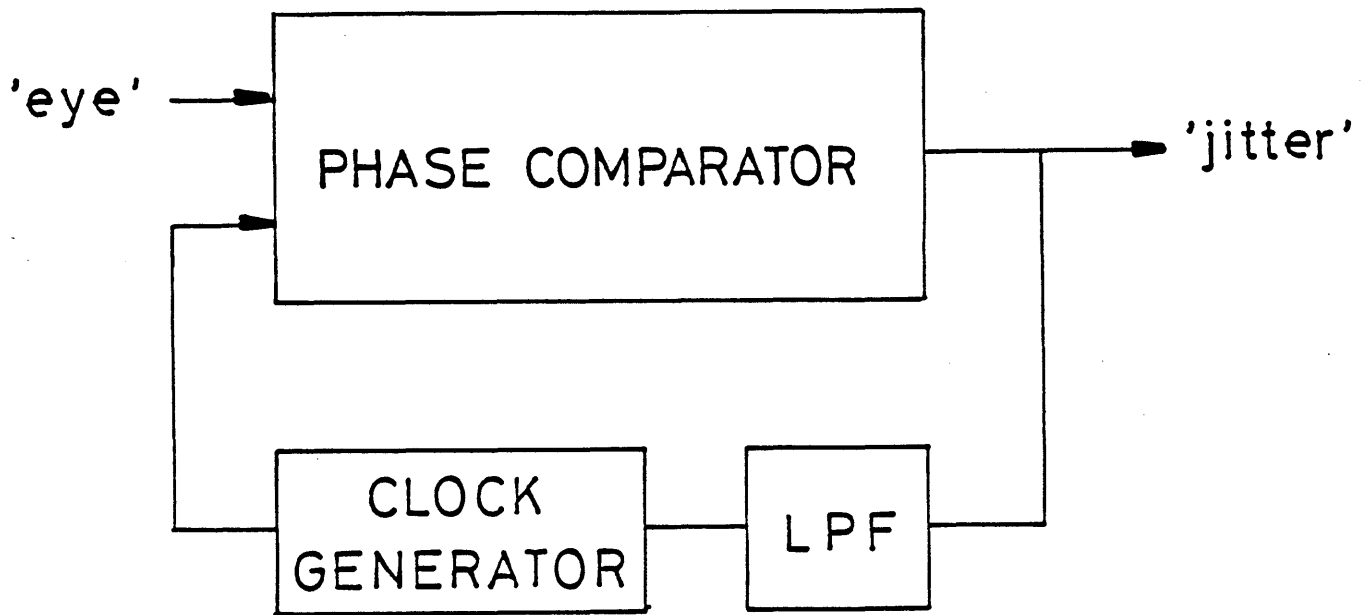
5.3 デジタル phase locked loopを用いた測定回路系

コンパクト・ディスクのように一定の線速で回転するシステムでは、再生信号よりクロックを抜き出し、水晶振動子の周波数と位相比較し、誤差分をスピンドル・モーターに帰還し、水晶振動子の周波数に同期させることにより、モーターの回転ムラによるジッターを吸収している。また再生信号からPLLを用いてクロックを再生しているので、クロックと再生信号はPLLの時定数の範囲内でよく同期がとれているため、機械的ジッターは良好に除去される。

新たに製作したジッター測定回路はPLLで追従できない、符号間干渉や収差にもとづく光学的ジッターを測定するのが目的である。まず、PLL回路をもちいて入力信号であるアイ・パターンに平均的にphase lockされたビット・クロックを発生させる。このクロックからの瞬時的な位相のずれがジッターであり、ジッターはphase locked loopの一部を構成するphase comparatorの出力として検出される (Fig. 5.6)。検出されたジッターを16~32のレベルに高速にデジタイズし、各レベルの発生頻度がカウントされる。合計で約10万点の信号の変換点におけるジッターが検出されると、累計されたデータはパーソナル・コンピュータに転送されCRT上にヒストグラムとして表示される。表示時間間隔は約0.2sである (Fig. 5.7) (Fig. 5.8)。

5.4 ディスク・ノイズの影響を除去するためのデータ処理法

キー・ボードより操作して、必要な瞬間のジッターのヒストグラムの平均値・分散を計算し、パーソナル・コンピュータに出力させることができる。3章の数値計算ではジッターのp-p値を計算している。測定では、頻度は低い、ディスクの欠陥に起因するノイズによるジッターが含まれており、p-p値で評価するとこの影響を受けやすい。ヒストグラムを統計処理するさいに、ヒストグラムの裾のディスク・ノイズに起因するbroadなジッターの分布を切り捨て、残った光学的ジッターの部分を正規分布回帰し、その $\pm 3\sigma$ でp-p値を推定している。ジッター測定器の概観図を示す (Fig. 5.9)。



PHASE-LOCKED LOOP

Fig.5.6 Block diagram of digital phase locked loop.

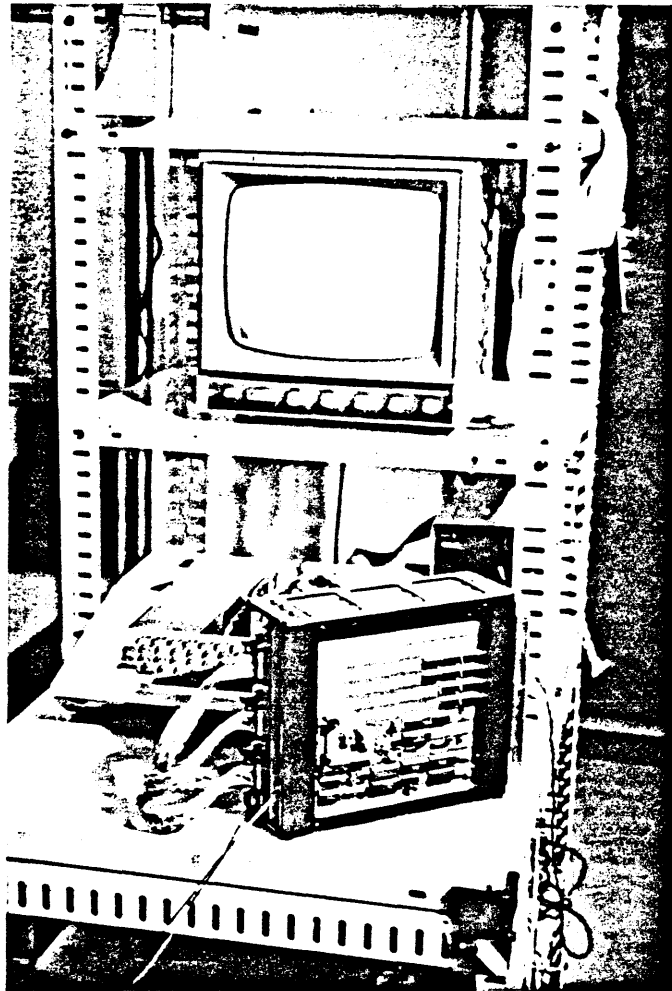


Fig.5.7 Digital phase lock loop circuit.

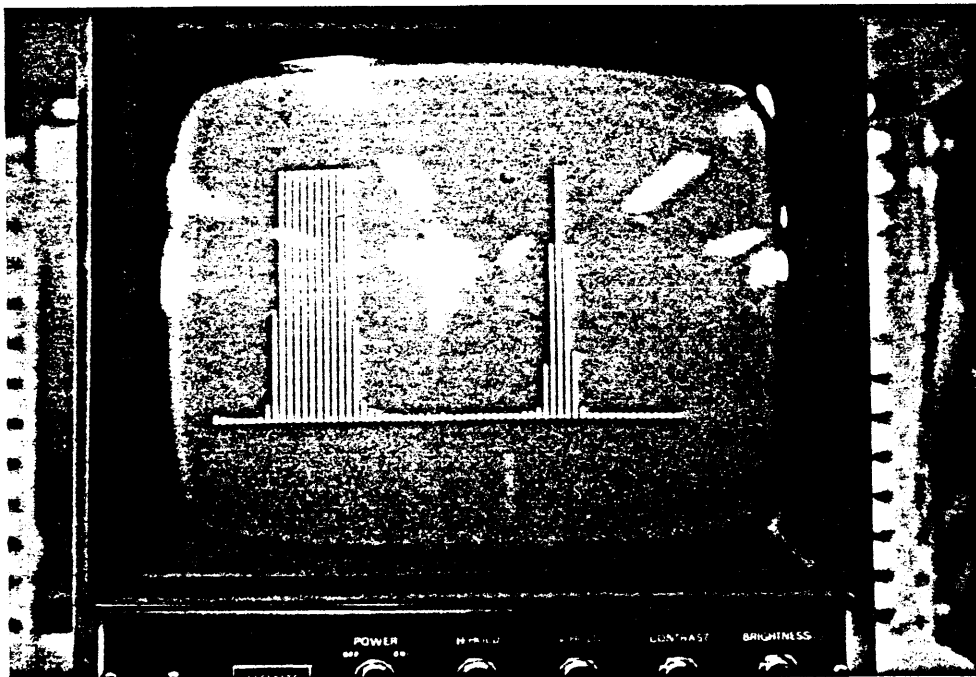


Fig.5.8 Post processor and histogram on CRT display.

COMPUTER &
DISPLAY

OSCILLOSCOPE

CD PLAYER

JITTER MEASURING CIRCUIT

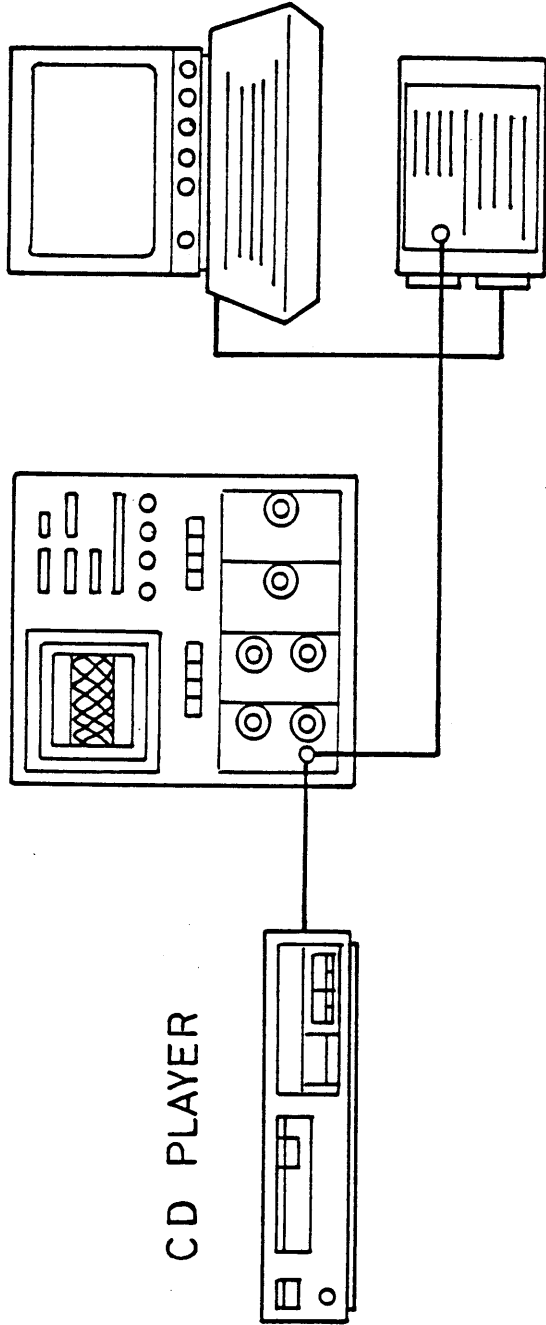


Fig. 5.9 Jitter measuring equipment.

5.5 まとめ

再生信号のビット・クロックに PLL回路の時定数の範囲で、平均的によく同期のとれたクロックを発生させ、このクロックと再生信号のクロックの瞬時的な位相のずれをジッターとして検出する方法を用いて、モーターの回転ムラやディスクの偏芯回転に起因する機械的ジッターを分離し、光学的ジッターを精度よく測定するジッター測定器を製作した。ところで、ジッターをデジタイズするときの量子化間隔は $231/16=14.4$ ns である。ひとつの区間に分類されたいくつかのレベルのジッターの頻度を積分した値が中央値として表示されるから、中央値を回帰してえられる分布は、ジッターの真の分布よりも平滑化されたものになっている可能性がある。クラス分けが十分細かいかどうか検討するため、32レベルにクラス分けしたものと比較したところ、両者の結果に有意な差は検出されなかった。現在の16レベルのクラス分けで十分な程度にジッターの真の分布は滑らかであると考えられる。なお、ジッターを正規分布で回帰し、その $\pm 3\sigma$ の幅で評価したが、ディスクの種類、収差の種類によって、厳密には、ジッターの分布の形状がことなり、評価の方法にはまだ議論の余地があるところである。分布のひろがりを示す、便利な指標としてここでは使用した。

新しく製作したジッター測定器と従来使用してきた汎用波形デジタイザーをもちいたジッター測定器を使って、ディスクの傾きによってコマが発生したときの光ディスクの再生信号のジッターを測定し比較したが、両者の測定値に有意な差はなかった。⁽¹⁴⁾ 従来の測定器では、波形デジタイザーの取り込んだデータをソフトウェアによって処理しクロックをもとめている。これが PLL回路におきかわることにより、自動化され、かつ、高速化され、ディスクの傾き調整用のツールとしてもつかいやすいものができた。

第5章 文献

1. J.P.J.Heemskerck and K.A.S.Immink. " Compact Disc : system aspect and modulation. " Philips Tech. Rev. 40, 157-164 (1982) .
2. AT&T Bell Labo.. Transmission System for Communication (Fifth Ed.) (Bell Labo. Inc. 1982) .Chap. 30.
3. Time Interval Analyzer, KODE, Anaheim, CA.
4. Tektronix 7612D Programmable Digitizer Instruction Manual (Tektronix , Oregon, 1981) .
5. J.H.Bruning, D.R.Herriott, J.E.Gallagher, D.P.Rosenfeld, A.D.White and D.J. Bragaccio. " Digital Wavefront Measuring Interferometer for Testing Optical Surfaces and Lenses. " Appl. Opt. 13, 2693-2703 (1974) .
6. R.P.Grosso and R.Crane,Jr.. " Precise optical evaluation using phase measuring interferometric techniques. " SPIE 192 , 65-74 (1979) .
7. Tropel 70/S Operator's Manual (Coherent Tropel Div. N.Y. 1981) .
8. S.Yamamoto, H.Hayashi, S.Yano, S.Sakurai and T.Hijikata. " Visible GaAlAs V-Channeled substrate Inner Stripe Laser with Stabilized Mode Using p-GaAs Substrate. " Appl. Phys. Lett. 40, 372 (1982) .
9. K.Tsurushima and K.Shintani : USP-448298.

10. C.Bricot, J.C.Lehureau, C.Puech and F.le Carvenec. IEEE Trans. Consumer Electrtron. CE-2, 304-308 (1976) .
11. 久保田重夫, 新谷賢司 : 特開昭59-5867.
12. Sony Corp. and Philips. General Information of Compact Disc Digital Audio, Sept. 1980.
13. 中島平太郎, 小川博司, コンパクト・ディスク読本 (オーム社 1982) ,p-143.
14. 久保田重夫, " 光ディスクにおけるアイ・パターンのジッター解析 II : タンジェンシャル・コマ, ラディアル・コマ, デフォーカスの影響, " 光学 14, 137-139 (1985) .

CHAPTER 10 LIST OF FIGURES

FIGURE		PAGE
5.1	Bit error rate as a function of disk tilt angle.	89
5.2	Layout of optical system for jitter measurement.	91
5.3	Wavefront aberration of the optical system.	92
5.4	Far-field pattern of the laser diode used for jitter measurement.	93
5.5	Optical pickup used for jitter measurement.	94
5.6	Block diagram of digital phase locked loop.	96
5.7	Digital phase lock loop circuit.	97
5.8	Post processor and histogram on CRT display.	98
5.9	Jitter measuring equipment.	99

第6章 光ディスク基板で発生する収差

6.1 はじめに

ビデオディスクやコンパクトディスクのような再生専用のディスクから追記型や消去可能なデータディスクに至る光ディスクに共通する特徴は、レーザー光を1.2 mm～1.25 mmの透明なディスク基板を通して集光し、ピットを読み取るという点にある。このような“through the substrate”の読み取り原理は情報の効果的な protection 方法である。いま、集光レンズの開口数を $\sin \alpha$ 、基板の厚さを d 、屈折率を N とするとき、ディスク表面での光束径は概ね $2d \sin \alpha' = 2d/N \cdot \sin \alpha$ であるので、たとえば、 $\sin \alpha = 0.5$ 、 $d = 1.2 \text{ mm}$ のとき 0.8 mm ϕ となり、表面についたキズ、汚れは光束径に比べて極端に大きくないかぎり無視できるからである。しかし、そのためディスク基板が再生光学系の一部を構成することになり、基板の厚さ・屈折率誤差や傾き等の摂動によって様々な収差⁽¹⁾が発生する。一般に平行平板を収束光束が通過するとき発生する収差について、Lang⁽²⁾やSmithが整理しているが、3次収差しか記載されていない。光ディスク・システムでは、例えば $NA = 0.5$ というような比較的高い開口数のレンズが使用されているので、3次収差⁽³⁾近似で十分かどうかあきらかでない。そこで、Kudarの方法をもちいて5次収差まで展開することにする。

6.2 平行平板を集束光束が通過するとき発生する収差の公式

収束光束が平行平板を通過するとき発生する収差の公式を導く。Fig. 6.1のような単位の厚さの透明な平行平板が、開口数 $\sin \alpha$ の収束光束の光軸に対して時計まわりに θ だけ傾いているときを考える。光線が平行平板を通過するとき生ずる平行移動量は光線の平板に対する入射角を θ とすると

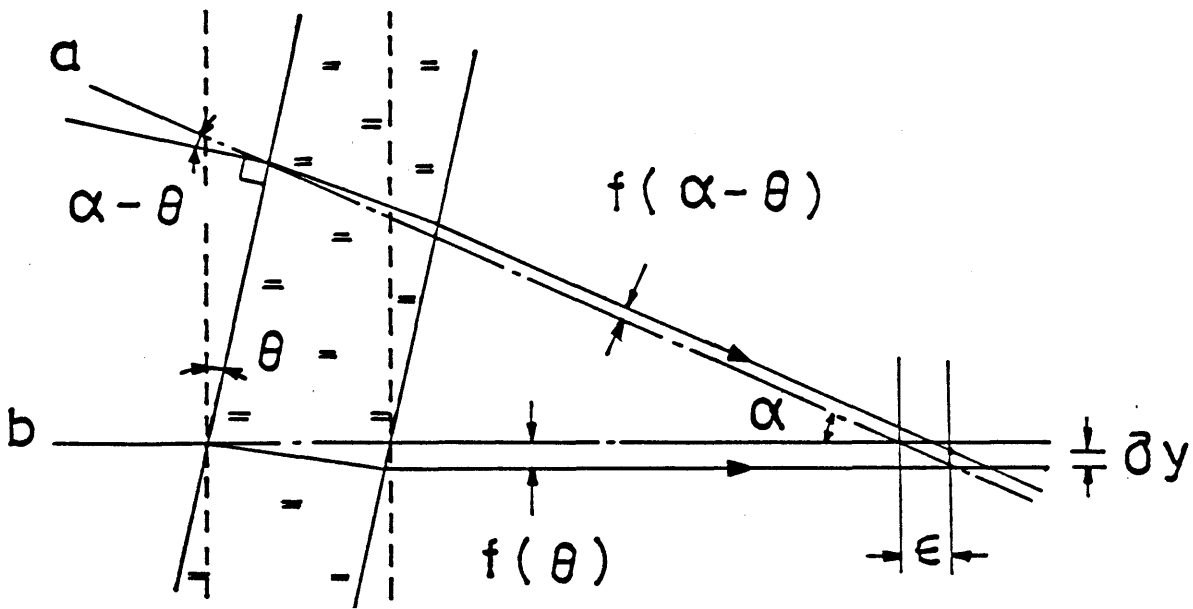


Fig. 6.1 Focusing beam passing through the plane parallel plate.

$$f(\theta) = \sin \theta \left\{ 1 - \frac{\cos \theta}{(N^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}} \right\} \quad (6.1)$$

のように表すことができる。式 (6.1) は Fig. 6.1 の光軸にそった中心光線 (b) の平行移動量である。一方、輪帯光線 (a) の入射角は $\alpha - \theta$ であるからその平行移動量は $f(\alpha - \theta)$ となる。横収差 δy は Fig. 6.1 の上方を正とするとき、 $f(\theta)$ と $f(\alpha - \theta)$ を用いて

$$\delta y = f(\alpha - \theta) / \cos \alpha + f(\theta) - \varepsilon \tan \alpha \quad (6.2)$$

より計算できる。ここで、 ε は近軸像点の浮き上がり量で近似的には $1 - 1/N$ で与えられるが、のちに厳密値を与える。

横収差 δy を開口数 $t = \sin \alpha$ の級数として展開するには、以下の $g(t)$ の Taylor 展開

$$g(t) \equiv f(\alpha - \theta) / \cos \alpha \quad (6.3)$$

$$= -f(\theta) + \sum g^{(n)}(0) / n! t^n \quad (6.4)$$

$$\equiv -f(\theta) + \delta y + \varepsilon \tan \alpha \quad (6.5)$$

を行えばよい。式 (6.1) を式 (6.3) に代入すると、 $g(t)$ は

$$g(t) = \frac{\sin(\alpha - \theta)}{\cos \alpha} \left\{ 1 - \frac{\cos(\alpha - \theta)}{(N^2 - \sin^2(\alpha - \theta))^{1/2}} \right\} \quad (6.6)$$

$$\equiv r(t) \{1 - p(t) q(t)^{-1/2}\} \quad (6.7)$$

のようにかけるが、直接 Taylor 展開するには複雑な形なので、以下に定義する補助関数をもちいて、式 (6.7) のように置き直した。

$$r(t) \equiv \frac{\sin(\alpha - \theta)}{\cos \alpha} = \frac{t}{(1-t^2)^{1/2}} \cos \theta - \sin \theta \quad (6.8)$$

$$s(t) \equiv 1 - p(t)q(t)^{-1/2} \quad (6.9)$$

$$p(t) \equiv \cos(\alpha - \theta) = (1-t^2)^{1/2} \cos \theta + t \sin \theta \quad (6.10)$$

$$\begin{aligned} q(t) &\equiv N^2 - \sin^2(\alpha - \theta) \\ &= N^2 - \sin^2 \theta + 2t(1-t^2)^{1/2} \sin \theta \cos \theta \\ &\quad - t^2(\cos^2 \theta - \sin^2 \theta). \end{aligned} \quad (6.11)$$

ここで、補助関数 p, q, r の $t=0$ における各次の微係数は以下のものである。

$f(t)$	$r(t)$	$p(t)$	$q(t)$
$f(0)$	$-\sin \theta$	$\cos \theta$	$N^2 - \sin^2 \theta$
$f'(0)$	$\cos \theta$	$\sin \theta$	$2 \sin \theta \cos \theta$
$f''(0)$	0	$-\cos \theta$	$-2(\cos^2 \theta - \sin^2 \theta)$
$f'''(0)$	$3 \cos \theta$	0	$-6 \sin \theta \cos \theta$
$f^{IV}(0)$	0	$-3 \cos \theta$	0

Table 6.1 Derivatives of functions p, q and r .

一方、補助関数 s を計算するときには、Table 6.2 のように更に補助関数 F, G, H, J を用いる。ここで、補助関数 F, G, H, J の $t=0$ における値はTable 6.3 のようである。

$$s = 1 - p/q^{1/2} \quad (6.12)$$

$$s' = -1/2 F/q^{3/2}, \quad F \equiv 2p'q - pq' \quad (6.13)$$

$$s'' = -1/4 G/q^{5/2}, \quad G \equiv 2F'q - 3Fq' \quad (6.14)$$

$$s''' = -1/8 H/q^{7/2}, \quad H \equiv 2G'q - 5Gq' \quad (6.15)$$

$$s^{(4)} = -1/16 J/q^{9/2}, \quad J \equiv 2H'q - 7Hq' \quad (6.16)$$

Table 6.2 Derivatives of function s , using auxiliary functions F, G, H, J, p and q .

$1/2 F(0)$	$\sin \theta (N^2 - 1)$
$1/4 G(0)$	$-\cos \theta (N^2 - 1) (N^2 + 2 \sin^2 \theta)$
$1/8 H(0)$	$3 \sin \theta (N^2 - 1) \{ (3 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta) q(0) + 5 \cos^2 \theta \sin^2 \theta \}$
$1/16 J(0)$	$-\cos \theta (N^2 - 1) \times \{ 3 q(0)^3 + 9 (\cos^2 \theta - 2 \sin^2 \theta) q(0)^2 + 45 (2 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta) \sin^2 \theta q(0) + 105 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \}$

Table 6.3 Expressions for functions F, G, H and J at $t = 0$.

Table 6.1 ~6.3 をLeibnitzの公式:

$$g^{(n)} = \sum_{m=0}^n \binom{n}{m} r^{(m)} s^{(n-m)} \quad (6.17)$$

に代入して横収差係数: $g^{(n)}(0) / n!$ を計算する (Table 6.4). 尚, 以下の収差の notationで末尾の 3, 5 は, 各々, 3次収差, 5次収差を示すものと約束する.

$$g'(0) = \frac{f(\theta)}{\tan \theta} + \frac{(N^2 - 1) \sin^2 \theta}{(N^2 - \sin^2 \theta)^{3/2}} \quad (6.18)$$

(defocus) (astigmatism 3)

$$1/2 ! g''(0) = - \frac{3(N^2 - 1) N^2 \sin \theta \cos \theta}{2(N^2 - \sin^2 \theta)^{5/2}} \quad (6.19)$$

(tangential coma 3)

$$1/3 ! g'''(0) = \frac{f(\theta)}{2 \tan \theta} + \frac{(N^2 - 1) \sin^2 \theta}{2(N^2 - \sin^2 \theta)^{3/2}} \quad (6.20)$$

(defocus) (astigmatism 3)

$$+ \frac{(N^2 - 1) (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta)}{2(N^2 - \sin^2 \theta)^{5/2}} + \frac{5(N^2 - 1) N^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta}{2(N^2 - \sin^2 \theta)^{7/2}} \quad (6.21)$$

(astigmatism 5)

$$1/4 ! g^{IV}(0) = - \frac{5(N^2 - 1) N^2 \sin \theta \cos \theta}{8(N^2 - \sin^2 \theta)^{9/2}} \cdot \{N^4 + (3\cos^2 \theta - 5\sin^2 \theta) N^2 + 4\sin^2 \theta - \sin^4 \theta\} \quad (6.22)$$

(tangential coma 5)

Table 6.4 Transverse aberrations caused in the plane parallel plate.

得られた横収差はいずれも厳密式であるが、astigmatism 3 は文献(1), (2)に、その 3次収差近似は文献(2), (3)に記載されている。Tangential coma 3 は文献(1)に、sagittal coma 3 の 3次収差近似は文献(2), (3)に記載されている。具体的な横収差の展開法をのべているのは文献(3)で、式 (6.6) を出発点とするものである。得られた結果を検証するため、⁽⁴⁾カルフォルニア工科大学所有の数式処理プログラム Symbolic Manipulation Program (SMP)

をもちいて式 (6.6) を Taylor 展開し, astigmatism 3 と tangential coma 3 が得られることをたしかめたが, 5 次収差の公式の check までにはいたっていない. 手計算では Table 6.3 の補助関数 F~J を正確に導くのに労力を要す. また, 計算結果を確かめる上で $(N^2 - 1)$ という, 物理的に意味するところが明白な因子でくくれるかどうかで判定するとよい. これは Table 6.3 の $q(0)$ に $\cos^2 \theta$ を代入したとき, F~J が 0 になるかどうかで判定できる.

Table 6.4 の結果を吟味すると, θ について奇関数である $g''(0)$, $g^{IV}(0)$ の符号のみが負である. 従って, $\theta \rightarrow -\theta$ とおきなおせば, Table 6.4 のすべての $g^{(n)}(0)$ の符号が正になる. そこで, Fig. 6.1 では平行平板の回転角を定義するとき時計まわりを $\theta > 0$ としたが, これより反時計まわりを $\theta > 0$ と約束しなおすことにする.

尚, 厳密な浮き上がり量 ε は屈折角を θ' とすると,

$$\varepsilon = \frac{\cos(\theta - \theta')}{\cos \theta'} - \frac{1}{N \cos \theta'} \quad (6.23)$$

であたえられる. これを変形すると,

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \cos \theta \left\{ 1 - \frac{\cos \theta}{(N^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}} \right\} \\ &= f(\theta) / \tan \theta \end{aligned} \quad (6.24)$$

となり, Table 6.4 の $g'(0)$, $g'''(0)$ の defocus の項に一致する.

ところで, 式 (6.2) には球面収差が含まれていない. 球面収差 (縦収差) は,

$$\begin{aligned} \delta_z &= f(\alpha) / \sin \alpha - (1 - 1/N) \\ &= 1/N - \frac{\cos \alpha}{(N^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}} \end{aligned} \quad (6.25)$$

(2)
 で与えられる。ここで、 $1 - 1/N$ は近軸浮き上がり量である。これを展開するには前出の p, q を用いて、 $\delta z = s \equiv 1/N - p q^{-1/2}$ とおき $s^{(m)}$ の計算をする。それには Table 6.3 の F, G, H, J の式で $\theta = 0$ とおいたものを利用すればよい (Table 6.5)。

$1/2 F(0)$	0
$1/4 G(0)$	$-(N^2 - 1) N^2$
$1/8 H(0)$	0
$1/16 J(0)$	$-3(N^2 - 1) N^4 (N^2 + 3)$

Table 6.5 Expressions for functions F, G, H and J at $t = 0$
 in case of spherical aberration.

これより、球面収差の縦収差の公式をうる (Table 6.6)。

$$s'(0) = 0$$

$$1/2 ! s''(0) = \frac{1}{2} \frac{(N^2 - 1)}{N^3} \quad (\text{spherical aberration } 3)$$

$$s'''(0) = 0 \quad (6.26)$$

$$1/4 ! s^{(4)}(0) = \frac{1}{8} \frac{(N^2 - 1)(N^2 + 3)}{N^5} \quad (\text{spherical aberration } 5)$$

$$(6.27)$$

Table 6.6 Spherical aberrations caused in the plane parallel plate.

以上をまとめて波面収差の形で表示する.

$$W_{22} = \frac{(N^2 - 1) \sin^2 \theta}{2 (N^2 - \sin^2 \theta)^{3/2}} \sin^2 \alpha \quad (6.28)$$

$$W_{31} = \frac{(N^2 - 1) N^2 \sin \theta \cos \theta}{2 (N^2 - \sin^2 \theta)^{5/2}} \sin^3 \alpha \quad (6.29)$$

$$W_{51} = \frac{(N^2 - 1) N^2 \sin \theta \cos \theta}{8 (N^2 - \sin^2 \theta)^{7/2}} \{N^4 + (3 \cos^2 \theta - 5 \sin^2 \theta) N^2 + 4 \sin^2 \theta - \sin^4 \theta\} \sin^5 \alpha \quad (6.30)$$

$$W_{40} = \frac{1}{8} \frac{(N^2 - 1)}{N^3} \sin^4 \alpha \quad (6.31)$$

$$W_{60} = \frac{1}{48} \frac{(N^2 - 1) (N^2 + 3)}{N^5} \sin^6 \alpha. \quad (6.32)$$

Table 6.7 Wavefront aberrations caused in the plane parallel plate.

6.3 収差公式の近似精度の検討

前節で得られた球面収差の公式 (6.31) , (6.32) の精度を調べ, Fig. 6.2に示した. 図中, (○) は光線追跡で計算した波面収差値で, (●) は 3次収差までの近似 W_{40} , (△) は 5次収差までの近似 $W_{40} + W_{60}$ で, 横軸は瞳座標で開口数を単位にとった. 計算に用いた平行平板の厚みは1 mmで, 屈折率は1.5 である. これよりNA=0.5 付近であれば, 3次収差までの近似 W_{40} でかなり良い精度が得られることがわかる.

同様に, コマの公式 (6.29) , (6.30) の精度を調べ, Fig. 6.3に示した. 図中, (○) は光線追跡で計算した波面収差値で, (●) は 3次収差までの近似 W_{31} , (△) は 5次収差までの近似 $W_{31} + W_{51}$ で, 横軸は瞳座標で開口数0.5 を基準とする相対値である. 計算に用いた平行平板の厚みは1 mmで, 屈折率は1.5 , 傾角1 ° の場合である. これよりNA=0.5 付近であれば, 3次収差までの近似 W_{31} でかなり良い精度が得られることがわかる.

つぎに, 平行平板が傾いたとき発生するコマと非点収差の RMS波面収差を比較する. 非点収差 W_{22} は NA^2 に比例して増加するが, コマ W_{31} は NA^3 に比例して増加する. また非点収差はほぼ θ^2 に比例して増加するが, コマは θ に比例して増加する. したがって, 傾いた平行平板を収束光束が通過するとき発生する収差には, 収束光束の開口数, あるいは傾き角 θ によって, コマが支配的になる領域と, 非点収差が支配的になる領域がある. そこで, コマと非点収差が RMS波面収差で同量になる角度 Θ を開口数の関数として求めることにする.

まず, RMS 波面収差で 0.07λ となるコマと非点収差の波面収差係数は各々 $W_{22}=0.34\lambda$, $W_{31}=0.63\lambda$ である. 公式 (6.28) , (6.29) を式 $W_{22}/W_{31}=0.34/0.63$ に代入すると,

$$\begin{aligned} \sin \alpha &= 1.853 \tan \Theta (1 - 1/N^2 \sin^2 \Theta) \\ &\approx 1.853 \Theta \end{aligned} \tag{6.20}$$

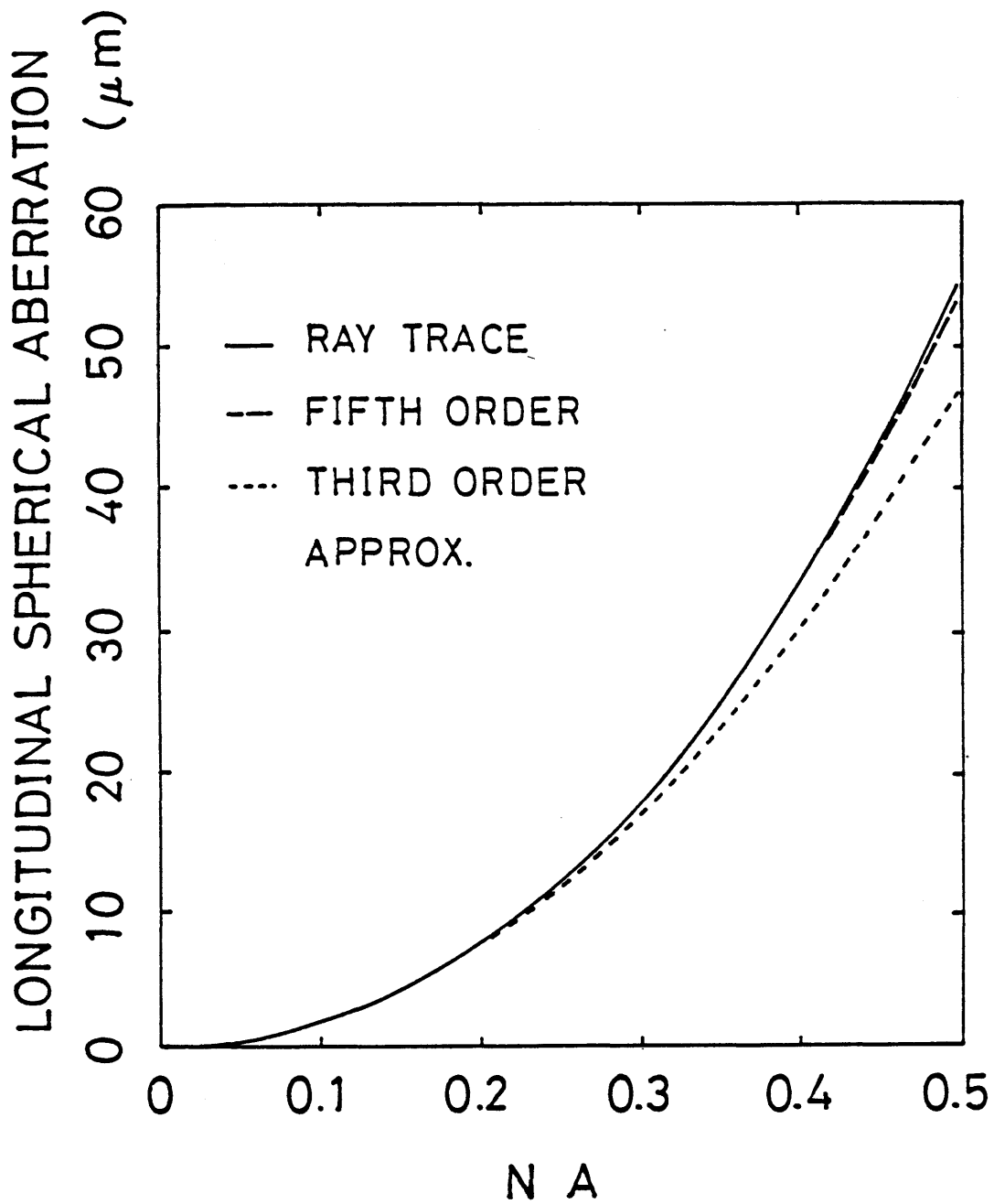


Fig. 6.2 Spherical aberration caused by a focusing beam passing through the plane parallel plate.

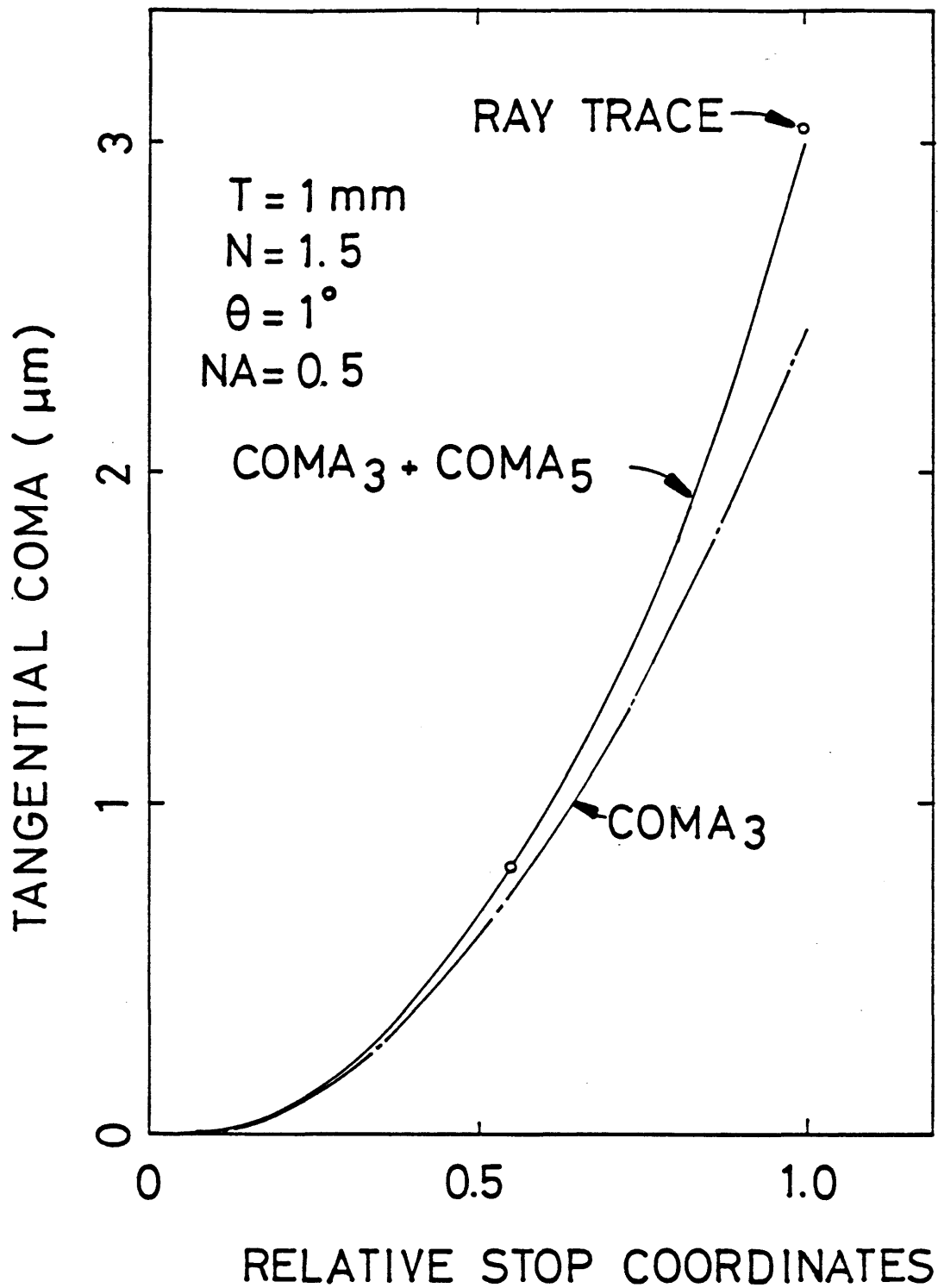


Fig.6.3 Coma caused by a focusing beam passing through the plane parallel plate.

であるから、コマと非点収差の RMS波面収差が等しくなる角度 θ は開口数に比例することがわかった。この角度 θ をFig. 6.4にプロットする。図の直線より θ が小さい時はコマが支配的で、 θ が大きい時は非点収差が支配的である。例えば、光ディスク・システムでは $NA=0.5$ の対物レンズが用いられるが、このとき、境界となる角度は $\theta=15.5^\circ$ である。光ディスクは 1° 以内の傾角精度が要求されるが、これは θ よりずっと小さいので、この領域ではコマが支配的で非点収差は無視できる。したがって、 1° 以内という傾角精度はコマの発生をおさえることを目的とした条件ということができる。一方、光ディスク・システムで用いられるコリメータ・レンズの開口数は、例えば $NA=0.13$ である。このとき、境界となる角度は $\theta=4^\circ$ であるから、レーザーとコリメータ・レンズ間の光路中に置かれたプリズムの傾きで発生する収差のうち、非点収差の存在を無視することができない。

6.4 まとめ

光ディスクに発生する典型的な収差は” through the substrate ”の読み取り原理に起因して発生する。一般に平行平板を収束光束が通過するとき発生する収差を Taylor 展開を用いて 5次収差までもとめ、評価公式を導出した。その結果、光ディスクでは $NA=0.5$ 程度のレンズが用いられるが、3次収差まででよい近似がえられることがわかった。各収差の特徴を整理するとTable 6.8 のようになる。 NA , λ , θ のような光学条件にたいする依存性と、板厚 d , 屈折率 N のようなディスク基板の形状・物性値にたいする依存性の間には差異がみられるので分類した。基板の諸元にたいする依存性をみると、収差の種類によらず d に比例し、 N にたいしては $O(1/N)$ となる。したがって、基板については d/N を一定に保てば、概ね収差は保存されるといえる。

TILT ANGLE OF PARALLEL PLATE Θ

WHERE $w_{31} = \beta w_{22} ; \beta = 1.835$

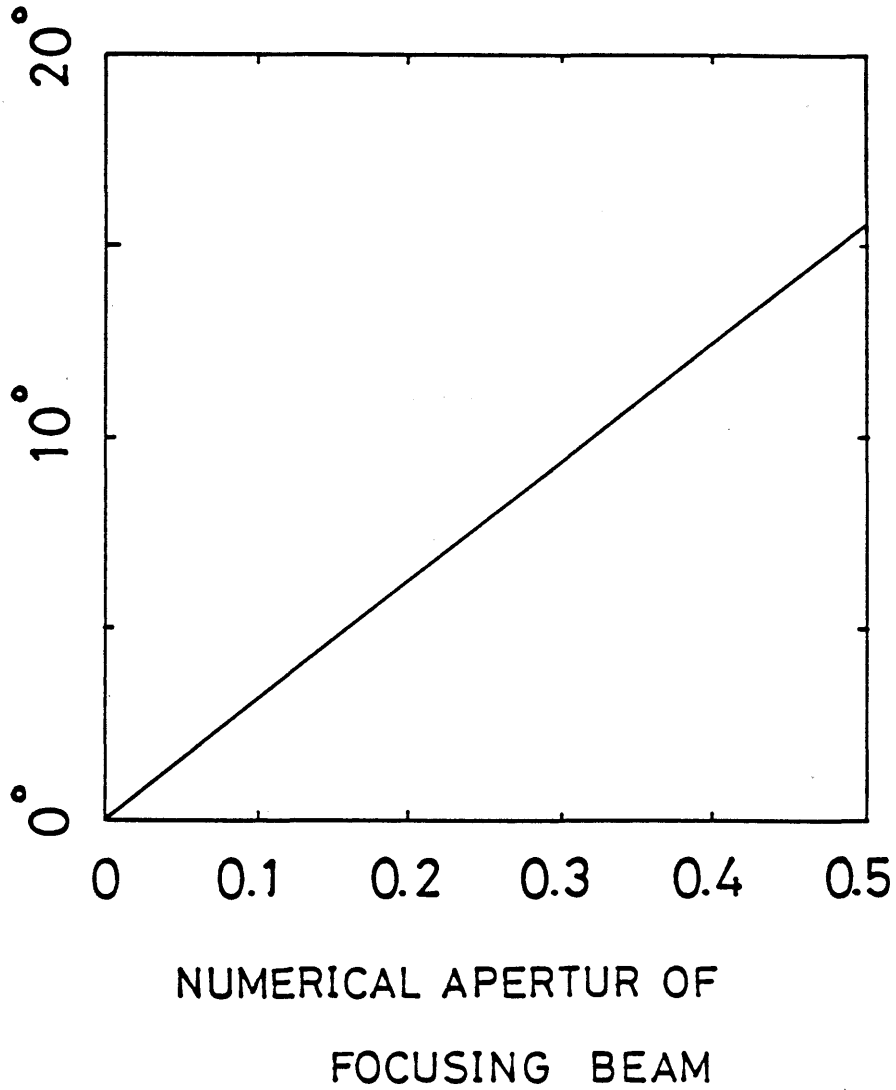


Fig.6.4 Angle of parallel plate which gives the same amount of coma as of astigmatism as a function of numerical aperture of focusing beam passing through the plane parallel plate.

wavefront aberration	optical constant NA, λ , θ	disk parameter t, N
spherical aberration	NA^4 / λ , 1	
coma	NA^3 / λ , θ	t, 0 (1/N)
astigmatism	NA^2 / λ , θ^2	

Table 6.8 Dependence of wavefront aberrations on optical constants NA, λ and θ and on disk parameters t and N.

第6章 文献

1. H.de Lang, " Compensation of aberration caused by oblique plane-parallel plates. " Philips Res. Rep. 12, 181-189 (1957) .
2. W.J.Smith, Modern Optical Engineering (McGraw-Hill Book Company, N.Y. 1966) , p-84.
3. J.Kudar, " Optical Problem of the Rotating Prism Cinematograph Projector. " Proc. Phys. Soc. London 58, 598-605 (1946) .
4. S.Wolfram, a symbolic manipulation program, SMP Primer, Summary and Reference Manual (Inference Corp. CA. 1983) .

CHAPTER 6 LIST OF FIGURES

FIGURE	PAGE
6.1 Focusing beam passing through the plane parallel plate.	105
6.2 Spherical aberration caused by a focusing beam passing through the plane parallel plate.	114
6.3 Coma caused by a focusing beam passing through the plane parallel plate.	115
6.4 Angle of parallel plate which gives the same amount of coma as of astigmatism as a function of numerical aperture of focusing beam passing through the plane parallel plate.	117

CHAPTER 6 LIST OF TABLES

TABLE	PAGE
6.1 Derivatives of functions p, q and r.	107
6.2 Derivatives of function s, using auxiliary functions F, G, H, J p and q.	108
6.3 Expressions for functions F, G, H, J at $t=0$.	108
6.4 Transverse aberrations caused in the plane parallel plate.	109
6.5 Expressions for functions F, G, H and J at $t=0$ in case of spherical aberration.	111
6.6 Spherical aberration caused in the plane parallel plate.	111
6.7 Wavefront aberrations caused in the plane parallel plate.	112
6.8 Dependence of wavefront aberrations on optical constants NA, λ and θ and on disk parameters t and N.	118

第7章 光ディスク再生信号におけるジッターの球面収差依存性

7.1 はじめに

以下の第7章から10章で、光ディスク・システムに発生する典型的な収差、球面収差、コマ、非点収差とデフォーカスの存在下における再生信号のジッターを第5章にのべた測定法を用いて測定する。発生する波面収差はディスクの厚み、屈折率、傾角等の関数で、既にその関数形は第6章に与えてある。与えられた摂動に対して波面収差係数を導き、これを第3章で定義した波形ひずみのRMS値 σ による評価式に代入し、ジッターの理論値を予測する。一方、波面収差係数より点像強度分布を計算し、コンパクトディスクの変調方式に従って計算機上で発生させた擬似ランダムパルス列とコンボリューション演算し、ジッターを数値計算できる(第4章)。得られた測定値、理論値および計算値を比較し、理論、数値計算の前提になる光デジタルディスク・システムの伝達関数に関するモデルの妥当性を検証する。

ところで、光ディスク・システムでは透明な基板を通してレーザー・ビームを集光してビットを読みとっているが、一般に、集束光束が平行平板を通過するとき補正過剰の球面収差が発生する。いまディスクの厚さを t 、屈折率を N 、収束光束の開口数を $\sin \alpha$ とすると、発生する球面収差の波面収差係数は

$$W_{40} = \frac{t}{8} \frac{N^2 - 1}{N^3} \sin^4 \alpha \quad (7.1)$$

(1)
で与えられる。そこで集光レンズが補正不足の球面収差 $-W_{40}$ をもつように設計し、基板をビームが通過するとき、球面収差が打ち消されるようにしている。集光レンズはディスクの厚み・屈折率の規格に合わせて設計されるので、実際のディスクに厚み誤差 Δt 、屈折率誤差 ΔN があるとき過不足が生じ、球面収差が発生する。近年、とくにデータ用ディスクの分野で、各社の光ディスクの共用化をはかるため、規格の標準化の動向が活発である

が、規格の理論的根拠となるべき収差論のうらづけが再生信号の品質との関連において議論されていないように思われる。そこでディスクの製造誤差に起因する球面収差がデジタルディスクの再生信号のアイ・パターンにあたる影響をジッターの観点から評価する。

7.2 ディスクの厚み誤差、屈折率誤差により発生する球面収差

ディスクに厚み誤差 Δt 、屈折率誤差 ΔN があるとき発生する球面収差は、式(7.1)の全微分

$$dW_{40} = W_{40} \left\{ \frac{\Delta t}{t} - \frac{N^2 - 3}{N^2 - 1} \frac{\Delta N}{N} + \frac{N^2 - 6}{N^2 - 1} \left[\frac{\Delta N}{N} \right]^2 \right\} \quad (7.2)$$

を用いて評価することができる。

開口数0.45の対物レンズをもちいて波長780nmのレーザー光を規格値の厚み1.2mm、屈折率1.5のディスク基板を通して集光する場合を考える。このディスクが厚み誤差 Δt を持つために発生する球面収差 dW_{40} を式(7.2)を用いて評価し、RMS波面収差に換算すると厚み誤差の絶対値 $|\Delta t|$ に比例する(Fig. 7.1に●でプロットした)。これは、3次の球面収差 W_{40} が存在するとき、デフォーカス $W_{20} = -W_{40}$ をあたえると最良スポットがえられ、このときRMS波面収差は $v = 0.0745 |W_{40}|$ より計算することができることによる⁽²⁾。さらに厳密に評価するために、実際に開口数0.45をもち、規格値の厚さ、屈折率をもつディスクを通して集光するとき無収差のスポットを結像する非球面对物レンズを設計し、つぎにディスク厚を変えて光線追跡し、発生する球面収差を評価した(○)。光線追跡よりもとめた球面収差のRMS波面収差値はやはり厚み誤差の絶対値に比例するが、3次収差近

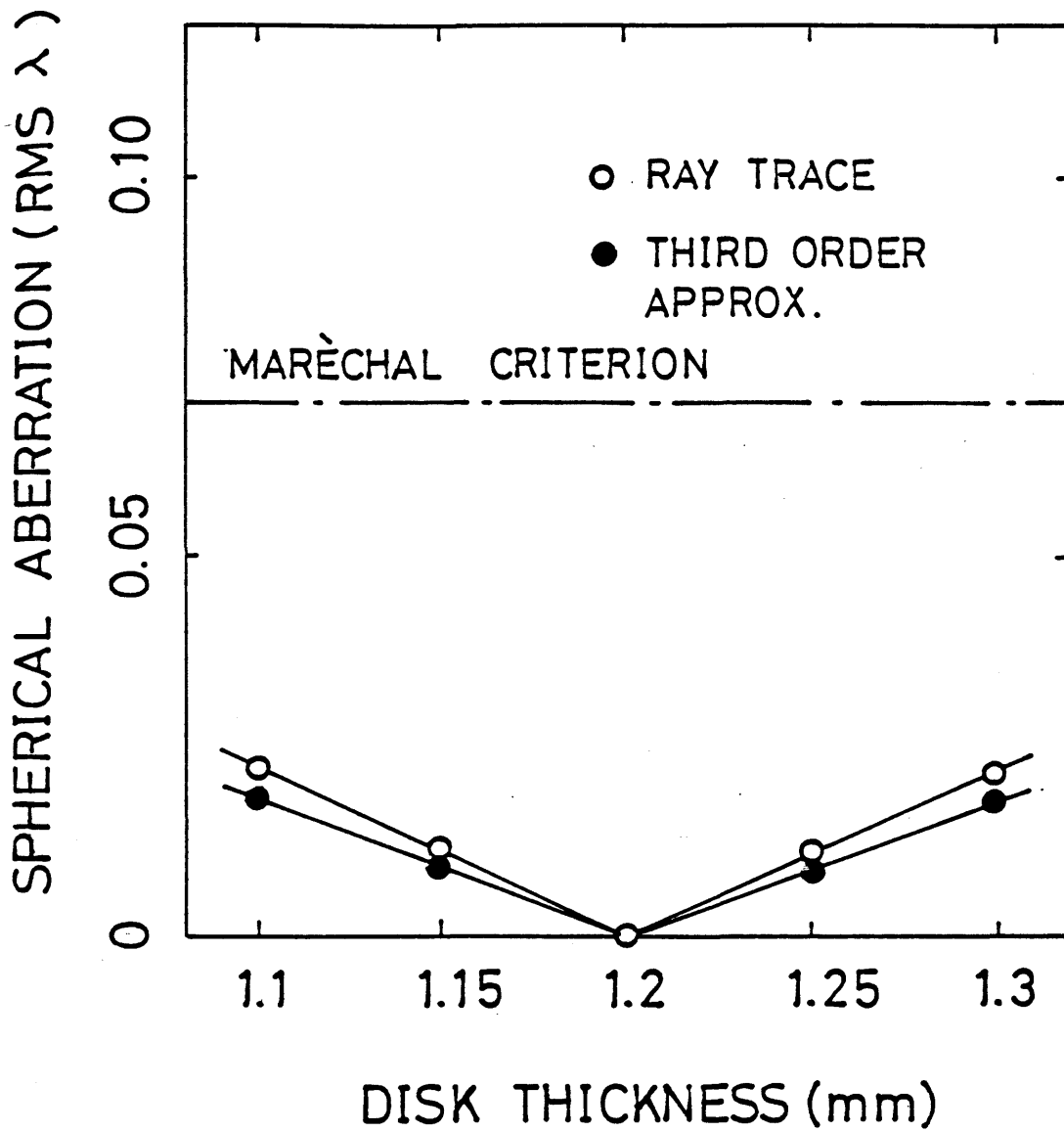


Fig. 7.1 Spherical aberration caused by the disk thickness error. Third order aberration approximation (●) and ray tracing (○) .

似に比べて勾配がやや大きいことがわかる。

ところで、コンパクト・ディスクではディスク厚み誤差： $|\Delta t| \leq 0.1\text{mm}$ が規格化⁽³⁾されている。 $\Delta t = 0.1\text{mm}$ のとき発生する球面収差を比較すると、RMS 波面収差は、3 次収差近似では $v = 0.018 \lambda$ ($\lambda = 780\text{nm}$)、光線追跡では $v = 0.021 \lambda$ となり、両者の差は 15% 程度となった。この差は高次の球面収差によるものである。一方、開口数 0.5 のとき発生する球面収差を 3 次収差近似で評価すると、 $v = 0.027 \lambda$ となり、開口数 0.45 の場合と比べて約 50% 増加する。これは 3 次の球面収差が $\sin^4 \alpha$ に比例するため、開口数の大きい対物レンズを用いるときほど、ディスクの厚み誤差を厳しく管理することが必要なことを意味する。

次に屈折率誤差 ΔN の影響を評価するため、式 (7.2) で $dW_{40} = 0$ とおいて球面収差の不変関係式

$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{N^2 - 3}{N^2 - 1} \frac{\Delta N}{N} + \frac{N^2 - 6}{N^2 - 1} \left[\frac{\Delta N}{N} \right]^2 \quad (7.2)$$

を導く。式 (7.3) は (t, N) 平面上で等球面収差曲線の接ベクトルをあたえるから、これを数値積分して等球面収差曲線をもとめることができる。等球面収差曲線は屈折率誤差により発生する球面収差を補償するに必要な厚み調整量を与えるから有用である (Fig.

7.2)。図より一つのディスク厚にたいして、等しい球面収差を与える屈折率材料が高屈折率側と低屈折率側に一つずつ存在することがわかる。

ところで、ディスクの成型に適したプラスチック材料は一般に低屈折率である。例えば、⁽⁴⁾ poly-methyl-methacrylate (PMMA) では 1.49、polycarbonate (PC) では 1.57 である。式 (7.3) の右辺の第一項の係数は $1 \leq N \leq 1.73$ の範囲で負であるから、ディスクの基板材料をこの範囲でやや高い屈折率をもつ材料に変更するときには、基板の厚さをやや薄くして球面収差の増加分を補償することが、同じレンズをその結像性能を劣化させることな

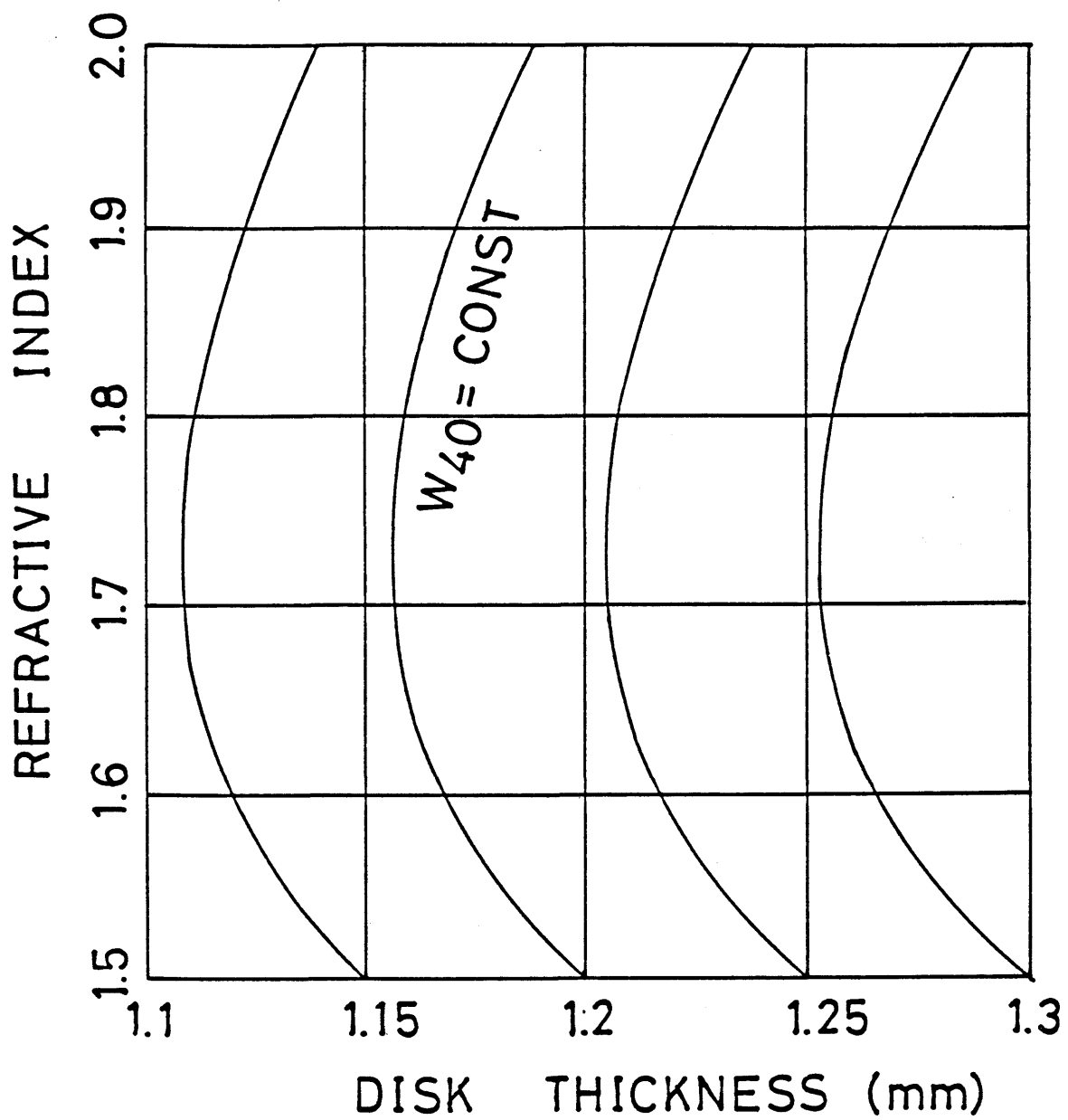


Fig. 7.2 Spherical aberration as a function of the thickness and the refractive index of disk.

く利用できるので望ましいといえる。しかし、たとえば基板の材料を PMMA から PC に変更する場合を考えると、屈折率差は $\Delta N = 1.57 - 1.49 = 0.08$ で、Fig. 7.2より ΔN を補償するに必要な厚さは $\Delta t = 0.03\text{mm}$ 程度しかない。もし集光レンズの開口数が 0.45 付近であれば、Fig. 7.1より 0.03mm の厚み変化で生ずる球面収差は僅かなのでとくに補償の必要はない。しかし、さらに開口数の大きいレンズをもちいる場合はこのかぎりでない。

7.3 球面収差に起因するジッターのディスク厚み誤差依存性

前節ではコンパクト・ディスクを例にとり、ディスクの厚み誤差 Δt の規格： $|\Delta t| \leq 0.1\text{ mm}$ の上限値 $\Delta t = 0.1\text{mm}$ を与えた時発生する球面収差 dW_{40} を全微分式 (7.2) を用いて評価し、さらに RMS 波面収差に換算したところ $v = 0.018 \lambda$ をえた。ディスクの厚み誤差で発生する球面収差が再生信号にどのような影響をもたらすかについてこれまで定量的な報告はない。そこで、ディスクの厚み誤差にもとづく球面収差の影響をジッターを評価量にとって定量化することを試みる。

厳密にはピットの成型性の良否によって無収差光学系でも符号間干渉に起因するジッターが異なるので、同一ディスクの同一トラックで評価するのが望ましい。そこで、集光レンズ ($NA = 0.47$) とディスクの間に一定の厚さの平行平板ガラスを挿入し、等価的にディスクの厚さを変えることができるようにした。挿入した平行平板ガラスは厚さ $17\mu\text{m}$ ⁽⁵⁾ $\pm 2\mu\text{m}$ 、平行度 5 秒 (材質：硼硅酸ガラス、商品名 Tempax, Schott 社, $N = 1.4667$) の ⁽⁶⁾ ものと、厚さ 200, 250, 290, 325 μm (材質：BK7, $N = 1.5106$) のものである。

ところで、もし高次の球面収差が残留していなければ、ディスクの厚み誤差で発生する球面収差は式 (7.2) を用いて dW_{40} で評価できるから、3章の理論解析の結果に従えばジッターは dW_{40} に quadratic に依存し、厚み誤差 $\Delta t = 0$ を中心に対称に変化するはずである。すなわち、 s を換算空間周波数、 $\beta = W_{20} / W_{40}$ とするとき、波面収差の差関数の variance は式 (3.44) より、

$$K(s, \phi) = f(s, \beta) dW_{40}^2 \quad (7.4)$$

とかける。ここで、 $f(s, \beta)$ は β について2次式であり、また $\bar{v}(s, \phi) = 0$ であるから、これらを式 (3.52) に代入すると、

$$\begin{aligned} \sigma &= \left[\int_{-\infty}^{\infty} \{ D_0(s, \phi) 2 \pi^2 s^2 / \lambda^2 K(s, \phi) \}^2 ds \right]^{1/2} \\ &= dW_{40}^2 \left[\int_{-\infty}^{\infty} \{ D_0(s, \phi) 2 \pi^2 s^2 / \lambda^2 f(s, \beta) \}^2 ds \right]^{1/2} \quad (7.5) \end{aligned}$$

となるからである。

しかし、ピックアップ光学系にはわずかであるが球面収差が残留している。含まれている球面収差の高次収差成分の影響で、ディスクの厚み誤差 $\Delta t = 0$ の前後でジッターの測定値は非対称に変化すると考えられる。使用した光学系は 0.024λ ($\lambda = 785\text{nm}$) の RMS 波面収差をもつので、これより残留収差を推定した。残留収差は primary と secondary の球面収差よりなり、且つ、両者の配分は RMS 波面収差を最小にするものであると仮定する。すなわち、 $\alpha = W_{40} / W_{60}$ 、 $\beta = W_{20} / W_{60}$ とするとき、 $\alpha = -1.5$ 、 $\beta = 0.6$ の配分が最適で、このとき RMS 波面収差は $0.0189 |W_{60}|$ となる。これより $0.024 \text{ RMS } \lambda$ をあたえる波面収差係数は $W_{60} = 1.27 \lambda$ 、 $W_{40} = -1.90 \lambda$ 、 $W_{20} = 0.76 \lambda$ になる。ディスクに厚み誤差があると、このうち W_{40} が変化する。

ところで波面収差の差関数の variance $K(s, \phi)$ は W_{60} 、 W_{40} 、 W_{20} の2次形式であらわされるから、 $\phi = \sigma^2$ とおくと ϕ は収差係数の4次形式になる。ディスクに厚み誤差があるときほぼ $W_{60} = \text{一定}$ で、式 $\phi = \phi(\alpha, \beta)$ において α が変化する。ここで各 α にたいして ϕ が最小になる β を $\partial \phi / \partial \beta = 0$ よりもとめ $\beta = g(\alpha)$ とおくと、 $g(\alpha)$ は α の1次式になるから $\phi_{\min} = \phi(\alpha, g(\alpha))$ は α の4次関数になる。このとき $\sigma = \phi^{1/2}$ は一般に α の高次関数になるはずであるから、高次の残留収差があるときジッターは厚み誤差にたいして高次関数的に変化すると考えられる。

推定した波面収差係数 W_{60} , W_{40} , W_{20} を用いて瞳関数を定義し、4章で述べた方法でジッターを計算機シミュレーションにより求めた。ここで、ディスクの厚み誤差による球面収差 dW_{40} は式 (7.2) を用いて評価し W_{40} に加えた。ジッター測定に用いたディスクは基準ディスクとよばれ、PMMA基板に紫外線硬化樹脂を用いてピット成型をしたもので、 $N=1.49$ である。因みに、量産ディスクは polycarbonate樹脂を用いて射出成型で作られる。得られた計算機シミュレーション値を Fig. 7.3 に実線でしめす。計算値は $\Delta W_{40}=0$ で極小となり、その前後で非対称に増加する。一方、破線は残留収差が無いと仮定した場合の計算値である。前述の平行平板ガラスを挿入して球面収差を発生させて測定したジッターの p-p 値を (●) でしめす。実験値のジッター増加量は残留収差を仮定した計算値の増加量によく一致する。

ディスクの厚み誤差に起因するジッターを測定光学系の残留球面収差の波面収差係数 W_{60} , W_{40} , W_{20} を推定して計算したところ実験値とよく一致した。厚み公差の規格値 $|\Delta t| = 0.1 \text{ mm}$ に対応するジッターの増加量は 20ns 程度で、コンパクト・ディスクのジッター・マージンである 231ns に比べ、十分に小さいことが確認された。さらに、Marèchal criterion に相当する RMS 波面収差 0.07λ に対応する波面収差係数 $|\Delta W_{40}| = 1 \lambda$ を与えてジッターを評価すると、

- 1) 残留収差が無いと仮定した場合のジッターの増加量は $\Delta J_{p-p} = 120 \text{ ns}$,
- 2) 高次の残留球面収差がある場合のジッターの増加量は $\Delta J_{p-p} = 60 \text{ ns} / 180 \text{ ns}$ ⁽⁸⁾ となった。2) の場合のジッター増加量を、厚み誤差が+の場合と-の場合で平均すると 120 ns となり 1) の結果とほぼ一致するから、平均的な厚み誤差の影響を考える場合は、残留する高次収差の影響を無視してさしつかえないといえる。

7.4 まとめ

平行平板を集束光束が通過するとき発生する球面収差を3次収差までで近似し、その公式を全微分して、ディスクの厚み誤差・屈折率誤差により発生する光ディスク光学系の球面収差を評価した。球面収差を RMS 波面収差で評価すると、厚み誤差の絶対値に比例する。

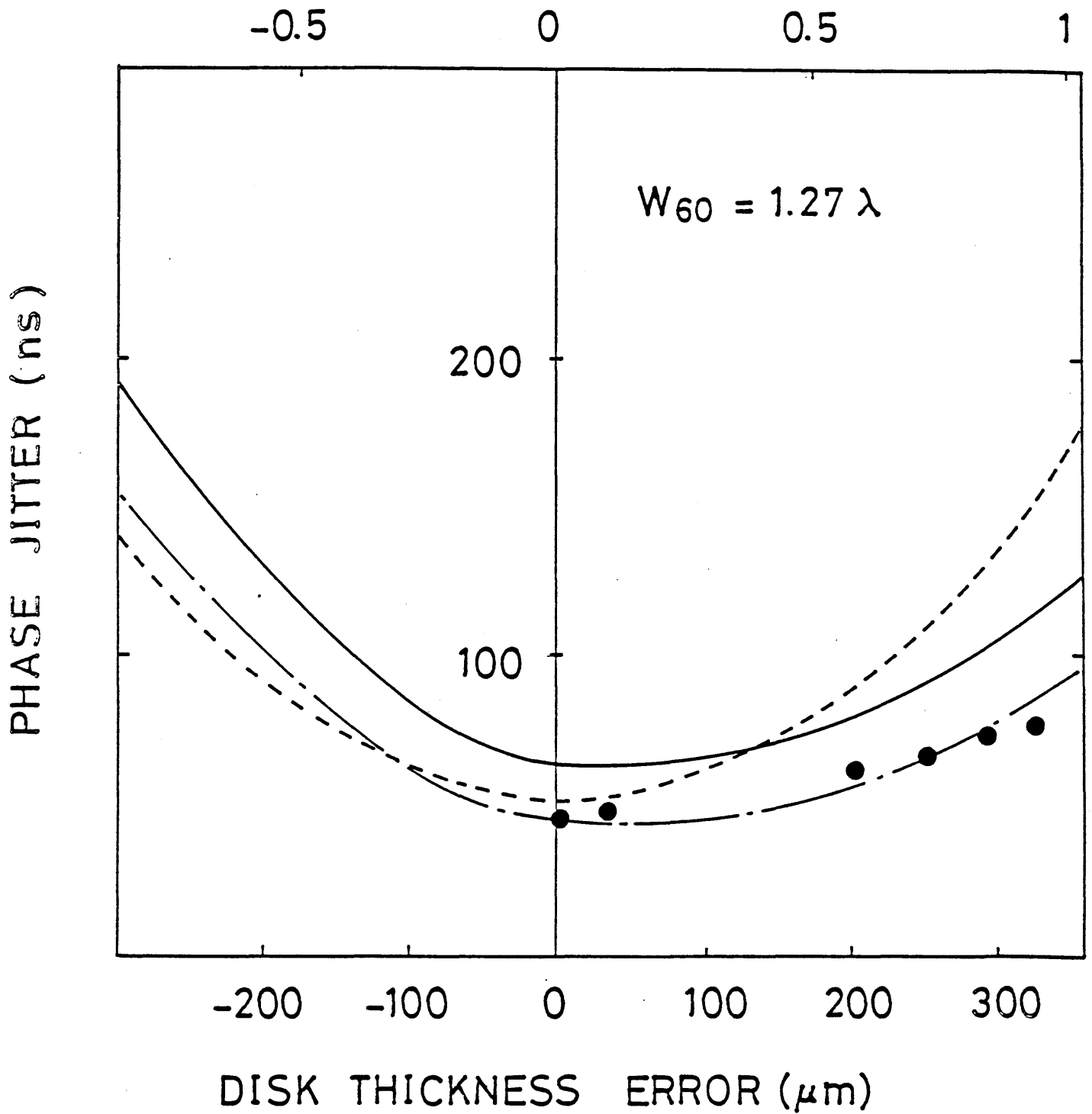


Fig. 7.3 Jitter caused by the disk thickness error. Observed value is shown by (●) and calculated value is shown by a solid line.

3次収差公式の精度を検討するため、実際に無収差レンズを設計し、ディスクの厚みに摂動を与え、光線追跡で求めた実収差と比較したところ、集光レンズの開口数が0.45であれば、誤差は15%程度であることがわかる。一方、屈折率誤差については高次関数的に依存する。3次収差公式の全微分を0とおいた等式は、厚み・屈折率平面上で等球面収差曲線群の接ベクトルを与えるので、これを数値積分して等球面収差曲線群を求めた。この図より、ディスクの屈折率を変えたとき発生する球面収差を厚みの変更で補償する際の補償量を読み取ることができ、有用である。また、一つのディスク厚に対して、等しい球面収差を与える屈折率が二つ存在することがわかる。この二点は $N=1.73$ で一点に縮退するので、いま $N=1.73$ のディスク基板材料を用いると、厚みの誤差があっても球面収差の変動が少なく、理想的な再生条件がえられる。

ディスクの厚み誤差・屈折率誤差により光ディスク光学系に発生する球面収差の再生信号に及ぼす影響については定量的な報告がないが、光ディスクの製造規格を決めるデータとして、さらには、規格を標準化するための理論的根拠として重要である。上記の球面収差の影響をジッターを評価量にして定量化した。測定に先立ち、発生するジッターを第3章で定義した波形ひずみのRMS値 σ を用いて予測した。仮に、測定光学系にディスクの厚み誤差にもとづく3次の球面収差以外には高次の球面収差が残留していないとすると、ジッターはディスクの厚み誤差にたいしてquadraticに増加することが予想される。一方、測定光学系に残留収差が存在すると、ディスクの厚み誤差にもとづくジッターをRMS値 σ を用いて予測すると、 W_{60} 、 W_{40} 、 W_{20} の4次形式の平方根に比例する。このときジッターは正の厚み誤差の場合と、負の厚み誤差の場合とで、非対称に変化する。

実際にジッターを測定したところ、結果は厚み誤差に対し高次関数的に変化し、残留収差の推定値と厚み誤差のもとづく球面収差の評価値 W_{60} 、 $W_{40} + \Delta W_{40}$ 、 W_{20} より求めたシミュレーション計算結果と良く一致した。しかし厚み誤差が正の場合と負の場合について平均をとると、ディスクの厚み誤差に起因する球面収差 dW_{40} だけからもとめた結果とほぼ一致するので、正負の厚み誤差の影響を平均化して評価するときには、高次の残留球面収差の影響を無視することができる。このとき、Marèchal criterionに相当する球面収差の波面収差係数 $|\Delta W_{40}| = 1 \lambda$ を与えるとジッターは無収差光学系に比べて120ns増加する。

第7章 文献

1. W.J.Smith, Modern Optical Engineering (McGraw-Hill Book Company, N.Y. 1966) , p-84.
2. 草川徹, レンズ設計のための波面光学 (東海大学出版 1976) , p-27.
3. Sony Corp. and N.V.Philips, General Information of Compact Disc Digital Audio System, "Philips Tech. Rev. 40, 151-156 (1980) .
4. B.Welham, Applied Optics and Optical Engineering VII (Academic Press, N.Y., 1979) , p-81.
5. SCHOTT 社内データによる (11.1, '83測定) .
6. OHARA OPTICAL GLASS (榑オハラ ガラス・カタログによる) .
7. H.H.Hopkins, "The Aberration Permissible in Optical Systems," Proc. Phys. Soc., B70 , 449-470 (1957) .

(注. 文献2.のp-29の (5-34) , (5-35) には誤りがあり. この結果をもちいた文献8.の数値は以下の訂正を要する.

$$W_{60} = 1.08 \lambda \rightarrow 1.27 \lambda, \quad W_{40} = -1.62 \lambda \rightarrow -1.90 \lambda, \quad W_{20} = 0.65 \lambda \rightarrow 0.76 \lambda.)$$

8. 久保田重夫, 大里潔, 渡辺俊夫, "光ディスクにおけるアイ・パターンのジッター解析 IV: 光ディスクの厚み誤差に起因する球面収差の影響," 光学 14, 219-221 (1985) .

CHAPTER 7 LIST OF FIGURES

FIGURE		PAGE
7.1	Spherical aberration caused by the disk thickness error. Third order aberration approximation (●) and ray tracing (○) .	123
7.2	Spherical aberration as a function of the thickness and the refractive index of disk.	125
7.3	Jitter caused by the disk thickness error. Observed value is shown by (●) and calculated value is shown by a solid line.	129

第8章 光ディスク再生信号におけるジッターのコマ依存性

8.1 はじめに

光ディスクでは透明な基板を通してレーザー・ビームを集光しピットを読み取る、いわゆる "through the substrate" の読み取り原理を採用している為、情報のプロテクションという意味では極めて強力であるが、基板に対して光学系の光軸が傾くとコマが発生するという欠点をもつ。6章で導いたように、発生するコマは収束光束の光軸と光ディスクの法線が形成する面内に対称軸をもち、光軸が法線方向よりたおれた方向にフレアが発生する。これを光学系のメリディオナル方向と定義する。またディスクの走査方向と光学系のザジタル方向のなす方位角を ψ とする。 ψ によりコマの方位を表すことにし、 $\psi = 0^\circ$ のときラディアル・コマ、 $\psi = 90^\circ$ のときタンジェンシャル・コマとよぶ。いまディスクの厚さを t 、屈折率を N 、収束光束の開口数を $\sin \alpha$ 、平板の法線と光軸のなす角を θ とすると、発生するコマの波面収差係数は、

$$W_{31} = \frac{t}{2} \frac{(N^2 - 1) N^2 \sin \theta \cos \theta}{(N^2 - \sin^2 \theta)^{5/2}} \sin^5 \alpha \quad (6.1)$$

(1)
と表される。これより θ が小さいときコマ： W_{31} は θ に比例して増加することがわかる。また、厚さ1.2mm、屈折率1.5のディスクを開口数0.45の対物レンズを用いて780nmのレーザー光を集光して読み取るとき、ディスクが角度で $\theta = 1^\circ$ 傾いたとすると、このとき発生するコマは $W_{31} = 0.453 \lambda$ になる。

本章では、コマ・フレアに直交する方向とディスクのスキャン方向のなす角度 ψ によってジッターの増加率がことなるので、最初に、コマにもとづくジッターの方位依存性（ ψ 依存性）について第3章で定義した波形ひずみのRMS値をもちいて予測する。つぎに、ジッターの角度依存性（ θ 依存性）についてシミュレーション計算結果と実験結果を比較する。さらにコマにもとづくジッターのその他の性質についてのべる。

8.2 コマに起因するジッターの方位依存性 (ϕ 依存性)

第3章の理論解析によれば、ジッターは波形ひずみのRMS値： σ で評価することができる。 σ は波面収差の差関数の平均値 $\bar{v}(s, \phi)$ とvariance $K(s, \phi)$ の2乗和の関数であり、非対称収差であるコマが存在するとき $\bar{v}(s, \phi)$ と $K(s, \phi)$ は方位 ϕ に依存する。即ち

$$K(s, \phi) = K(s, 90^\circ) \sin^2 \phi + K(s, 0^\circ) \cos^2 \phi \quad (8.2)$$

$$\bar{v}(s, \phi) = \bar{v}(s, 90^\circ) \sin \phi \quad (8.3)$$

とかける。ここで、

$$K(s, 0^\circ) = 4 H_{22}(s) \quad (8.4)$$

$$K(s, 90^\circ) = 9 H_{40}(s) + 6 H_{22}(s) + H_{04}(s) \\ - [3 H_{20}(s) + H_{02}(s)] \quad (8.5)$$

$$v(s, 90^\circ) = \frac{1}{4} s^2 + 3 H_{20}(s) + H_{02}(s) \quad (8.6)$$

とおいた。従って、 σ 、ひいてはジッターにも以下の ϕ 依存性があると予測される。

$$\sigma^2(\phi) = \alpha^2 \sin^4 \phi + \beta^2 \cos^4 \phi \\ + 2 \gamma^2 \sin^2 \phi \cos^2 \phi + \delta^2 \sin^2 \phi. \quad (8.7)$$

ここで、係数 α^2 、 β^2 、 γ^2 、 δ^2 は以下のように定義した。

$$\alpha^2 = \int_{-\infty}^{\infty} [D_0(s, \phi) 2 \pi^2 s^2 / \lambda^2 K(s, 90^\circ)]^2 ds \quad (8.8)$$

$$\beta^2 = \int_{-\infty}^{\infty} [D_0(s, \phi) 2 \pi^2 s^2 / \lambda^2 K(s, 0^\circ)]^2 ds \quad (8.9)$$

$$\gamma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} [D_0(s, \phi) 2 \pi^2 s^2 / \lambda^2]^2 K(s, 0^\circ) K(s, 90^\circ) ds \quad (8.10)$$

$$\delta^2 = \int_{-\infty}^{\infty} [D_0(s, \phi) 2 \pi s / \lambda \bar{v}(s, 90^\circ)]^2 ds. \quad (8.11)$$

例として、Marèchal criterionに相当する $W_{31} = 0.63\lambda$ の波面収差が存在するときの波形ひずみの RMS値 σ を式 (8.7) ~ (8.11) を用いて数値計算し、方位 ϕ を変えたときの σ の大きさをベクトル $\sigma(\phi)$ で Fig. 8.1 に表示した。これはディスクに一定の傾角を与え、傾きの方位を変えてジッターを評価したことに相当する。これよりタンジェンシャル・コマ ($\phi = 90^\circ$) とラディアル・コマ ($\phi = 0^\circ$) に対して予測されるジッターの比は $\sigma(0^\circ) / \sigma(90^\circ) \approx 0.4$ となった。

8.3 コマの起因するジッターのディスク傾き角依存性 (θ 依存性)

始めに、波形ひずみの RMS値 σ をもちいてジッターのディスク傾き角依存性を予測する。まず、式 (8.1) より $W_{31} \propto \theta$ である。つぎに第 3 章の (3.45), (3.46) より、

$$\bar{V}(s, \phi) = f(s, \phi) W_{31} \quad (8.12)$$

$$K(s, \phi) = g(s, \phi) W_{31}^2 \quad (8.13)$$

とおくことができる。ただし、 $\phi = 0^\circ$ のとき $f(s, 0^\circ) \equiv 0$ となるものとする。これらを式 (3.52) に代入して

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= \int_{-\infty}^{\infty} D_0(s, \phi)^2 \left[\left\{ 2\pi s / \lambda f(s, \phi) W_{31} \right\}^2 \right. \\ &\quad \left. + \left\{ 2\pi^2 s^2 / \lambda^2 g(s, \phi) W_{31}^2 \right\}^2 \right] ds \\ &= \alpha^2 W_{31}^2 + \beta^2 W_{31}^4 \end{aligned} \quad (8.14)$$

をうる。ここで、

$$\alpha^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \{ D_0(s, \phi) 2\pi s / \lambda f(s, \phi) \}^2 ds \quad (8.15)$$

$$\beta^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \{ D_0(s, \phi) 2\pi^2 s^2 / \lambda^2 g(s, \phi) \}^2 ds \quad (8.16)$$

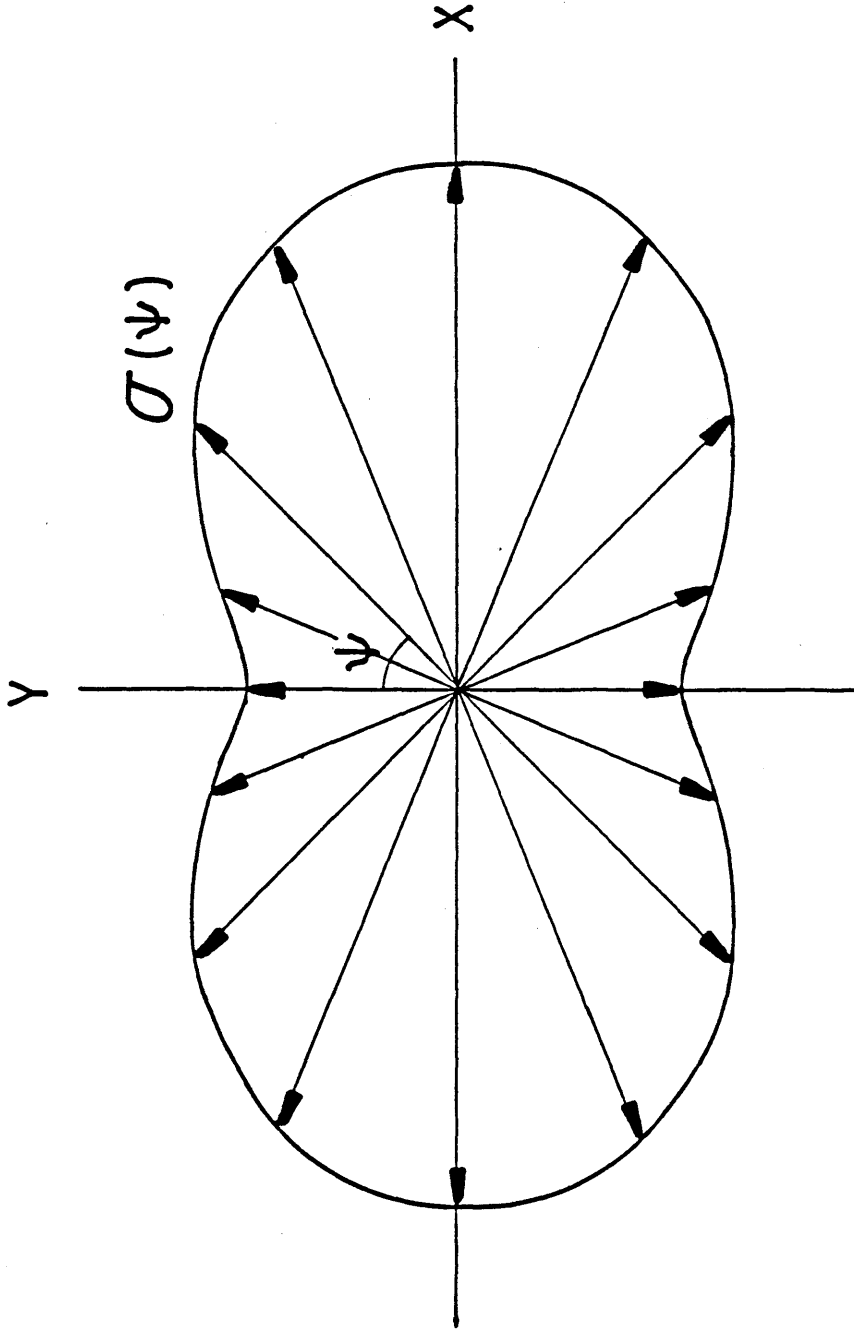


Fig. 8.1 Root mean square waveform distortion: σ as a function of angle between the sagittal direction of coma and the scanning direction of disk : ψ .

とおいた。これより、 $\phi \neq 0^\circ$ のとき、 σ は、 $W_{31} \approx 0$ では $\sigma \approx \pm |\alpha| W_{31}$ のように近似され、 $W_{31} \rightarrow \infty$ では $|\beta| W_{31}^2$ に漸近する。一方、 $\phi = 0^\circ$ のとき $\alpha = 0$ であるから $\sigma = |\beta| W_{31}^2$ になることがわかる。

つぎに、再生光学系の光軸に対してディスクの法線を、ディスクの走査方向に傾けジッターを測定した（タンジェンシャル・コマ）。ジッターの測定値は傾き角 θ に対して、従って、 W_{31} に対してはほぼ quadratic に変化した。一方、式 (7.1) で評価した W_{31} を用いて瞳関数を定義し（ここで像点の最適移動量を $W_{11} = -2/3 W_{31}$ であたえた）、4 章でのべた方法をもちいてジッターをシミュレーション計算した。Fig. 8.2 に示すように測定値 (●) と計算値 (実線) は良く一致した。

つぎに、ディスクをディスクの半径方向に傾けてジッターを測定した（ラディアル・コマ）。ジッターの測定値は傾き角 θ に対して、従って、 W_{31} に対して quadratic に変化した。ジッターの増加率（2次微係数）はタンジェンシャル・コマに比べて、約 $1/2$ であった。タンジェンシャル・コマに対して定義した瞳関数の位相部分を 90° 回転しジッターをシミュレーション計算した。Fig. 8.3 に示すように、測定値 (●) と計算値 (実線) は良く一致した。そこで、Marèchal criterion に相当する波面収差 ($W_{31} = 0.63 \lambda$, $W_{11} = -0.42 \lambda$) に対してジッターを計算すると、

1) タンジェンシャル・コマの場合、ジッターの増加量は $\Delta J_{p-p} \approx 170 \text{ ns}$,
(3)

2) ラディアル・コマの場合、ジッターの増加量は $\Delta J_{p-p} \approx 60 \text{ ns}$ となった。

1), 2) の場合の増加量の比をもとめると $\Delta J_{p-p} (0^\circ) / \Delta J_{p-p} (90^\circ) \approx 0.35$ であるから、前節に導いた σ の ϕ 依存性に関する理論的予測 (Fig. 7.1) とよく一致する。

8.4 コマに起因するジッターのその他の性質

8.4.1 コマと球面収差が共存するときのジッター

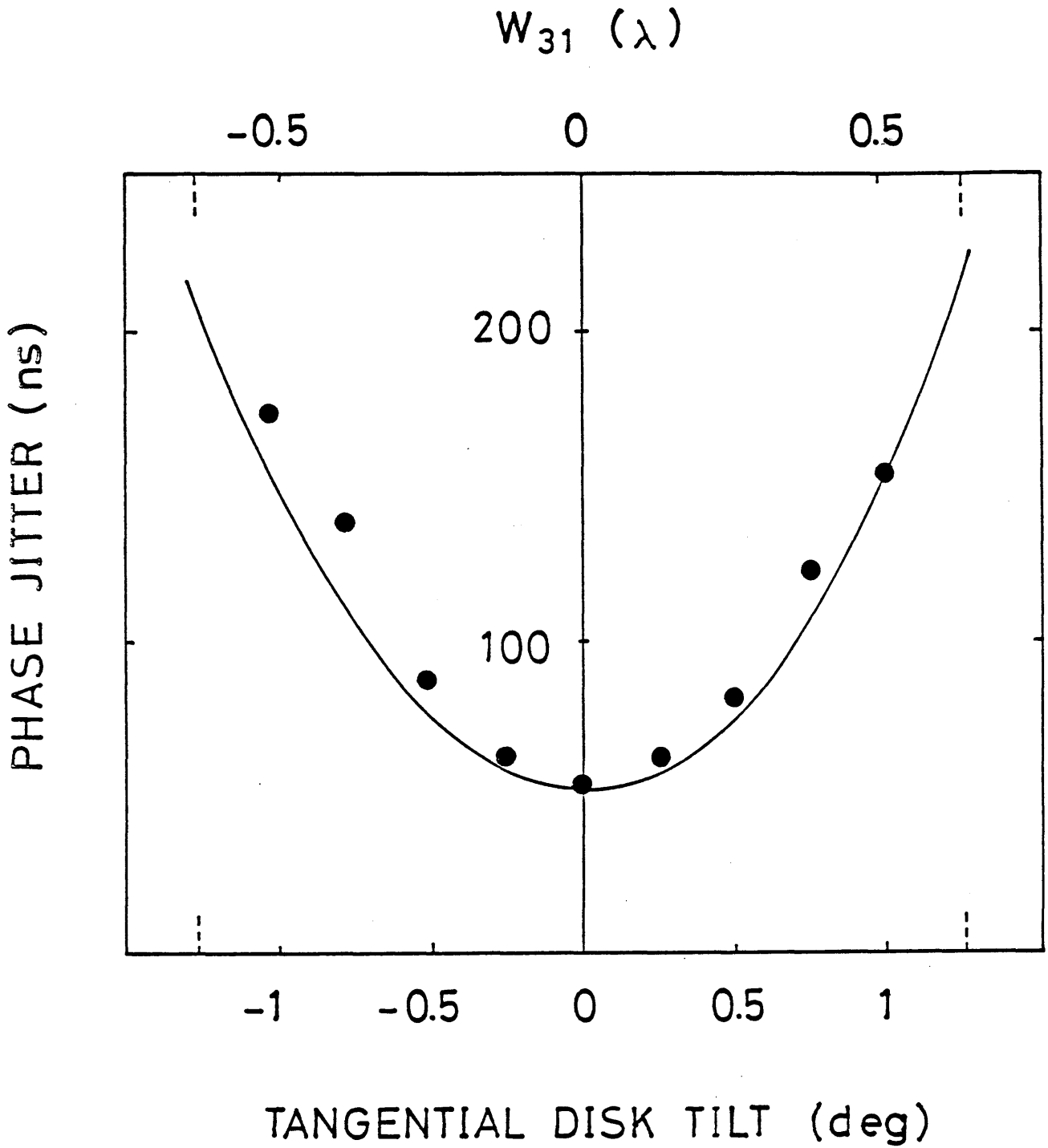


Fig. 8.2 Jitter as a function of disk tilt angle, when disk is tilted in the scanning direction. Measured jitter is shown by (●) and calculated jitter is shown by a solid line.

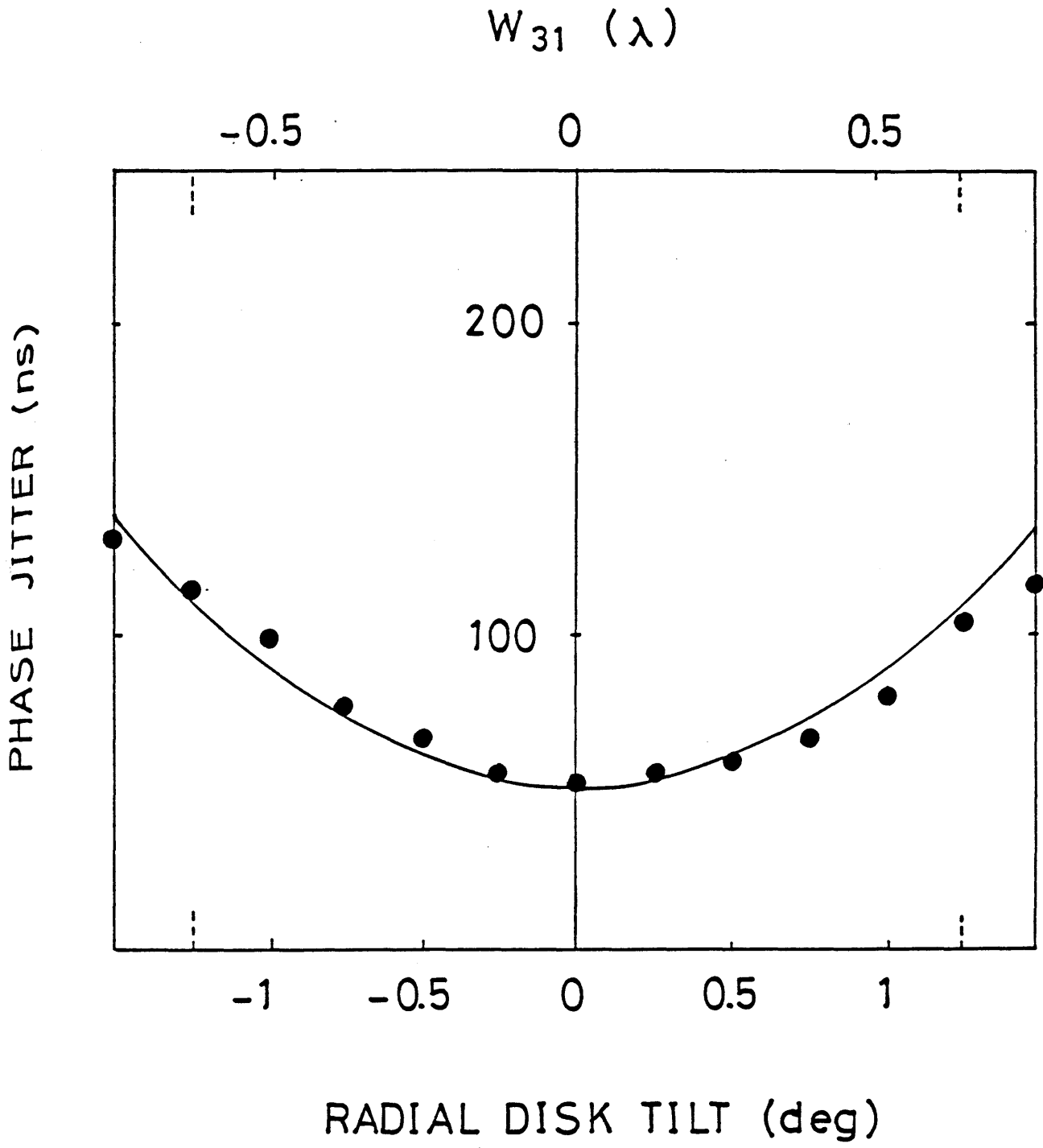


Fig. 8.3 Jitter as a function of disk tilt angle, when disk is tilted in the radial direction.

球面収差とコマが共存する光学系の波面収差の差関数 variance と平均値は、 K_1, K_2 を球面収差とコマの波面収差の差関数の variance, \bar{V}_2 をコマの波面収差の差関数の平均値とすると、

$$K(s, \phi) = K_1(s, \phi) + K_2(s, \phi) \quad (8.17)$$

$$\bar{V}(s, \phi) = \bar{V}_2(s, \phi) \quad (8.18)$$

とかける。なぜならば、球面収差は対称収差だから差関数 V_1 は奇関数になり、その平均値は 0 になるが、コマは非対称収差であるからその差関数 V_2 は偶関数となり、平均値は 0 にならず、(ただし、ラディアル・コマの場合は奇関数となる。) 従って、

$$\begin{aligned} \iint_s (V_1 + V_2)^2 dS &= \iint_s (V_1^2 + V_2^2 + 2V_1V_2) dS \\ &= \iint_s (V_1^2 + V_2^2) dS \end{aligned} \quad (8.19)$$

$$\iint_s (V_1 + V_2) dS = \bar{V}_2 \quad (8.20)$$

が成り立つためである。よって、球面収差とコマの波面収差の差関数の variance については加法性が成り立つ。しかし、ジッターは波形ひずみの RMS 値 σ に比例する。 σ^2 は K^2 と V^2 の関数であるから、 K^2 の計算の際に K_1, K_2 の cross term が生じ、この項のために球面収差とコマによるジッターは厳密には独立でなくなり、ジッターについては加法性がなりたたないとかんがえられる。Fig. 8.4 はパラメータに W_{40} をとり、独立変数に W_{31} に比例するディスクに傾き角をとって、ジッターの計算値をプロットしたものである。もし球面収差によるジッターと、コマによるジッターが独立であればジッター曲線は互いに平行移動の関係になる。Fig. 8.4 を観察すると、厳密には曲線は合同でないので、球面収差によるジッターとコマによるジッターは、完全には独立でないことが確認される。

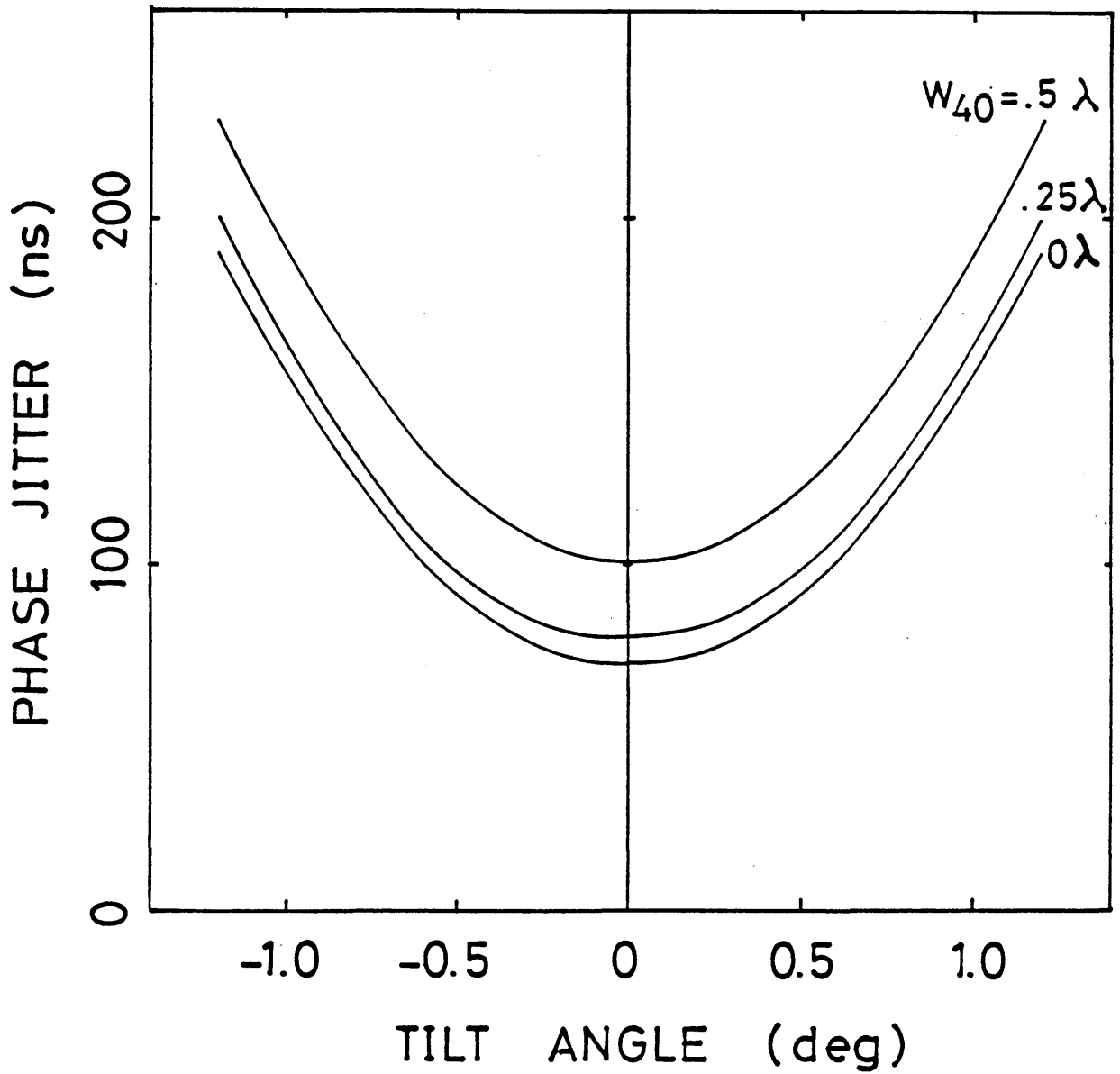


Fig. 8.4 Calculated jitter in the presence of primary spherical aberration and coma.

8.4.2 コマによるジッターの開口数依存性

無収差光学系で生ずる符号間干渉によるジッターを低減するためには集光レンズの開口数 $\sin \alpha$ を大きくしたい。しかし、開口数を大きくすると、ディスクが傾いたとき発生するコマは式 (8.1) にしたがって $\sin^5 \alpha$ に比例して増加するため、ジッターの増加率も大きくなる。実際に開口数をパラメータにディスクが傾いたとき発生するジッターを計算し Fig. 8.5 にプロットした。図よりわかるように傾き角を $\pm 0.5^\circ$ の範囲に管理することができれば、開口数が大きいほどジッターは小さくなり有利になることがわかる。

8.5 まとめ

光ディスク・システムでは基板を通してレーザー光をピットに集光する、いわゆる、” through the substrate ” の読み取り方式を採用しているため、光ディスクが再生光学系の光軸に対して傾くとコマが発生する。コマは傾き角 θ に比例して増加し、傾き角 1° で約 0.453λ ($\lambda = 780\text{nm}$) になる。第3章で定義した波形ひずみの RMS 値 σ を用いて予測すると、ディスクの走査方向とコマ・フレアに直交する方向のなす角 ψ によって、ジッターの増加率が変化する。つまりディスクの傾きに起因するジッターには、 θ 依存性と ψ 依存性がある。同じ傾き角 θ で比較すると、タンジェンシャル・コマ ($\psi = 90^\circ$) とラディアル・コマで ($\psi = 0^\circ$) ジッターの増加量の比は $1:0.4$ になる。さらに、コマによるジッターの波面収差係数依存性は、タンジェンシャル・コマの場合 ($\alpha^2 W_{31}^2 + \beta^2 W_{31}^4$) $^{1/2}$ に比例し、ラディアル・コマの場合 βW_{31}^2 に比例することが予想される。

つぎに、タンジェンシャルとラディアルの二つの方位にディスクを傾けてジッターを測定した。ジッターのシミュレーション計算結果と測定結果はよく一致し、傾き角 θ 、従って W_{31} にたいして quadratic に変化した。また、ジッターの増加量はタンジェンシャル・コマとラディアル・コマで約 $1:0.35$ となり、理論解析の予測と一致した。Maréchal criterion に相当する $W_{31} = 0.63 \lambda$ で計算するとジッターの増加量は、タンジェンシャル・

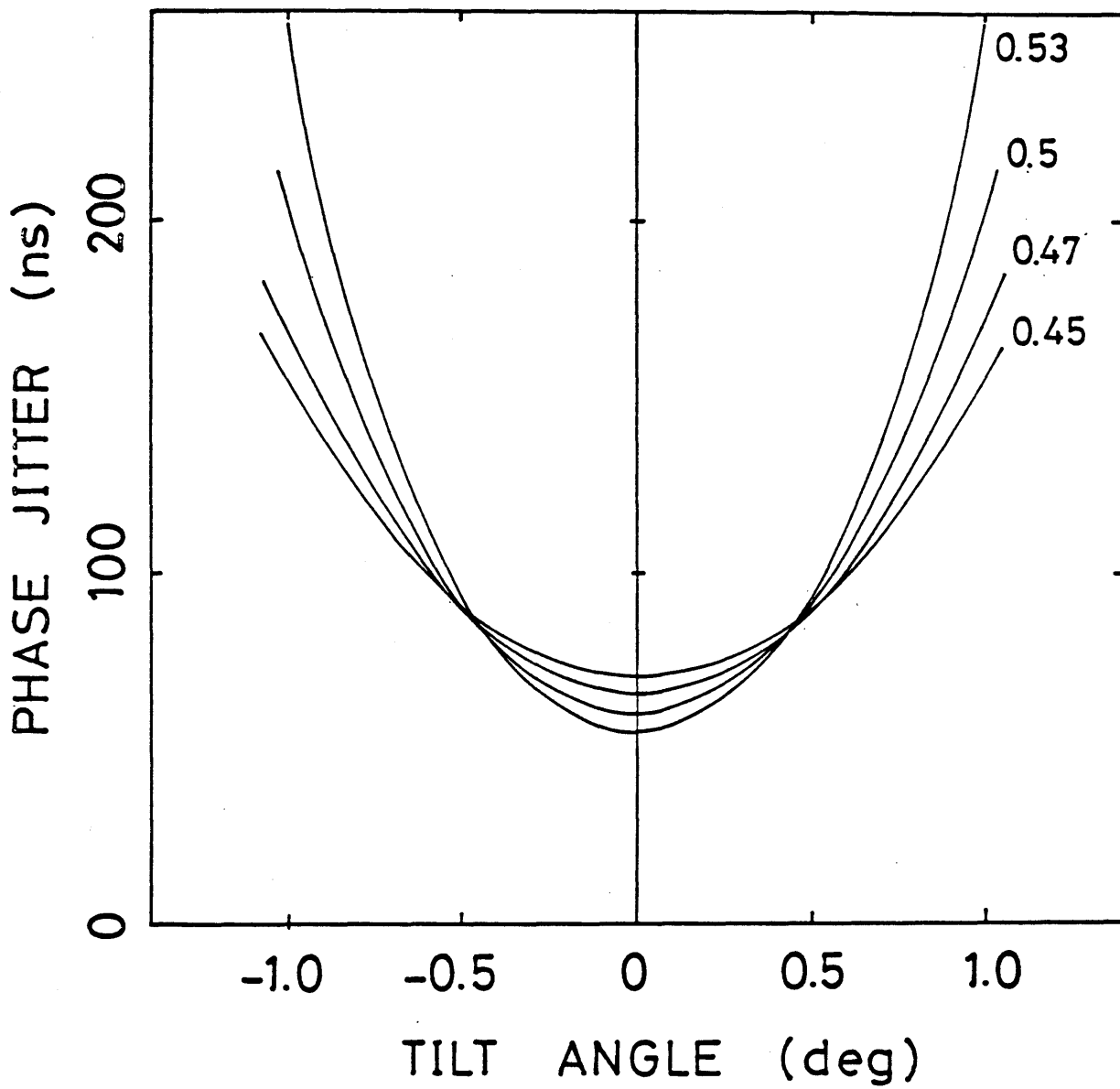


Fig. 8.5 Calculated jitter as a function of disk tilt angle, where the numerical aperture of focusing lens is varied from 0.45 to 0.5, while wavelength of laser is kept constant.

コマの場合170 ns、ラディアル・コマの場合60nsとなり、タンジェンシャル・コマの場合とくに大きいジッターが発生することがわかった。コマにもとづくジッターのその他の性質として、コマは非対称収差であるので、球面収差のような対称収差が共存するとき、波面収差の差関数の variance については加法性がなりたつが、ジッターについては加法性が厳密にはなりたたない。符号間干渉を低減する目的で集光レンズの開口数を大きくすると、ディスクが傾いたときのジッターの増加率が大きくなる。傾き角が $\pm 0.5^\circ$ をこえると、開口数を大きくしてもジッターは小さくならないので得策でないことが導かれた。

第8章 文献

1. W.J.Smith, Modern Optical Engineering (McGraw-Hill Book Company, N.Y. 1966) , p-84.
2. H.H.Hopkins, "Diffraction theory of laser read-out systems for optical video discs," J. Opt. Soc. Am. 69, 4-24 (1979) .

(注. A.Marèchal, "The Contrast of Optical Images and the Influence of Aberrations," NBS Circular 526, 9-22 (1954) 或いはM.Born and E.Wolf Principles of Optics , Pergamon Press Oxford ,1970 , p-472 ではStrehl definition = 0.8 になる波面収差係数として $W_{31}=0.60\lambda$, $W_{11}=-0.40\lambda$ をあたえている.)

3. 久保田重夫, 岡美智雄, 大里潔, "光ディスクにおけるアイ・パターンのジッター解析 II : タンジェンシャル・コマ, ラディアル・コマ, デフォーカスの影響," 光学 14, 137-139 (1985) .

CHAPTER 8 LIST OF FIGURES

FIGURE	PAGE
8.1 Root mean square waveform distortion : σ as a function of angle between the sagittal direction of coma and the scanning direction of disk : ψ .	136
8.2 Jitter as a function of disk tilt angle, when disk is tilted in the scanning direction. Measured jitter is shown by (●) and calculated jitter is shown by a solid line.	138
8.3 Jitter as a function of disk tilt angle, when disk is tilted in the radial direction.	139
8.4 Calculated jitter in the presence of primary spherical aberration and coma.	141
8.5 Calculated jitter as a function of disk tilt angle, where the numerical aperture of focusing lens is varied from 0.45 to 0.5, while wavelength of laser is kept constant.	143

8.1 はじめに

光ディスク再生光学系の光源として半導体レーザーは小型・軽量であり、量産性に優れ、電流変調により出力を容易に制御できる特徴をもっている。半導体レーザーはその構造により、利得導波形と屈折率導波形に分類される。利得導波形の半導体レーザーは縦モード多重発振するので、高い時間的コヒーレンスが問題になる用途に適す。この種のレーザーはヘテロ接合に垂直な方向の導波が屈折率導波形で、接合面内では利得導波形であるため非点収差を有する。出射光のビーム・ウエストが、接合垂直方向ではレーザー共振器端面⁽¹⁾に、接合面内方向では共振器内にある。その隔差（非点隔差）は10～数十 μm である。非点収差の測定法に関しては立野らの報告があり、また近年、デジタル干渉計を用いて半導体レーザーの波面収差を計測する装置が商品化されている⁽²⁾。利得導波形の半導体レーザーを光ディスクの光源としてもちいる場合、非点収差が障害になるので、いろいろな補正法が報告されているが、中でもレーザー出射光中に平行平板を光軸に対して傾けて挿入して非点収差を補正する方法は簡便で良策である⁽³⁾。しかしこの方法を実現するにあたって、結合レンズの開口数によっては副次的に発生するコマが無視できなくなるので、対策が必要である⁽⁴⁾。

われわれは metalorganic chemical vapor deposition (MOCVD) 法を用いて製造する^{(7), (8)}のに適した tapered stripe (TAPS) 構造の利得導波形半導体レーザーを開発した。このレーザー (Fig. 9.1) を光ディスクの光源に応用するためには上述した非点収差を補正することが必要である。実際にコマの発生を十分抑制した非点収差補正板を設計し、コンパクト・ディスク用ピックアップに搭載し、再生信号のアイ・パターンのジッターを評価しピックアップの性能をしらべた。その結果、非点収差を補正したTAPSレーザーは、再生信号のジッターに関して、屈折率導波形の半導体レーザーとほぼ同等の性能をもつことを確認したので報告する⁽⁹⁾。

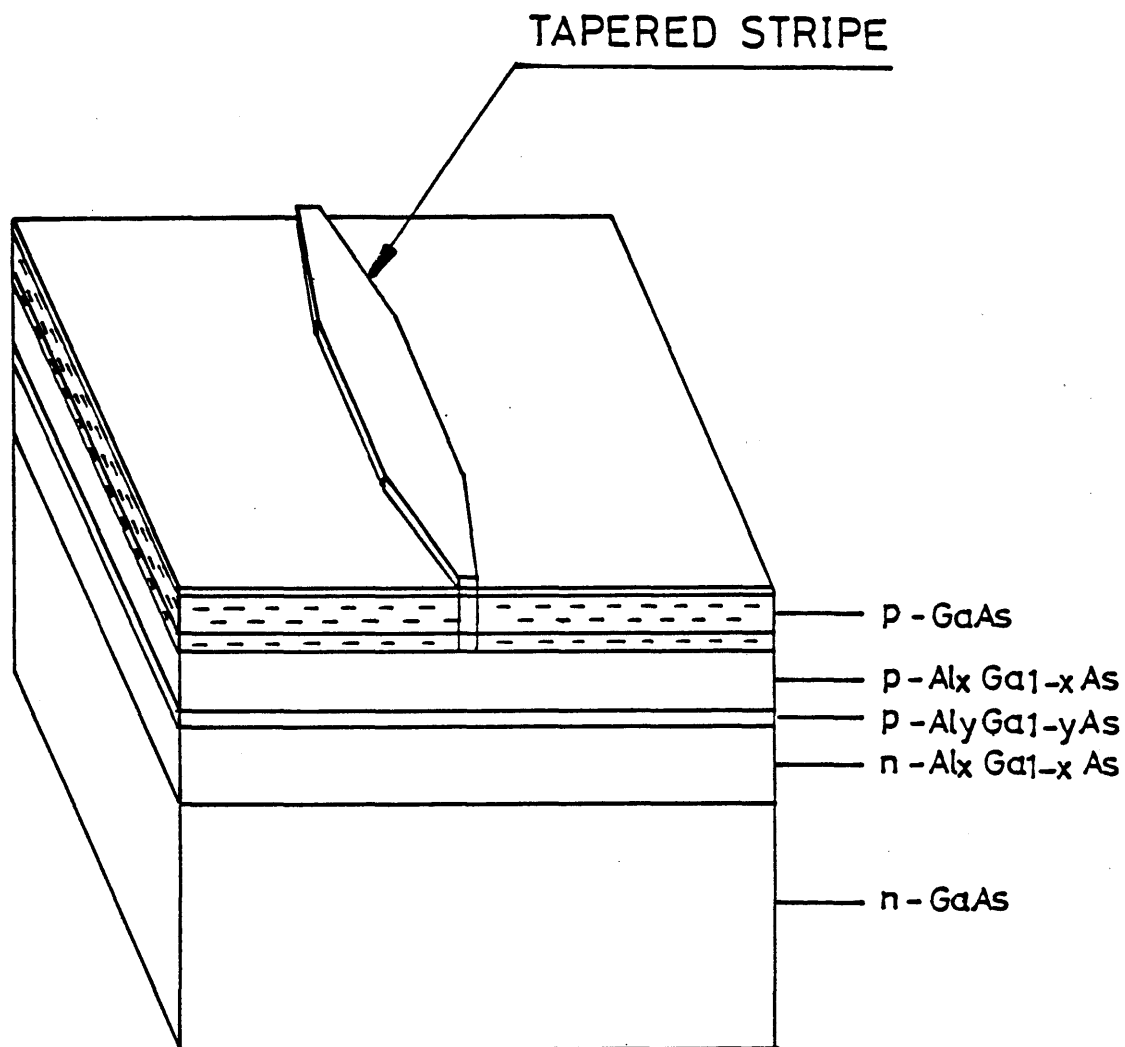


Fig. 9.1 A gain-guided laser diode with a tapered-stripe (TAPS) structure. $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ DH structure is grown by metalorganic chemical vapor deposition (MOCVD) on a n-GaAs substrate.

9.2 利得導波形半導体レーザー用非点収差補正板の設計

はじめに非点収差補正板の設計法についてのべる。平行平板の厚さを t 、屈折率を N 、収束光束の開口数を $\sin \alpha$ 、平板の法線と光軸のなす角を θ とすると、発生する非点隔差は

$$\Delta z = -t \frac{(N^2 - 1) \sin^2 \theta}{(N^2 - \sin^2 \theta)^{3/2}} \quad (9.1)$$

になる。式 (9.1) は結合レンズの開口数によらずに成立し、平板の法線と光軸で形成される子午面内の収束点は、これに直交する球欠面内の収束点の後方にできる。従って、 Δz の非点隔差をもつ半導体レーザーの接合面を平板の子午面に一致させれば、平板を通過したレーザー光の非点収差は除去されるはずである。

一方、収束光束が傾いた平行平板を通過するとき、8章で示したようにコマ： W_{31} が発生するから、逆に、傾いた平行平板を通過した発散光束を開口数 $\sin \alpha$ のレンズで結合すると、 $-W_{31}$ のコマが発生する。結合レンズの開口数を大きくしていくと、次第にコマの影響が無視できなくなる。

ところで、コマは θ に比例して増加するが、非点収差は θ の2乗に比例して増加する。一定の非点隔差を補正するには、 t を小さくし、 θ を大きくして補正する方がコマの発生を相対的に小さくおさえることができるため有利である。たとえば、厚さ $200 \mu\text{m}$ と $250 \mu\text{m}$ の平行平板を光軸に対して 30° 傾けて使用すると、各々、 $22 \mu\text{m}$ と $27 \mu\text{m}$ の非点隔差を補正できる。ここで結合レンズの開口数を 0.13 、レーザー波長を 780nm とすると、コマの波面収差は $0.007 \text{ RMS } \lambda$ 、 $0.009 \text{ RMS } \lambda$ となり、実用上無視できる程十分小さい。

板厚 $200 \mu\text{m}$ と $250 \mu\text{m}$ の補正板の非点隔差補正量とコマ発生量を補正板の傾き角の関数として Fig. 9.2 に示す。傾き角を大きくするほど効果的に非点収差を補正することができるが、あまり板厚が薄くなると強度上、製造上の困難度が増すので、設計の板厚がほぼ最適とかがえる。

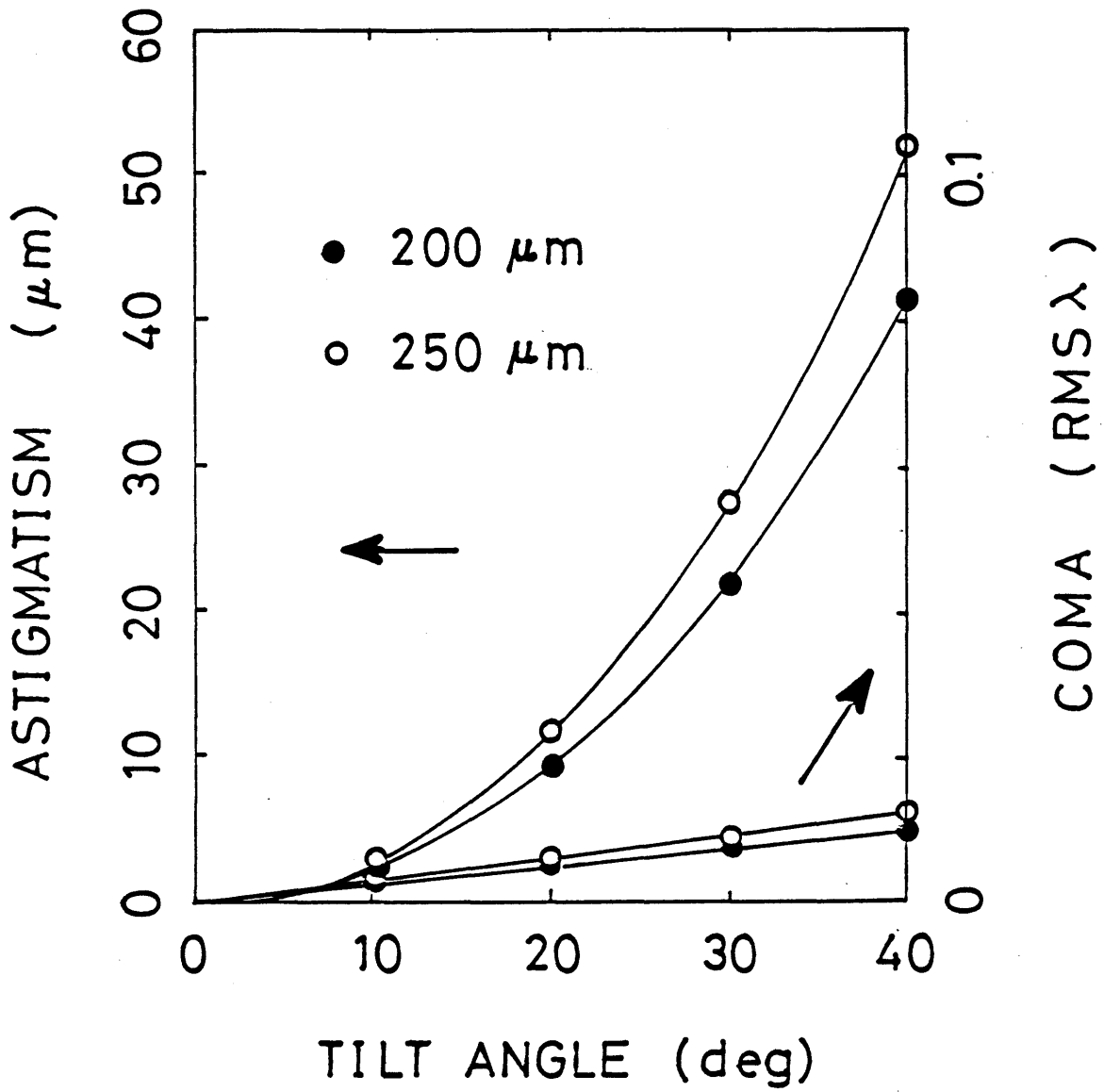


Fig. 9.2 The amount of astigmatism corrected and the amount of coma caused as a function of tilt angle of plate.

板厚250 μm の補正板は、われわれが開発したMOCVD 法を用いて製造される tapered stripe 構造の利得導波形の半導体レーザーの非点収差の補正に用いられている。補正板は屈折率 1.5、線膨張係数 $50 \times 10^{-7} \text{mm/mm}^\circ\text{C}$ の光学ガラスを光学研磨したもので、レーザー・パッケージのキャップ窓の、光軸に直交する面に対して 30° にプレス成型された取りつけ面に低融点ガラスを用いて封着される (Fig. 9.3)。

9.3 ジッターの非点収差依存性

半値全角 $18.5^\circ \times 35^\circ$ の拡がり角をもち、波長 777.5nm 、非点隔差が約 $33 \mu\text{m}$ の TAPS レーザーを用いて (Fig. 9.4)、非点収差のジッターに及ぼす影響をしらべ、補正板の効果を確認した。ところで3章の理論解析によれば、最適デフォーカスを与えれば、非点収差はジッターに影響しないはずである。

測定にさきだち、レーザーの非点隔差を波面収差に換算して瞳関数を定義し、これよりジッターをシミュレーション計算した。ジッターの計算値はレーザーの非点隔差に光学系の縦倍率を乗じた $33 \times (4.6 / 17)^2 = 2.4 \mu\text{m}$ のデフォーカスを与えると最小値 60ns をとる (Fig. 9.5の実線)。一方、測定値 (●) は $2 \mu\text{m}$ のデフォーカスを与えると最小値 86ns をとる。ここで、デフォーカスの基準点は twin spots 法のトラッキング誤差信号が最大になる、スポットの焦線がビット列の方向を向くような位置に選んだ。

デフォーカス量を変えるとスポットの焦線がビット列平行方向から垂直方向へ変化するに従って隣接トラックからの信号のクロス・トーク (○) が増加し、これに伴い計算値と測定値の差が増加する。波形ひずみの RMS 値による予測やシミュレーション計算のモデルは一次元走査光学系なのでスポットの焦線がビット列垂直方向に向くような状態でジッターを最小となるが、このとき隣接トラックからの信号のクロス・トークが、焦線がビット列平行方向に向く状態に比べて増加し、そのためジッターが増加する。ここでビット再生信号の、スポットがトラック上にあるときの RF 振幅と、トラック間にあるときの RF 振幅との比をクロス・トークとよんだ。

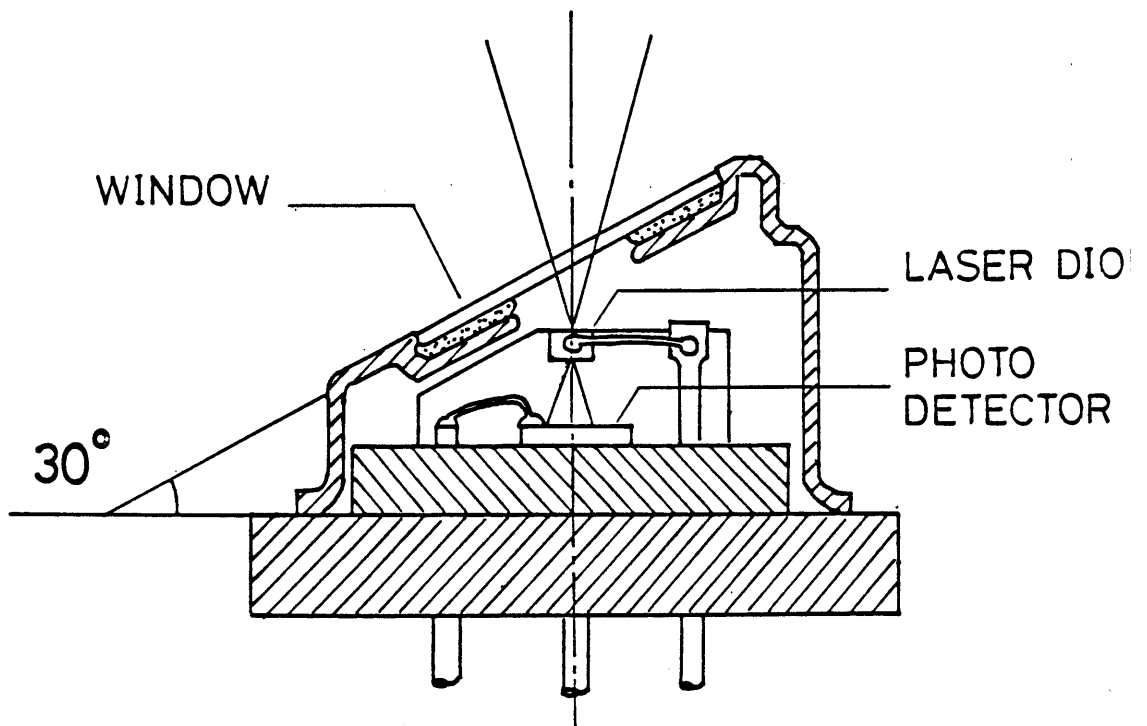


Fig. 9.3 A tilted window glass is hermetically sealed on the cap. Its thickness and tilt angle were designed so as to correct the astigmatism of a laser diode, limiting coma to a tolerable amount.

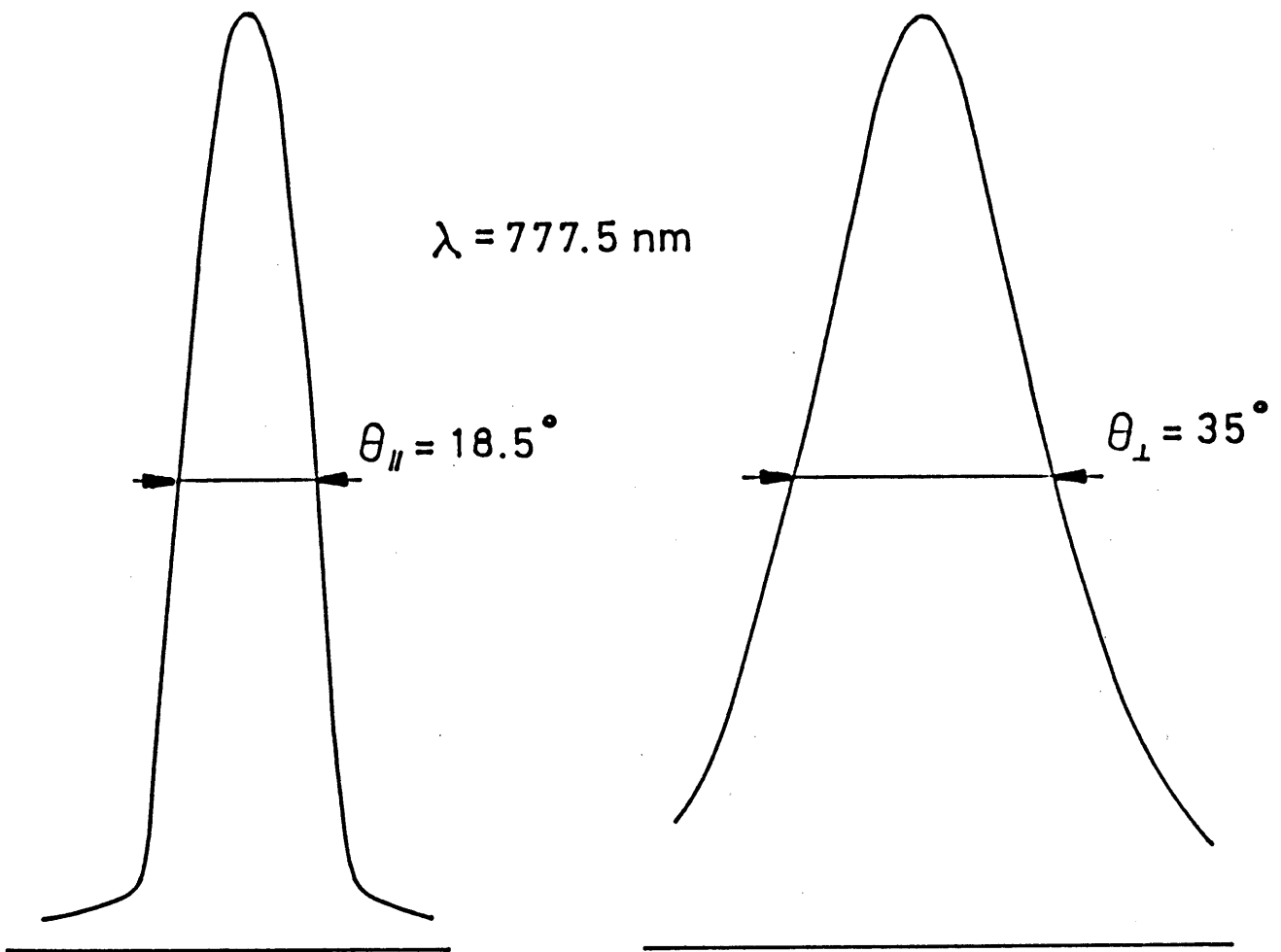


Fig. 9.4 Far-field pattern of a TAPS laser. For radiation in the plane of the active layer (\parallel), and for radiation in the plane perpendicular to the active layer (\perp).

W20/W22

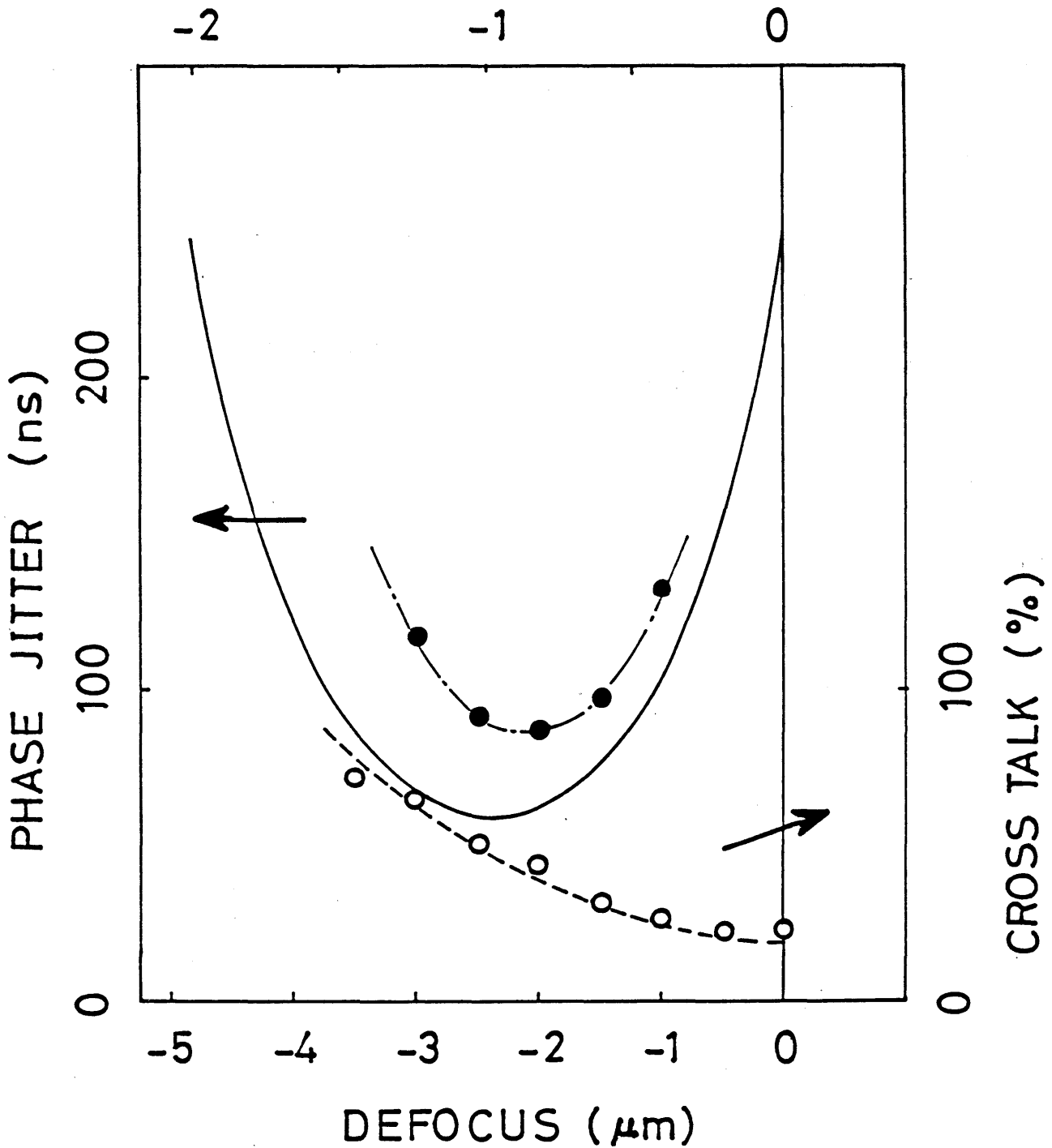


Fig. 9.5 Calculated and measured jitter as a function of defocus. Cross talk is defined as the amplitude of the adjacent track signal detected by the spot scanning midway between the tracks, relative to the amplitude of the RF signal detected by the spot on the track.

つぎに、板厚 $250\ \mu\text{m}$ の補正板を使用した場合、ジッターの測定値をFig. 9.6にしめす。測定値(●)は $0.5\ \mu\text{m}$ のデフォーカスを与えると最小値 55ns をとった。ディスク面側での $0.5\ \mu\text{m}$ の非点隔差は、換算するとレーザーが $6.8\ \mu\text{m}$ の非点隔差をもつことに相当する。従って、実効補正量は $33-6.8=26.2\ \mu\text{m}$ で、ほぼ目標補正量 $27.5\ \mu\text{m}$ に一致する。像面移動したとき、ジッターの測定値とシミュレーション計算値(実線)はよく一致した。ジッターの最小値は、各々、 50ns と 60ns で、この結果は屈折率導波形の半導体レーザーの測定結果にはほぼ匹敵する。よって、非点収差を補正した利得導波形の半導体レーザーは屈折率導波形の半導体レーザーと、ジッターに関して同等の性能をもつことが確認された。

9.4 まとめ

利得導波型の半導体レーザーのもつ非点収差がジッターに及ぼす影響についてしらべた。波形ひずみのRMS値を用いて評価すると、非点収差が存在してもデフォーカスを最適に選べばジッターは増加しない。その理由は波形ひずみのRMS値(3.52)は一次元の評価関数で、一次元光学系においては非点収差はデフォーカスと区別されないから、非点収差はデフォーカスの調整で補償されるからである。光ディスクは元来、一次元回折格子をコヒーレント・スポットで走査する一次元光学系であるが、回折格子(ピット列)はスパイラル状に配列されるので、高密度記録によりピット列の間隔が狭くなると、隣接ピット列の影響を受けてジッターが増加する。このような理由で発生するジッターは序にのべた2)波形ひずみにもとづくジッターではなく、3)ノイズにより発生するジッターである。非点隔差 $33\ \mu\text{m}$ の半導体レーザーを光源とするピックアップでコンパクト・ディスクを再生しジッターを測定したところ、非点収差の影響によるジッターの増加がみられた。シミュレーション計算と実験値の差はデフォーカスの関数であり、同時に測定した隣接トラックからの信号のクロストークに比例するため、非点収差によるジッターの増加の原因をクロストークにもとめることができる。次に、収差公式をもちいてレーザーの発散光束中に傾けて挿入するタイプの非点収差補正板を設計し、実際に上記の半導体レーザーの装着しジッター測定した。その結果、非点収差を補正した tapered stripe 型のレーザーは、ジッターに関して屈折率導波形の半導体レーザーと同等の性能を有することが確認された。

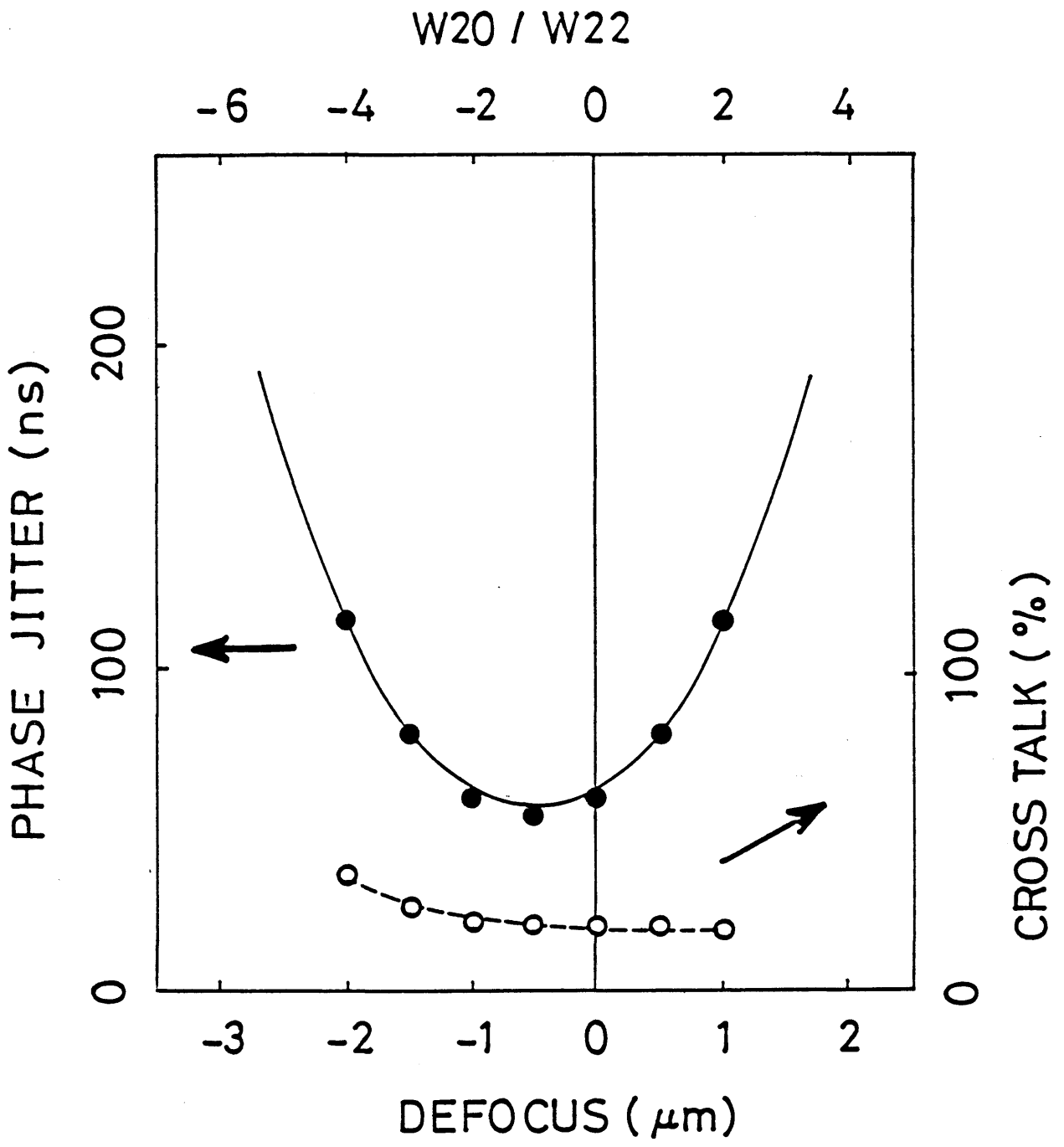


Fig. 9.6 Calculated and measured jitter of an astigmatism-corrected laser diode as a function of defocus. The minima are very close to the minima obtained for index-guided laser diodes.

第9章 文献

1. D.D.Cook and F.R.Nash, "Gain-induced guiding and astigmatic output beam of GaAs laser, " J. Appl. Phys. 46, 1660-1672 (1975) .
2. K.Tatsuno and A.Arimoto, "Measurement and analysis of diode laser wave fronts, " Appl. Opt. 20, 3520-3525 (1981) .
3. LADITE (Laser Diode Tester) , WYKO OPTICAL INC., Tucson Arizona.
4. J.P.J.Heemskerk, W.J.Kleuters, W.H.Ophey, P.M.Asbeck, D.A.Cammack and D.Lou, "High-density optical recording with (Ga,Al) As DH laser, " Appl. Phys. Lett. 34, 835-837 (1979) .
5. 立野公男, 有本昭 : 実開昭56-45815.
6. 久保田重夫 : 特開昭58-143443.
7. T.Mamine, T.Oda and O.Yoneyama, "New class of gain guiding laser with a tapered-stripe structure, " J. Appl. Phys. 54, 4302-4304 (1983) .
8. T.Mamine, "An analysis of astigmatism of gain guided laser with a tapered stripe, " J. Appl. Phys. 56, 3116-3120 (1984) .
9. 久保田重夫, 佐藤邦宏, 福本敦, "光ディスクにおけるアイ・パターンのジッター解析 Ⅲ : 半導体レーザーの非点収差の影響とその補正法, " 光学 14, 140-143 (1985) .

CHAPTER 9 LIST OF FIGURES

FIGURE		PAGE
9.1	A gain-guided laser diode with a tapered-stripe (TAPS) structure. $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ DH structure is grown by metalorganic chemical vapor deposition (MOCVD) on a n-GaAs substrate.	148
9.2	The amount of astigmatism corrected and the amount of coma caused as a function of tilt angle of plate.	150
9.3	A tilted window glass is hermetically sealed on the cap. Its thickness and tilt angle were designed so as to correct the astigmatism of a laser diode, limiting coma to a tolerable amount.	152
9.4	Far-field pattern of a TAPS laser. For radiation in the plane of the active layer ($//$), and for radiation in the plane perpendicular to the active layer (\perp).	153
9.5	Calculated and measured jitter as a function of defocus. Cross talk is defined as the amplitude of the adjacent track signal detected by the spot scanning midway between the tracks, relative to the amplitude of the RF signal detected by the spot on the track.	154
9.6	Calculated and measured jitter of an astigmatism-corrected laser diode as a function of defocus. The minima are very close to the minima obtained for index-guided laser diodes.	156

第10章 光ディスク再生信号におけるジッターのデフォーカス依存性

10.1 はじめに

光ディスクは回転時に上下方向に振動するが、これに追従するように再生光学系の集光レンズを電磁デバイスを用いて光軸方向に駆動するオートフォーカス・サーボが用いられている。駆動回路の電氣的バイアスは最適フォーカスを与えるように調整されるが、それでも、回路の安定性や調整誤差といった原因でデフォーカスが発生する可能性がある。そこで、故意に駆動回路の電氣的バイアスをずらし、デフォーカスを発生させたとき生ずるジッターを測定した。ところで、開口数 $\sin \alpha$ の無収差レンズを光軸方向に Δz だけ焦点移動させたとき発生するデフォーカスの波面収差は、

$$W_{20} = \frac{1}{2} \sin^2 \alpha \cdot \Delta z \quad (10.1)$$

(1)
である。

10.2 ジッターのデフォーカス依存性

第3章の解析によればデフォーカスが存在するときの波面収差の差関数の variance は

$$K(s, \phi) = 4 H_{20}(s) W_{20}^2 \quad (10.2)$$

で与えられる。これより波形ひずみの RMS値は

$$\sigma = W_{20}^2 \left[\int_{-\infty}^{\infty} \{D_0(s, \phi) 2 \pi^2 s^2 / \lambda^2 4 H_{20}(s)\}^2 ds \right]^{1/2} \quad (10.3)$$

とかけ波面収差係数に quadraticに依存するので、ジッターはデフォーカスに対して、quadraticに変化することが予想される。電氣的バイアスを変化させデフォーカスを与え、ジッターを測定したところ、測定値は quadraticに増加し、又、シミュレーション計算値と良く一致した。RMS 波面収差 0.07λ に相当する波面収差： $W_{20}=0.25\lambda$ を与えたとき、⁽²⁾ジッター測定値は86ns増加する (Fig.10.1)。

10.3 デフォーカスに起因するジッターのその他の性質

10.3.1 デフォーカスと球面収差が共存するときのジッター

Primary の球面収差とデフォーカスが共存するときを考える。 $\beta \equiv W_{20}/W_{40}$ とおくと式 (3.44) より

$$\begin{aligned} K(s, \phi) / W_{40}^2 = & 4 H_{20}(s)\beta^2 + \{16 [H_{40}(s)+ H_{22}(s)] + 4 H_{20}(s) s^2 \} \beta \\ & + \{16 [H_{60}(s)+ 2 H_{42}(s)+ H_{24}(s)] \\ & + 8 [H_{40}(s)+ H_{22}(s)] s^2 + H_{20}(s) s^4 \} \end{aligned} \quad (10.4)$$

となる。これを式 (3.52) に代入して

$$\sigma^2 = W_{40}^4 \int_{-\infty}^{\infty} \{D_0(s, \phi) 2 \pi^2 s^2 / \lambda^2 K(s, \phi)\}^2 ds \quad (10.5)$$

$$= W_{40}^4 (a \beta^4 + b \beta^3 + c \beta^2 + d \beta + e) \quad (10.6)$$

をうる。ここに

$$a = \int_{-\infty}^{\infty} [\{D_0(s, \phi) 2 \pi^2 s^2 / \lambda^2 \}^2 16 H_{20}(s)^2 ds \quad (10.7)$$

$$\begin{aligned} b = & \int_{-\infty}^{\infty} [\{D_0(s, \phi) 2 \pi^2 s^2 / \lambda^2 \}^2 \\ & \times 8 H_{20}(s)^2 \{16 [H_{40}(s)+ H_{22}(s)] + 4 H_{20}(s) s^2 \} ds \end{aligned} \quad (10.8)$$

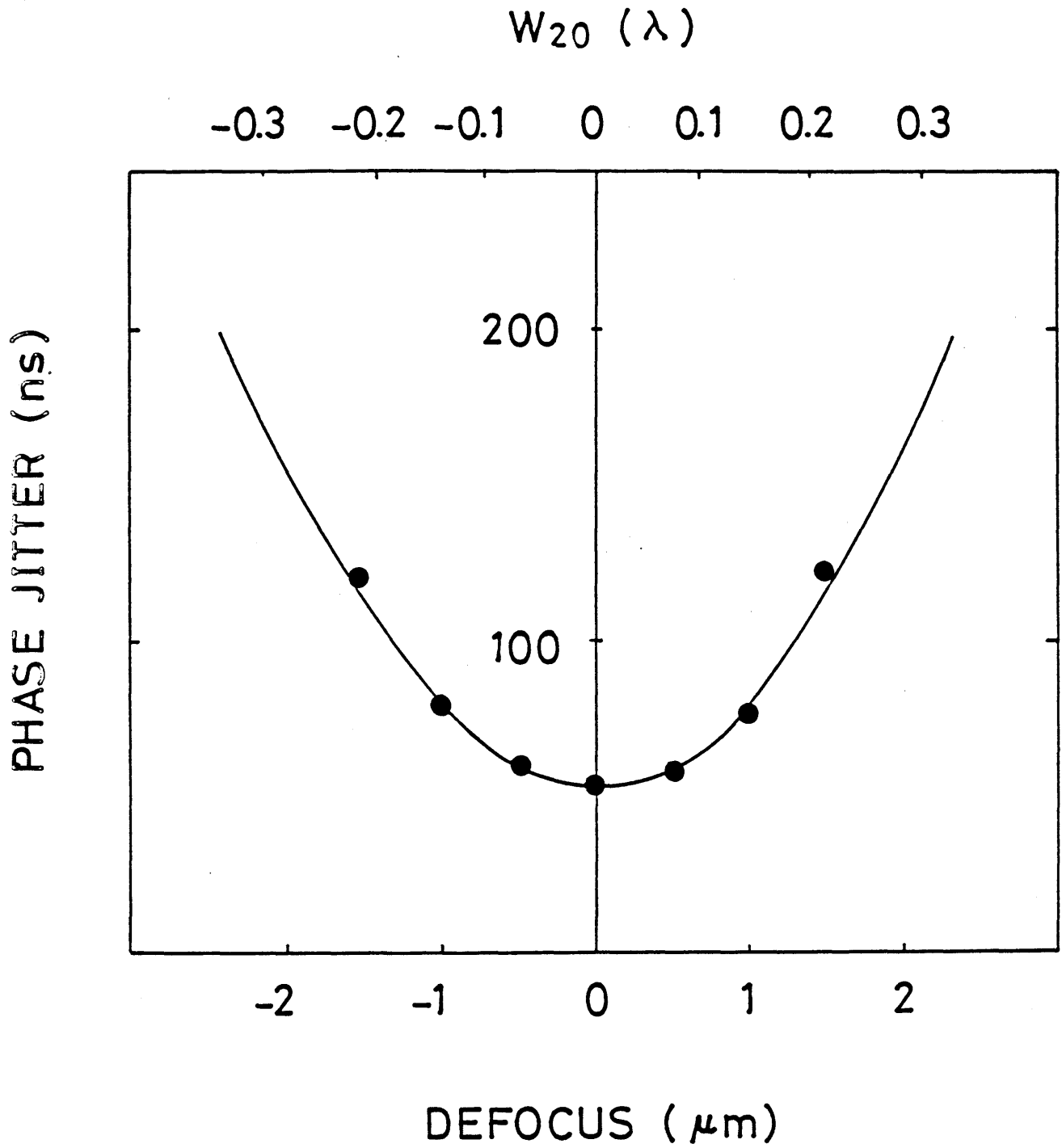


Fig. 10.1 Jitter as a function of defocus. Measured jitter is shown by (●) and calculated jitter is shown by a solid line.

$$\begin{aligned}
c = & \int_{-\infty}^{\infty} [\{ D_0 (s, \phi) 2 \pi^2 s^2 / \lambda^2 \}^2 \\
& \times \{ 8 H_{20}(s) \{ 16 [H_{60}(s) + 2 H_{42}(s) + H_{24}(s)] \\
& + 8 [H_{40}(s) + H_{22}(s)] s^2 + H_{20}(s) s^4 \} \\
& + 16 [H_{40}(s) + H_{22}(s)] + 4 H_{20}(s) s^2 \}^2 \} ds \quad (10.9)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
d = & \int_{-\infty}^{\infty} [\{ D_0 (s, \phi) 2 \pi^2 s^2 / \lambda^2 \}^2 \\
& \times \{ \{ 16 [H_{40}(s) + H_{22}(s)] s^2 + H_{20}(s) s^4 \} \\
& \{ 16 [H_{60}(s) + 2 H_{42}(s) + H_{24}(s)] \\
& + 8 [H_{40}(s) + H_{22}(s)] s^2 + H_{20}(s) s^4 \} \} ds \quad (10.10)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
e = & \int_{-\infty}^{\infty} [\{ D_0 (s, \phi) 2 \pi^2 s^2 / \lambda^2 \}^2 \\
& \times \{ \{ 16 [H_{60}(s) + 2 H_{42}(s) + H_{24}(s)] \\
& + 8 [H_{40}(s) + H_{22}(s)] s^2 + H_{20}(s) s^4 \}^2 \} ds \quad (10.11)
\end{aligned}$$

である。式 (10.7) ~ (10.11) の数値計算を実行すると相対値で $a=1$, $b=3.84$, $c=5.68$, $d=3.84$, $e=1$ となった。このとき

$$f(\beta) = a \beta^4 + b \beta^3 + c \beta^2 + d \beta + e \quad (10.12)$$

は $\beta = -0.97$ で極小となる。Fig.10.2は $y = f(\beta)$ をプロットしたもので、近似的には $f(\beta) = (\beta + 1)^4$ と表せることがわかる。

式 (10.4) ~ (10.11) の計算を check する意味で, Strehl definition を計算すると

$$\begin{aligned}
i = & \int_{-\infty}^{\infty} D_0 (s, \phi) 2 \pi^2 s^2 / \lambda^2 K (s, \phi) s ds \quad (10.13) \\
= & W_{40}^2 (a \beta^2 + b \beta + c) \quad (9.13)
\end{aligned}$$

となる。ここで改めて

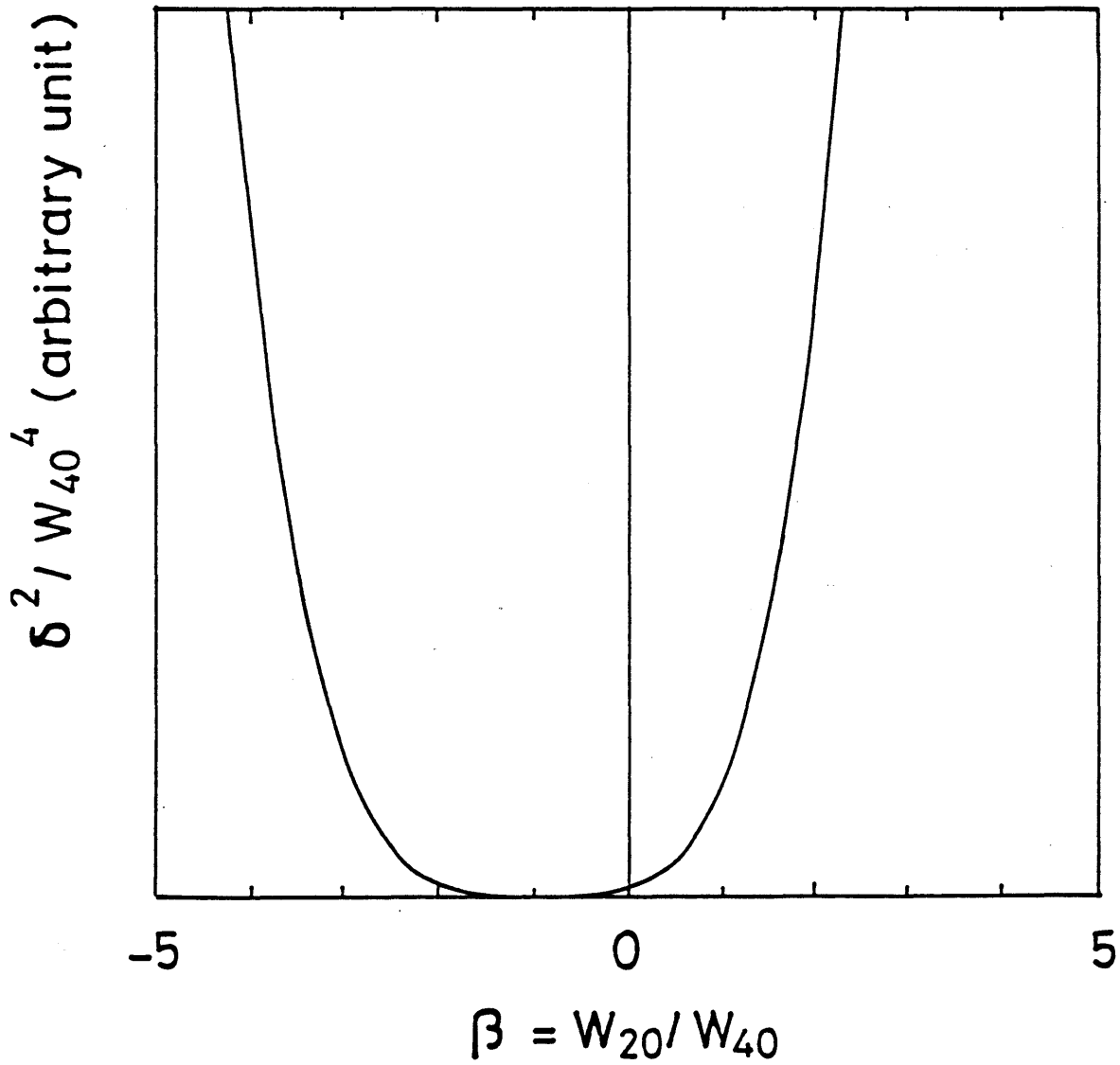


Fig. 10.2 RMS waveform distortion when primary spherical aberration and defocus exist.

$$a = \int_{-\infty}^{\infty} D_0(s, \phi) \frac{2\pi^2 s^2}{\lambda^2} 4 H_{20}(s) s ds \quad (10.14)$$

$$b = \int_{-\infty}^{\infty} D_0(s, \phi) \frac{2\pi^2 s^2}{\lambda^2} \{16 [H_{40}(s) + H_{22}(s)] + 4 H_{20}(s) s^2\} s ds \quad (10.15)$$

$$c = \int_{-\infty}^{\infty} D_0(s, \phi) \frac{2\pi^2 s^2}{\lambda^2} \{16 [H_{60}(s) + 2 H_{42}(s) + H_{24}(s)] + 8 [H_{40}(s) + H_{22}(s)] s^2 + H_{20}(s) s^4\} s ds \quad (10.16)$$

とおき直した。式 (10.14) ~ (10.16) の数値計算を実行すると相対値で $a=1$, $b=2.024$ となり, $\beta=-1$ で極小になることが確認された。

10.3.2 デフォーカスによるジッターの開口数依存性

開口数を0.45~0.53の範囲でかえて、ジッターのデフォーカス依存性を計算した (Fig. 9.3) 。デフォーカス $W_{20}=0$ のときのジッター、つまり符号間干渉によるジッターは開口数が大きい程小さいが、一定のデフォーカス W_{20} をあたえたときジッターは開口数が大きい程増加率が大きくなる。したがって、開口数の大きいレンズと小さいレンズで集光したときのジッターをくらべると、両者が等量のジッターをあたえるデフォーカス値が存在するはずである。図よりわかるように、開口数0.45~0.53の範囲では、デフォーカスが1.6 μm 以内であれば、開口数が大きいほどジッターが小さいことがわかる。しかし実際にはディスクの厚み誤差や光学系の光軸倒れにより発生する球面収差・コマの感度も考慮して開口数を選定すべきである。デフォーカス感度は式 (10.1) より $\sin^2 \alpha$ に比例して増加するが、球面収差は $\sin^4 \alpha$, コマは $\sin^3 \alpha$ に比例して増加するからである。

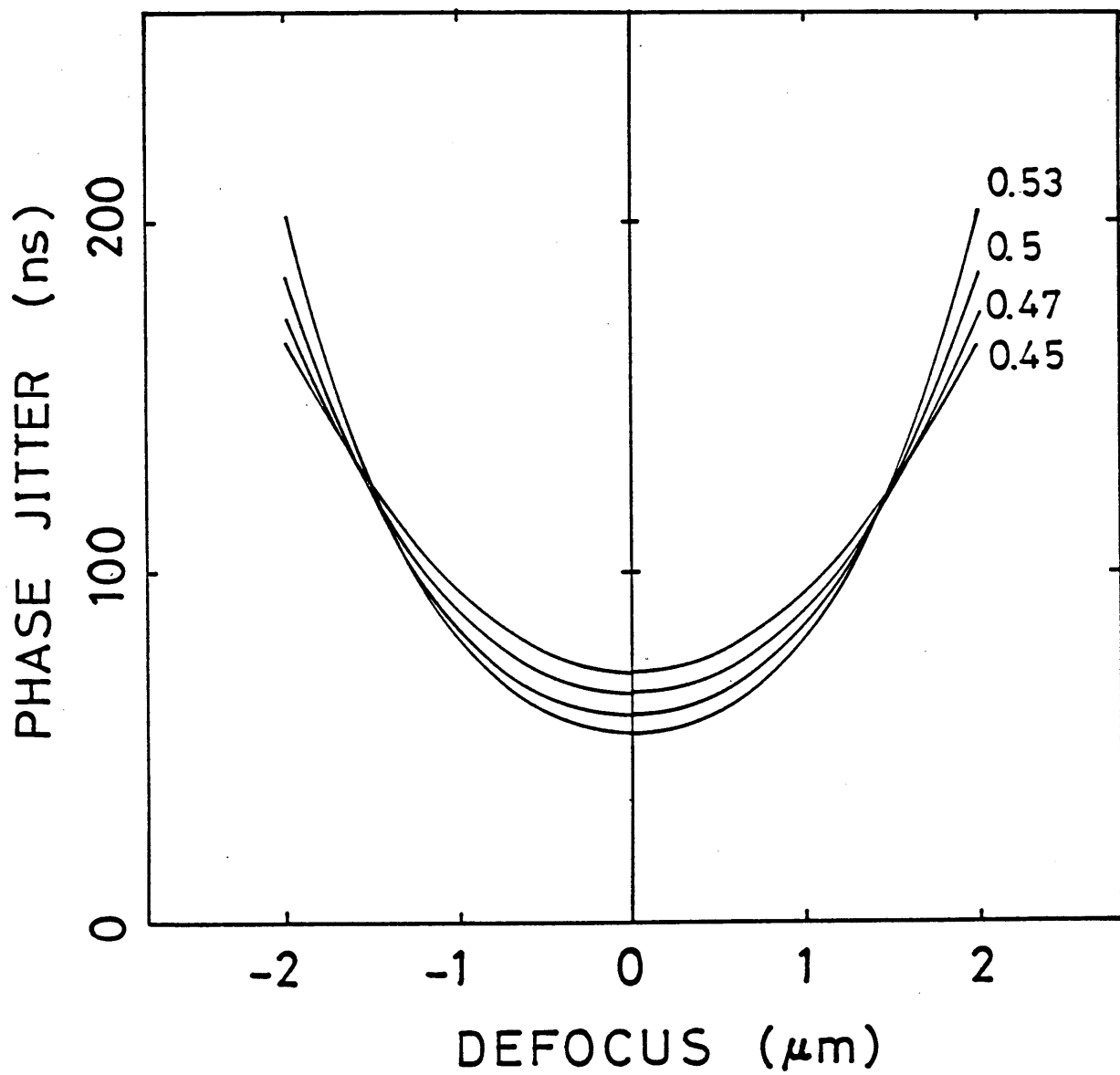


Fig. 10.3 Calculated jitter as a function of defocus, where the numerical aperture of lens is varied from 0.45 to 0.53.

10.4 まとめ

収差公式よりデフォーカスの波面収差係数は焦点移動量に比例する。第3章¹⁾定義した波形ひずみ RMS値はデフォーカスの波面収差係数に quadraticに依存する。ジッターのシミュレーション計算と実験値はよく一致し、焦点移動量に quadraticに依存した。Marèchal criterionに相当する 0.25λ のデフォーカスの波面収差係数を与えたときジッターの増加量は86nsであった。

Primary の球面収差が共存するときの波形ひずみの RMS値： σ のデフォーカス依存性を解析すると、 σ^2 は $\beta = W_{20} / W_{40}$ とすると、 $(\beta + 1)^4$ に近い4次関数となり、 $\beta = -0.97$ で極小となる。これは Strehl definitionが $(\beta + 1)^2$ に比例することに対比される。開口数0.45~0.53の範囲でジッターのデフォーカス依存性をしらべると、デフォーカスが $1.6 \mu\text{m}$ 以内であれば、開口数が大きいほどジッターが小さくなることがわかった。

第10章 文献

1. H.H.Hopkins, " Diffraction theory of laser read-out systems for optical video discs , " J. Opt. Soc. Am. 69, 4-24 (1979) .
2. 久保田重夫, " 光ディスクにおけるアイ・パターンのジッター解析 II : タンジェンシャル・コマ, ラディアル・コマ, デフォーカスの効果, " 光学 14, 137-139 (1985) .

CHAPTER 10 LIST OF FIGURES

FIGURE	PAGE
10.1 Jitter as a function of defocus. Measured jitter is shown by (●) and calculated jitter is shown by a solid line.	161
10.2 RMS waveform distortion when primary spherical aberration and defocus exist.	163
10.3 Calculated jitter as a function of defocus, where the numerical aperture of lens is varied from 0.45 to 0.53.	165

11.1 はじめに

前章まで光デジタル・ディスクの信号の無ひずみ再生の観点からジッターをクライテリオンに、波形ひずみを評価関数に選んで、光ディスク光学系の収差解析を行ってきた。第2章の考察によれば、波形ひずみは Abbe の正弦条件が崩れたとき発生する。ところで、従来の収差のクライテリオンを用いて波形ひずみを評価するのはどういう点で難しいのか、逆に、われわれが光ディスクの再生信号のクライテリオンとして取り上げた、そして、

Abbe の正弦条件が保証する、無ひずみ再生の条件の特質はどの辺にあるのか知りたい。そこで、まず、従来の収差のクライテリオンが構築されてきた歴史にたち戻って考察する。⁽¹⁾ 収差の影響を回折理論にもとずいて系統的に研究したのは Rayleigh で、光学系に許容される波面収差の最大値に関するクライテリオンである Rayleigh の $\frac{1}{4} \lambda$ 則を導いた。これは Rayleigh 自身のことばによれば、”波面のずれが $\frac{1}{4} \lambda$ を越えると、はっきりと有害といえる” というもので、3 次の球面収差を念頭において、回折像の中心光量が20%減少する波面の変形量を求めたものである。後世、その定義が拡大解釈され、恰も、波面収差の最大値について一般的に成り立つクライテリオンであるかのような認識がひろく普及した。しかしながら、点像の中心強度は波面の最大変形量のみならず、波面の形状、従って、収差の種類にも依存する。この事実に着目して点像の中心強度に対応する、より妥当性のあるクライテリオンを導いたのは Maréchal である。点像の中心強度が画像の輪郭や細部の識別⁽²⁾ 性 (Strehl は Definitionshelligkeit とよんだ) と関連することは既に Strehl が導いており、点像の中心強度と無収差光学系のガウス像点の強度の比を Strehl definition、或⁽³⁾ いは、Strehl intensity とよぶ。Maréchal は、当時 Duffieux らによってうち立てられつつあったフーリエ結像論の立場より、Strehl definition を画像のコントラストの平均値を表す評価量として位置づけ、参照球面の中心における点像強度と波面の参照球面からのずれの関係を導き、Strehl definition $i \geq 0.8$ に対応する root mean square (RMS) ⁽⁴⁾ 波面収差 $\lambda/14$ を回折限界の光学系の収差のクライテリオンとして提案した。

(5)

一方, Abbe, Rayleighを先駆とするフーリエ結像論は(第2章参照), 前述の Duffieux
ら解析により像形成が二段階のフーリエ変換の過程として数学的に認識されるに至って,
通信理論との結びつきが明確化され, 結像系を帯域制限された線形フィルターとして取り
扱う OTF理論へと発展した。ところで, Hopkins は OTFを波面収差関数の自己相関より計
算する公式を導き, OTF の光学的意義を再認識させたことで知られる。OTF は他の光学系
の諸量を誘導することができる基本量であるので, 光学理論計算においてHopkins の公式
は極めて有用である。

本章ではStrehl definition にもとづく回折限界の光学系の収差のクライテリオンであ
るRayleighの $\frac{1}{4}\lambda$ 則とMarèchal criterionを比較するなかで評価関数のもつ一般的な意義
について考察する。ところでMarèchalが用いた Strehl definitionは OTFの周波数空間に
占める体積に比例し, 佐柳はこれをinformation volumeとよんだ。よって Strehl
definitionは画像の平均的レスポンスを与えると同時に, 光学系により伝達される情報量
の保存性を表現する。一方, 第3章で与えた評価関数, 波形ひずみのRMS値は光ディスク
の原信号と再生信号の差の RMS値で定義されるが, このような量は Linfootによれば画像
の忠実な再現性, 即ち, image fidelity を表現する量であって, Strehl definitionと
は異なる範疇に属する評価量とされる。われわれはさらに波形ひずみと収差の解析的關係
にまで立ち入って解析を行ない, 光ディスク上でピットの位置と長さでコード化された情
報が, ピット長とその配列の如何によらず, 忠実に信号再生される条件としてアプラナテ
ィズムが要求されることを導いた。従って, 波形ひずみという評価量は Abbe の正弦条件
を収差の関数として OTFを用いて具体化したものといえる。

11.2 参照球面の中心における点像強度と波面の変形の関係

始めに式(3.8)で与えた点像振幅分布の式を用いて Strehl definitionの評価を行な
う。式(3.8)の導出に当たって, 正準座標系を式(3.2), (3.5)で定義した。いま,
参照球面を波面に最小二乗法的に適合する球面にえらぶと, 参照球面の中心で点像の強度

は最大になり、無収差光学系のガウス像点における強度で正規化した点像の中心強度は

$$\begin{aligned} i &= 1/\pi^2 | F(0,0) |^2 \\ &= 1/\pi^2 \left| \iint_S f(x',y') dx' dy' \right|^2 \end{aligned} \quad (11.1)$$

となる。ここで、瞳関数 $f(x',y')$ は参照球面の一部を占める射出瞳 S 上で定義される。いま、一様入射を仮定すると、波面に最小二乗法的に best fit する参照球面よりの波面のずれ、即ち、波面収差を Φ とおぐとき、

$$f(x',y') = \exp [i2\pi/\lambda \Phi(x',y')] \quad (11.2)$$

とかける。このとき、Strehl definition は

$$\begin{aligned} i &= 1/\pi^2 \left| \iint_S \exp [i2\pi/\lambda \Phi(x',y')] dx' dy' \right|^2 \quad (11.3) \\ &\approx 1/\pi^2 \left| \iint_S [1 + i2\pi/\lambda \Phi + \frac{1}{2}(i\Phi)^2] dx' dy' \right|^2 \\ &\approx \left| 1 + i2\pi/\lambda \langle \Phi \rangle - \frac{1}{2} \langle \Phi^2 \rangle \right|^2 \\ &\approx 1 - (2\pi/\lambda)^2 [\langle \Phi^2 \rangle - \langle \Phi \rangle^2] \end{aligned} \quad (11.4)$$

と表すことができる。ここで $\langle \rangle$ は射出瞳 S 上での平均を表す。一方、式 (11.3) より以下の不等式が成り立つ。

$$i \geq 1/\pi^2 \left| \iint_S \cos [2\pi/\lambda \Phi(x',y')] dx' dy' \right|^2 \quad (11.5)$$

$$\geq 1/\pi^2 \left| \iint_S [1 - \frac{1}{2}(2\pi/\lambda)^2 \Phi^2] dx' dy' \right|^2 \quad (11.6)$$

$$\approx [1 - (2\pi/\lambda)^2 \langle \Phi^2 \rangle]^2. \quad (11.7)$$

ここで参照球面を波面の最小二乗法的な best fit 球面に選んだので $\langle \Phi \rangle = 0$ であるから、variance: $\Delta \Phi \equiv \langle \Phi^2 \rangle - \langle \Phi \rangle^2 = \langle \Phi^2 \rangle$ とかける。ところで Maréchal はクライテリオンの導出に式 (11.7) を用いたとされるが、計算結果を検討すると式 (11.4) を用いているとおもわれる。また、波面収差を Zernike の直交多項式をもちいて展開するときには、variance: $\Delta \Phi$ は Zernike 係数の二乗和の形であらわされるから、式 (11.4) の形式の方が扱いに便利である。さらに両者の差は実用的には無視できるとされているが、精度上は式 (11.7) の方が良く、事実、5 % 程度の違いがあり、混用するのは好ましくないので以下に整理する。

まず、式 (11.4) を用いて $i \geq 0.8$ に対応する RMS 波面収差、variance を求めると、

$$|\Delta \Phi| \leq 0.0712 \lambda = \lambda / 14 \quad |\Delta \Phi|^2 \leq \lambda^2 / 200 \quad (11.8)$$

(6)
である。ところで、Hopkins は式 (11.7) を用いて $i \geq 0.79$ に対応する RMS 波面収差、variance を求め、

$$|\Delta \Phi| \leq 0.0745 \lambda \quad \text{或いは、} \quad |\Delta \Phi|^2 \leq \lambda^2 / 180 \quad (11.9)$$

を導いた。各収差について式 (11.8) 及び (11.9) のクライテリオンを各々満たす波面収差値をしらべ、Table 11.1 で比較対照した。この表より、Rayleigh の $\frac{1}{4} \lambda$ 則が、Strehl definition: $i \geq 0.8$ に適合するのは、3 次の球面収差のみの場合か、デフォーカスのみの場合であり、Maréchal criterion の方が Strehl definition にもとづくクライテリオンとしてより妥当性があることが確認される。

一般に、光学系のクライテリオンとは収差の許容値を光学系の特性を何らかの物理量に照らして決める基準であるといえる。(7) これに収差の関数としての具体的な表現を与えたものを光学系の評価関数とよぶ。たとえば、Strehl definition の variance による近似式 (11.8)、(11.9) は評価関数の一例である。ところで、

Table 11.1 Wavefront aberrations in diffraction limited system

aberration	$v = 0.0712 \text{ RMS } \lambda$	$v = 0.0745 \text{ RMS } \lambda$
spherical	$W_{60} = 3.77 \lambda$	$W_{60} = 3.94 \lambda$
aberration	$3.75 \lambda \text{ (M.)}$	$4. \lambda \text{ (H.)}$
	$W_{40} = 0.96 \lambda$	$W_{40} = 1. \lambda$
	$0.95 \lambda \text{ (M.)}$	$1. \lambda \text{ (H.)}$
	$0.94 \lambda \text{ (B.W.)}$	
		(with optimun defocus)
	$W_{40} = 0.24 \lambda$	$W_{40} = 0.25 \lambda$
		(without defocus)
coma	$W_{51} = 2.46 \lambda$	$W_{51} = 2.58 \lambda$
	$2.5 \lambda \text{ (M.)}$	
	$W_{31} = 0.60 \lambda$	$W_{31} = 0.63 \lambda$
	$0.6 \lambda \text{ (M.)}$	$0.63 \lambda \text{ (H.)}$
astigmatism	$W_{22} = 0.35 \lambda$	$W_{22} = 0.365 \lambda$
	$0.34 \lambda \text{ (M.)}$	$0.35 \lambda \text{ (H.)}$
	$0.35 \lambda \text{ (B.W.)}$	
defocus	$W_{20} = 0.247 \lambda$	$W_{20} = 0.258 \lambda$
	$0.25 \lambda \text{ (M.)}$	$0.25 \lambda \text{ (H.)}$

Where, M. →Marechal, B.W.→Born and Wolf and H. →H.H.Hopkins.

Rayleigh criterionも波面の最大変形量 (p-p 値) を評価関数とする基準であるが、波面の最大変形量が一定でも、収差の種類によって Strehl definition の値は異なることから明らかなように、評価の基準となる物理量がかわれば収差の許容値もかわりうる。したがって、全ての目的に対して有効な普遍的な評価関数が本当に存在するのかどうか疑わしい。それよりも個別の目的に応じて最適な評価関数を考案すべきである。

11.3 Strehl definition の波形ひずみの評価関数としての限界性

Maréchalの着目した点像強度分布は結像系をアイソプラナティック系とみたときのインパルス応答で、そのフーリエ対である OTFとともに、インコヒーレント光学系の結像にかんする性質を完全に記述する関数である。ところで一般に物理的な評価量は単一のパラメータで記述されることが望ましいので、点像についてはその (1) 中心強度 (Strehl definition) , (2) エンサークルド・エネルギー, (3) 半値幅を代表値に選んで評価するが、実は、点像のもつ全ての情報を一つのパラメータから引き出すことは難しい。いま、射出瞳の面積をA とし、空間周波数空間の直交座標を (s, t) とするとき、点像強度分布はOTF : D (s, t) の逆フーリエ変換

$$| F (u, v) |^2 = 1/A \iint_{-\infty}^{\infty} D (s, t) \exp [i 2\pi (su + tv)] dsdt \quad (11.10)$$

により与えられる。これよりStrehl definition は

$$i = 1/A \iint_{-\infty}^{\infty} D (s, t) dsdt \quad (11.11)$$

となる。ところで式 (11.10) の左辺は実関数であるから、実関数のフーリエ変換である D (s, t) はエルミート対称となり、

$$D (-s, -t) = D^* (s, t) \quad (11.12)$$

が成り立つ。これを、空間周波数座標として極座標 (s', ϕ') を用いて表示すると、
 $D(s', \phi' + \pi) = D^*(s', \phi')$ であるから、

$$\begin{aligned} i &= 1/A \iint [D(s', \phi') + D^*(s', \phi')] s' ds' dt' \\ &= 2/A \iint \text{Re}[D(s', \phi')] s' ds' dt' dsdt \quad (11.13) \end{aligned}$$

となり、Strehl definition はOTF : $D(s', \phi')$ の実数部の全空間周波数空間にわたる平均値ということになり、画像のコントラストの保存性を評価する量である。ところでOTFの虚数部はPTFを $\theta(s', \phi')$ とするとき、 $\text{Im}[D(s', \phi')] = |D(s', \phi')| \sin \theta(s', \phi')$ で与えられ、ここで、 $\theta(s', \phi') = 2\pi/s \bar{v}(s', \phi')$ であった。第3章の解析では波面収差の差関数の平均値 \bar{v} は非対称収差があると発生し、波形ひずみにおおきな影響を与えることが導かれた。然るに、式(11.13)によれば、PTF : $\theta(s', \phi')$ がStrehl definition に与える影響は二次の微小量であるから、逆に、Strehl definition は波形ひずみの評価には適さないといえる。

11.4 像の再現性に関するクライテリオンとしての Abbe の正弦条件、 波形ひずみ、Linfoot の image fidelity の関係

第2章で確認したように、光ディスクシステムは原理的に走査光学系であってコンボリューション定理で記述されるが、一方、DuffieuxによればAbbeの正弦条件はコンボリューション定理の前提となるアイソプラナティック条件に同義である。われわれは第3章で波形ひずみのRMS値という評価関数を導入し、正弦条件に則した無ひずみ再生のに関するクライテリオンを具体的な波面収差の関数として表示することができた。波形ひずみの概念⁽⁹⁾はジッターを誘導するため導き出されたものであるが、かつてLinfootにより、後年、木下⁽¹⁰⁾らにより二次元画像情報の相似性の評価量として提案されたことがある。第3章に定義

した波形ひずみ

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Delta g(x)^2 dx = \int_{-\infty}^{\infty} [g(x) - g_0(x)]^2 dx \quad (11.14)$$

は OTF の理想的 OTF との差の二乗積分の形式をとり、Strehl 型の、或いは information volume 型の評価関数とは異なる範疇に属する。Linfoot によれば結像系に対する要求には本質的に相容れない 2 つの範疇があり、ひとつは Shannon の情報理論にもとづく "the greatest possible discriminating power, which gives as much information as possible out of the object viewed" であり、もうひとつは "degree of similarity between image and object" に関するもので、単一の figure of merit で全ての応用範囲をカバーすることはできないとしている。

Linfoot は理想的な像の強度分布 $E_o(x, y)$ と実際の像の強度分布 $E_i(x, y)$ を用いて以下の三つの評価量を定義した。

(1) image fidelity :

$$\Phi = 1 - \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [E_o(x, y) - E_i(x, y)]^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_o(x, y)^2 dx dy} \quad (11.15)$$

(2) relative structure content :

$$T = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_i(x, y)^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_o(x, y)^2 dx dy} \quad (11.16)$$

(3) correlation quality :

$$Q = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_o(x, y) E_i(x, y) dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_o(x, y)^2 dx dy} \quad (11.17)$$

これらの量の間には

$$Q = (T + \Phi) / 2 \quad (11.18)$$

の関係が成り立つ。いま $E_o(x, y)$ の空間周波数スペクトラムを $F_o(s, t)$ とするとき、
 OTF: $D(s, t)$ を用いて、 $E_i(x, y)$ の空間周波数スペクトラムは $D(s, t) F_o(s, t)$
 とかけるから、パーセバルの定理を用いて relative structure content は

$$T = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} |D(s, t) F_o(s, t)|^2 ds dt}{\iint_{-\infty}^{\infty} |F_o(s, t)|^2 ds dt} \quad (11.19)$$

と表すことができる。いま $|F_o(s, t)|^2 = \text{一定}$ とすると、

$$T = \iint_{-\infty}^{\infty} |D(s, t)|^2 ds dt \quad (11.20)$$

であるから、relative structure content は Strehl definition (11.11)、或いは、
 information volume に類似する評価量である。さらに、OTF: $D(s, \phi)$ の 2乗を用いた
 一次元の評価関数としては Schade の等価帯域幅

$$N_e = \int_{-\infty}^{\infty} |D(s, \phi)|^2 ds \quad (11.21)$$

(11)
 がある。

さて Linfoot は相似性の概念を具体化するに際し、再生像と原画像の差の RMS 値に
 mapping error という用語を与えているが、まず、image fidelity: Φ は mapping error
 そのものを評価する量である。一方、relative structure content (11.16): T は
 mapping error に鈍感であり、correlation quality (11.17): Q の mapping error に
 対する感度は、式 (11.18) より T と Φ の中間である。Linfoot が Strehl definition と
 は異なる型の評価関数を提唱した点については評価できるが、残念なことに、image
 fidelity と収差の関係についてそれ以上立ち入った解析がなされていない。

一方、木下らは画面内の一点に対応するレスポンス関数 $R(\nu)$ を評価するため、理想状態のレスポンス関数 $R_0(\nu)$ からの距離

$$d = \left[\int_0^\infty \{ R(\nu) - R_0(\nu) \}^2 d\nu \right]^{1/2} \quad (11.22)$$

を定義し、デフォーカスや球面収差の関数として数値計算を行っているが、テレビ用レンズを対象に考えて、主として低空間周波数の領域の評価をおこなっている。

11.5 Abbeの正弦条件に則した、信号の無ひずみ再生の 評価関数としての波形ひずみの RMS値

デジタル信号処理系のように二値化された情報を扱うシステムでは、全ての情報はクロックに同期した時系列で記述され、そのようなシステムではクロックに対するタイミングが最も重要である。光デジタルディスク・システムにおいても情報はピットの位置と長さとその配列でコード化されており、これを如何に正確に復元するかが重要であって、その誤差はジッターとよばれる。ジッターは第3章で定義した波形ひずみの統計的な関数であり、波形ひずみはかつて Linfootの定義した image fidelity を一次元化した概念である。これは Linfootによれば情報のmappingに関する相似性を表現し、Strehl definition等の情報量の保存則に関係する量とは異なる範疇に属する。従って、ジッターあるいは波形ひずみを評価量に選ぶと、Strehl definition を評価量にして導いたMarèchal criterionとは異なる型のクライテリオンが誘導される可能性が予測された。

第3章ではOTFを用いて波形ひずみを収差の関数として展開し、光学的ジッターと収差の explicit な関係

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} D_0(s, \phi)^2 \left[\{ 2\pi s / \lambda \bar{v}(s, \phi) \}^2 + \{ 2\pi^2 s^2 / \lambda^2 K(s, \phi) \}^2 \right] ds \quad (11.23)$$

を得た。これより波形ひずみのRMS 値 σ を定義すると、 σ は波面収差の差関数の variance K と平均値 \bar{v} の二乗和で、一般に、variance は波面収差係数の 2次形式で、平均値は波面収差係数の 1次形式で記述できるから、 σ は波面収差係数の 4次関数の平方根に比例することになる。しかし primary aberration に限定すれば σ はよい近似で波面収差係数に quadratic に依存する。また、式 (11.23) を検討すると波形ひずみの RMS 値は PTF：
 $\theta (s, \phi) = 2\pi s / \lambda \bar{v} (s, \phi)$ を MTF と同等に評価しているので、Strehl definition で PTF が MTF に比べて二次の微小量であった点との差異はあきらかである。

ピットの長さや位置とその配列が電気信号上に正確に mapping されたかどうか判定する新しい評価関数”波形ひずみのRMS 値” σ は光ディスク・システムに、従来の Marèchal criterion とは異なる新しい収差のバランスを要請するものである (Table 11.2)。
 Marèchal criterion に対応する波面収差係数のうち primary aberration に関するものを代入したところ、収差の種類と収差の方位によって評価関数 σ は異なる値をとり、タンジェンシャル・コマ ($\phi = 90^\circ$) が存在するとき σ は最大となった。ここで、 ϕ は光学系のサジタル方向とディスクのスキャン方向のなす方位角である。この最大値で規格化すると、球面収差が存在するとき σ は 0.7、デフォーカスに対して 0.6、ラディアル・コマ ($\phi = 0^\circ$) に対して 0.4 となった。この評価関数の特徴は非対称収差の場合、光学系のサジタル方向とディスク・スキャン方向のなす角 ϕ によって、 σ の値が 1~0.4 の間で変化することである。

これは Strehl definition を始めとする評価関数が

$$E = \iint_{-\infty}^{\infty} D_0 (s, \phi) M (s, \phi) s ds d\phi \quad (10.20)$$

のように relative modulation: $M (s, \phi) \equiv D (s, \phi) / D_0 (s, \phi)$ に重み関数 $D_0 (s, \phi)$ をかけて全空間周波数 s 、全方位 ϕ にわたって積分しているのに反して、 σ は

$$\sigma^2 = \iint_{-\infty}^{\infty} D_0 (s, \phi)^2 |1 - M (s, \phi)|^2 ds. \quad (10.21)$$

のように $|1 - M(s, \phi)|^2$ に重み関数 $D_0(s, \phi)^2$ をかけて走査方向に平行な空間周波数軸に沿って積分する一次元の評価量であることによる。

しかしまた、評価関数 σ は一次元の評価関数であるため、非点収差が存在しても最適デフォーカスを与えることによってつねに $\sigma = 0$ にすることができた。実際には非点収差が大きいとスポットはトラックにたいして横長となったとき、隣接トラックを跨ぐことによってクロス・トークに起因するジッターが発生する。

このような例外はあるが、新しい評価関数 σ は光学的ジッターのもつほとんど全ての特徴を記述するのに成功している。これらの結果を踏まえて、光学的ジッターをクライテリアとする光デジタルディスク・システムにおける信号の無ひずみ再生のための光学条件は、アプラナティック条件が厳密に達成されていることであると結論づけられる。この結論は Abbe が顕微鏡の結像の無ひずみ性の条件として、幾何光学的に導いた正弦条件に則したものである。

aberration		σ	ΔJ p-p	ΔJ rel
W_{40}	1λ	0.7	125	0.74
W_{31} (tan)	0.63	1.	170	1.
	(rad)	0.4	60	0.35
W_{22}	0.34	0.	—	—
W_{20}	0.25	0.6	85	0.5

Table 11.2 Wavefront aberrations, root mean squared waveform distortions, calculated jitters and their normalized values.

11.6 まとめ

デジタル信号処理系では、二値化された情報は全てクロックに同期した時系列として扱われる。光デジタルディスクにおいては、ピットの長さや位置とその配列で情報がコード化されているので、これらが正確に電気信号上に転写されること、つまり信号の無ひずみ再生が肝要である。光学系の結像における無ひずみ性を最初に追求したのは第2章にのべたように Abbe であって、物点を発する任意の光束が、通過するレンズの開口上の位置によらず一定の像点上に結像するためには、正弦条件がなりたつことが必要なことを導いた。正弦条件は倍率の一定性、空間周波数の再現性、エネルギー保存性のほか、走査光学系の再生信号をコンボリューション定理を用いて記述するための前提となる物点の変位に対する像点の変位の無ひずみ性、即ち、アイソプラナティック条件が成り立つことを保証する。像点の変位の無ひずみ性は、同時に、光ディスク回折光の1次光の0次光に対する位相差の変化の同等性を保証するから、光ディスクの信号再生の基本原則に極めて密接した関係にある。ところで Abbe の正弦条件は結像における最も基本的な条件であるにもかかわらず、広義の無ひずみ再生を評価する良い評価関数がなく、従って、具体的な収差の関数としての表現が与えられていなかった。

本章では、まず、Strehl definition をベースとする代表的な収差のクライテリオンである、Rayleighの $\frac{1}{4}$ 則とMarèchal criterionを比較し、一般に、光学系のクライテリオンとしての要件と何かを考察した。クライテリオンとは収差の許容値を何らかの物理量に照らしてきめる基準であり、これに収差の関数としての具体的な表現を与えたものを評価関数とよぶ。基準となる物理量に評価関数は依存するから、全ての目的に有効な不変性を求めるより、個別の目的に焦点を合わせて最適化すべきであることを確認した。ところで、Strehl definitionはOTFの実数部の平均値であるから、OTFのargumentであるPTFのStrehl definitionに及ぼす影響は二次の微小量である。一方、Linfootの定義したimage fidelityは原画像と再生像の差のRMS値でmapping errorに敏感な量とされる。

われわれはデジタル信号の品質を決めるものはタイミングの精度にあるとの認識から、

ジッターが最も重要な評価量であり、ジッターを誘導するための関数として波形ひずみを定義した。波形ひずみは原信号であるディスク上のビットと再生信号の差で定義され、ジッターは波形ひずみの統計的な関数になる。具体的には両者の RMS値が比例関係にある。従って、波形ひずみのRMS 値は形式的には Linfootのimage fidelityを一次元化したものになっている。Abbe の正弦条件を収差の関数として具現化すべき評価量として波形ひずみのRMS 値を選び、これを OTFをもちいて収差の関数として展開することにより、

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} D_0^2 [\{ 2\pi s / \lambda \bar{v}(s, \phi) \}^2 + \{ 2\pi^2 s^2 / \lambda^2 K(s, \phi) \}^2] ds$$

の表現をえた。これより波形ひずみの RMS値 σ は PTFに比例する波面収差の差関数の平均値 \bar{v} と、MTFに比例する差関数の variance K の二乗和の関数になり、この点がStrehl definition と大いにことなるところである。即ち、波形ひずみの RMS値 σ を用いて、Strehl definition $i=0.8$ を与える球面収差・コマ・非点収差・デフォーカスのジッターに与える影響を評価すると、タンジェンシャル・コマの影響が最大で、これで規格化すると、球面収差の影響は 0.7、デフォーカスの影響は 0.6、ラディアル・コマの影響は 0.4 となった。非点収差は光ディスクを一次元の走査光学系として扱うモデルでは理論上ジッターに影響を与えない。従って、ジッターあるいは波形ひずみに最も顕著な影響を及ぼすのはコマと球面収差であって、無ひずみ再生に関する Abbe の正弦条件の要請によく一致することがわかった。

第11章 文献

1. J.W.Strutt, Scientific Papers of Lord Rayleigh I (Dover, N.Y. 1964) ,
cited in W.B.Wetherell,1980.
2. K.Strehl, Z. Instrumentenk. 22, 213 (1902) cited in Born and Wolf,1975.
3. P.M.Duffieux, L'Intégrale de Fourier et ses Applications à l'optique
(Masson Ed., Paris 1970) , [フーリエ変換とその光学への応用 (辻内順平訳,
共立出版, 1977)] .
4. A.Marechal, Rev. d'Optique 26, 257 (1947) ; "Optical Image Evaluation, "
NBS Circular 526, 9-22 (1954) .
5. E.Abbe,Archiv., Mikroskopische Anat. 9 413 (1873) .
6. H.H.Hopkins, "The use of diffraction-based criteria of image quality in
automatic optical design, " Opt. Acta 13 343-369 (1966) .
7. 小瀬輝次, フーリエ結像論 (共立出版, 1979) ,p-200.
8. 佐柳和男, "写真レンズの Information Volume (I) ~ (IV) , 応用物理, 25
189,193,443,449 (1956) .
9. E.H.Linfoot, "Transmission Factors and Optical Design, " J. Opt. Soc. Am.
46, 740-752 (1956) .
10. 木下幸次郎, 竜岡静夫, "周波数空間における距離によるレンズの評価, " 応用物理,
32 692-697 (1963) .

11. O.H.Schade, J. Soc. Motion Pict. Telev. Eng. 64, 593 (1955) .
12. Y.Itoh, " Diffraction-Based Merit Function as a Quadratic Form of Aberration Coefficients. " J. Opt. Soc. Am. 61, 302-307 (1971) .

CHAPTER 11 LIST OF TABLES

TABLE	PAGE
11.1 Wavefront aberrations in the diffraction limited system	173
11.2 Wavefront aberrations, root mean squared waveform distortions, calculated jitters and their normalized values.	180

12.1 はじめに

光ディスクで用いられる対物レンズは比較的大きい開口数 ($NA=0.45\sim 0.6$) をもち、10章にのべた電磁デバイスによりレンズ光軸と入射光束の光軸の平行度を保ちつつ、光軸方向、光軸に垂直な方向に駆動されるが、それでも一定の視野内で無収差に近いスポットをつくる必要がある。たとえば、twin spots法のトラッキング・サーボを用いる場合には、すくなくとも $20\sim 30\mu\text{m}$ の像高を確保する必要がある、またレンズの取り付け時の角度誤差を考慮するとすくなくとも 1° 程度の画角が必要である。したがって、この範囲で軸外性能が軸上性能と同等であることが必要である。そのためには、レンズは球面収差とコマが同時に良好に補正されている、つまりアプラナティックでなければならない。⁽¹⁾アプラナティズムの概念は、Abbeが顕微鏡の倍率を、物点を発する光束が通過する瞳の位置によらず一定に保つための、いわゆる正弦条件として初めて導いた。さらに、ジッター解析の帰結より、光デジタルディスクの信号の無ひずみ再生をおこなうためには、光学系がアプラナティック条件を満足することが必要である。ところでPrinciples of Opticsによれば、一般に2収差を完全に補正するには2面の非球面が必要であるとされているが、⁽²⁾本論文では3次収差解析を用いて単玉レンズをアプラナティック化するための条件を導く。3次収差解析から導かれる条件はアプラナティック化するための必要条件にほかならないが、一般に高次収差はより低次の収差の関数であるから、低次収差が補正されないかぎり完全アプラナティック化はありえない。さらに、非球面レンズは非球面間に偏芯があるとコマが発生するのが製造上注意しなければならない問題である。そこで、3次の偏芯収差⁽³⁾公式を応用して偏芯収差の小さい非球面レンズを設計する条件について検討する。

さて、われわれは光ディスク用アプラナティック非球面プラスチックレンズを開発した。^{(4)~(7)}このレンズの良好な軸上性能、比較的ひろい視野、大きい製造公差は両面非球面設計によるところが大きい。^{(8), (9)}開発されたアプラナティック非球面レンズの断面図をFig.12.1に示し、

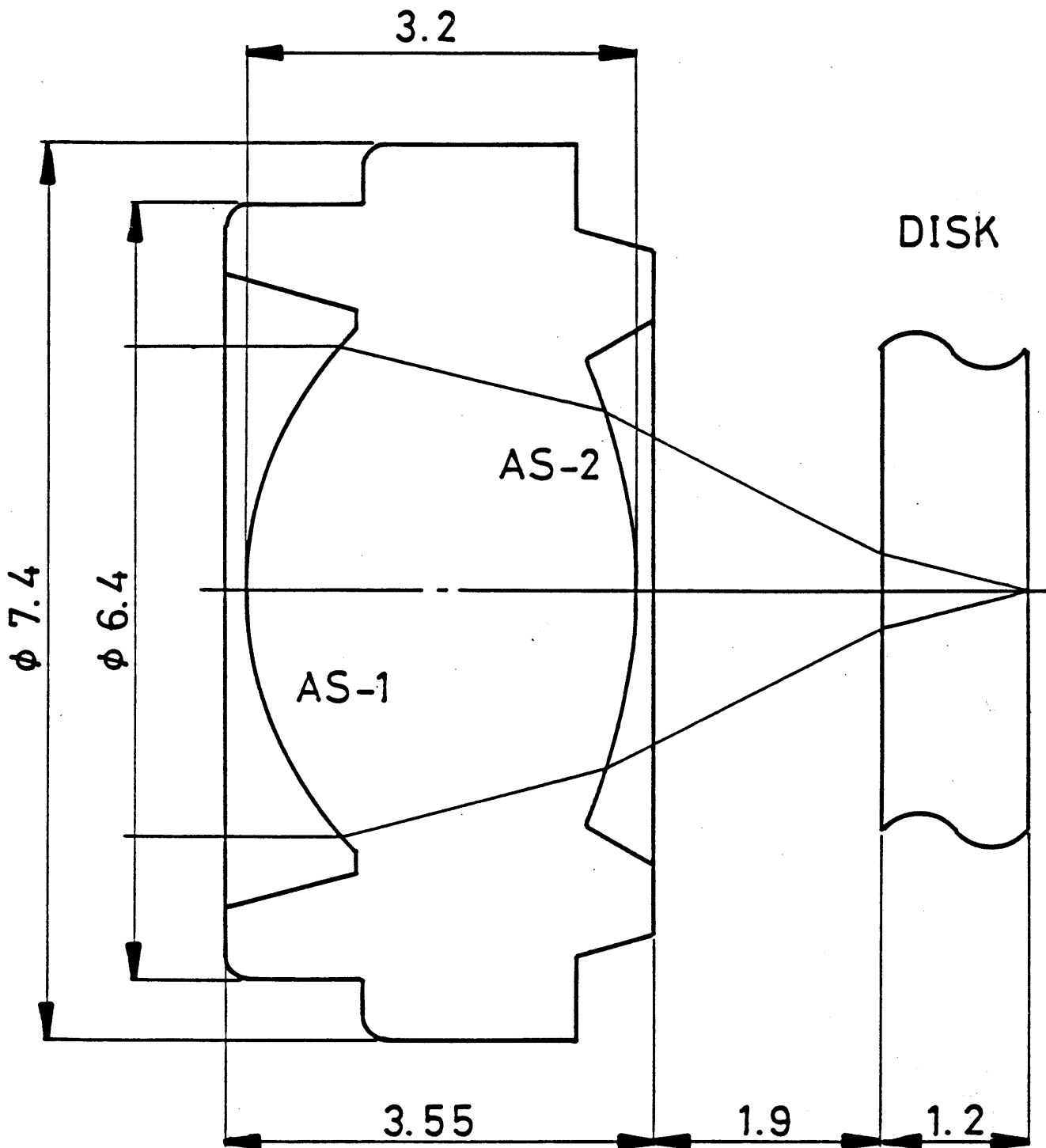


Fig. 12.1 Cross section of a plastic aplanatic biaspheric lens for use with optical disks.

このレンズを搭載したコンパクトディスク (CD) 用ピックアップの光路図をFig. 12.2 に示す。成型されたレンズのRMS 波面収差をレーザー干渉計で評価したところ 0.03~0.05 λ ($\lambda=633\text{nm}$) であった。CD用対物レンズに要求される一般的な仕様をTable 12.1に示す。

12.2 3次収差解析による単玉非球面レンズのアプラナティック化の条件

単玉非球面レンズをアプラナティック化するための条件を3次収差解析より導く。いま球面収差、コマの目標値を設定し、これらを各面における球面と非球面の収差への寄与の和の形に書きくだと以下のようなになる。

$$SC = SCs1 + SCa1 + SCs2 + SCa2 \quad (12.1)$$

$$CC = CCs1 + CCs2 + CCa2 \quad (12.2)$$

$$\frac{CCs \mu}{SCs \mu} = \frac{i \mu (\text{chief})}{i \mu (\text{marg})} \quad (12.3)$$

$$\frac{CCa \mu}{SCa \mu} = \frac{Y \mu (\text{chief})}{Y \mu (\text{marg})} \quad (12.4)$$

但し、絞りを第一面におくものとする。

ここで式 (12.1) , (12.2) におけるsuffix:s は球面からの寄与, suffix:a は非球面からの寄与をあらわし, SC,CC は各々球面収差, コマへの寄与であることを示す。式 (12.3) , (12.4) は球面と非球面の収差への寄与に関して成り立つ一般的な関係式で, μ は面番号を表す。とくに式 (12.4) は非球面の, 球面収差とコマへの寄与の比を与える

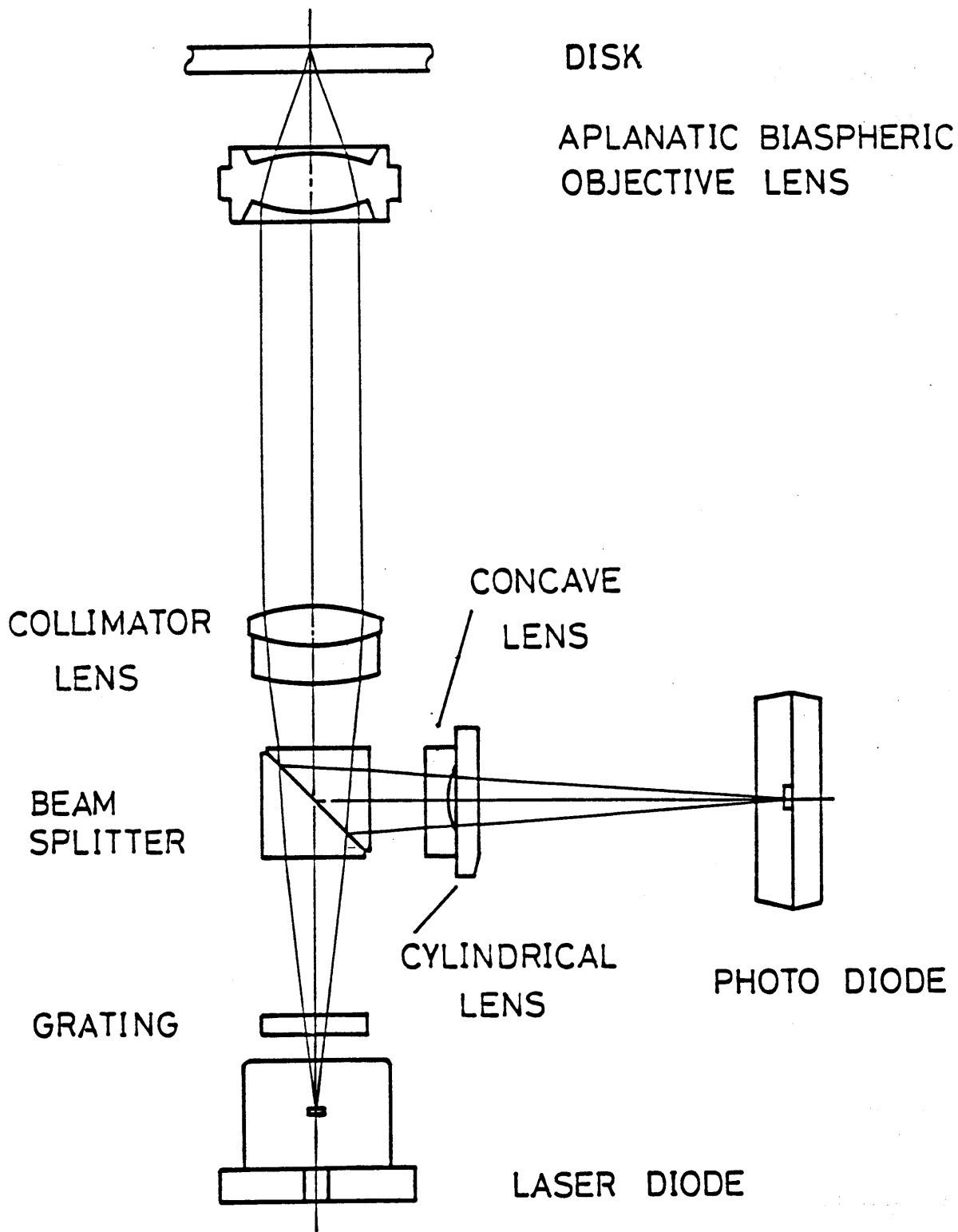


Fig. 12.2 Layout of pickup for an compact disk systems employing a plastic aplanatic biaspheric singlet .

Table 12.1 Specifications of objective lens for compact disk systems.

wavelength	780 nm
focal length	4.5 mm
numerical aperture	0.45
magnification	∞
working distance	2 mm
optical performance	
on axis	$\cong 0.05 \text{ RMS } \lambda$
off axis	$\cong 0.07 \text{ RMS } \lambda$
(image height 0.1 mm)	

のでとくに重要である。これは3次収差論より近軸輪帯光線の光線高と近軸主光線の光線高 (Fig. 12.3) の比にひとしいから、いま、絞りが第1屈折面にあると仮定すると、主光線の第1面での光線高は0となり、第1面の非球面項はコマの補正に寄与しないことになる。

ここで第1面のみが非球面である単レンズを考えると、 $CCa1 = SCa2 = CCa2 = 0$ であるから、非球面項は球面収差のみ補正し、コマは第1面の曲率の調整、すなわち、bending によって補正されることになる。一般に、1屈折面の bending で3次のコマと高次のコマを同時に補正するのは困難だからこのタイプのレンズの視野は極めて限定されたものにならざるをえない (Fig. 12.4)。この傾向はアクリル材料のような低屈折率材料の場合とくにいちじるしいことを、 $N = 1.5 \sim 1.8$ の範囲の材料について実際に設計を試みたしかめた。従って、単玉レンズをアプラナティック化するためには両面を非球面化することが必要条件であることが了解される。

12.3 アプラナティック両面非球面レンズの設計

実際に、広範囲の屈折率材料を用いて、Table 12.1の仕様を満たすいろいろな中心厚をもったアプラナティック両面を非球面レンズを設計した。以下の例では屈折率1.5の場合の結果についてのみ示す。Table 12.2に示すように中心厚3mm ~4.4mm の範囲で回折限界の性能をもつレンズが設計できた。ここで、単レンズの自由度は3であるから、屈折率を固定し、焦点距離と作動距離を指定すると、第1面の曲率と中心厚の積： $Cv1 \cdot t = \text{一定}$ の条件が課せられることになる (Fig. 12.5)。これより上述の、中心厚 $3 \text{ mm} \leq t \leq 4.4 \text{ mm}$ の範囲は $0.59 \leq -r1 / (n - 1) f \leq 0.87$ に対応する。

代表として中心厚3.2mm のレンズの例について評価する (Table 12.3)。このレンズの第1面は回転楕円面 ($0 < K < -1$)、第2面は回転双曲面 ($K < -1$) で近似される。この形状は自動設計より得られたものであるが、吉田も単玉レンズを完全アプラナティック化

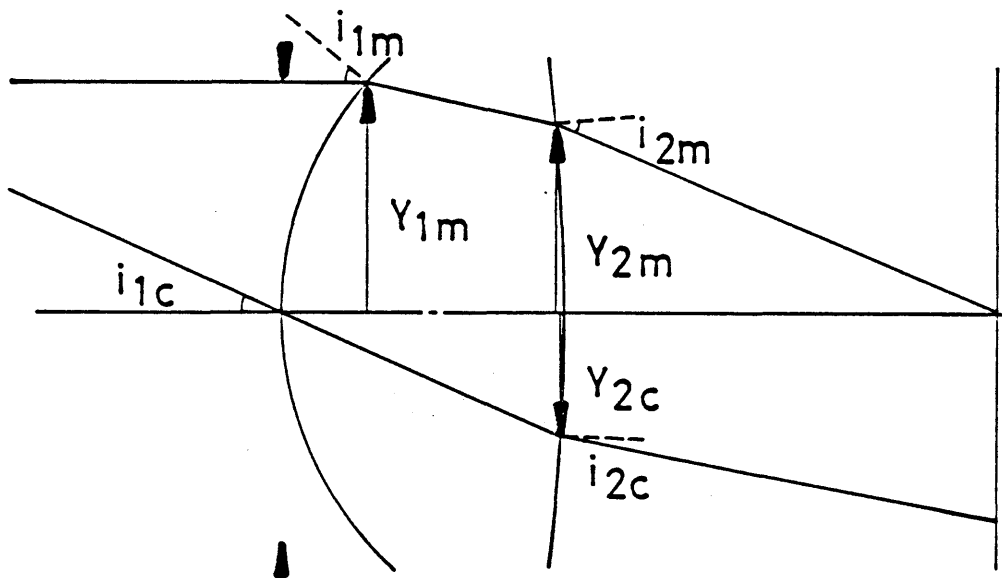


Fig. 12.3 Definition of paraxial ray parameters.

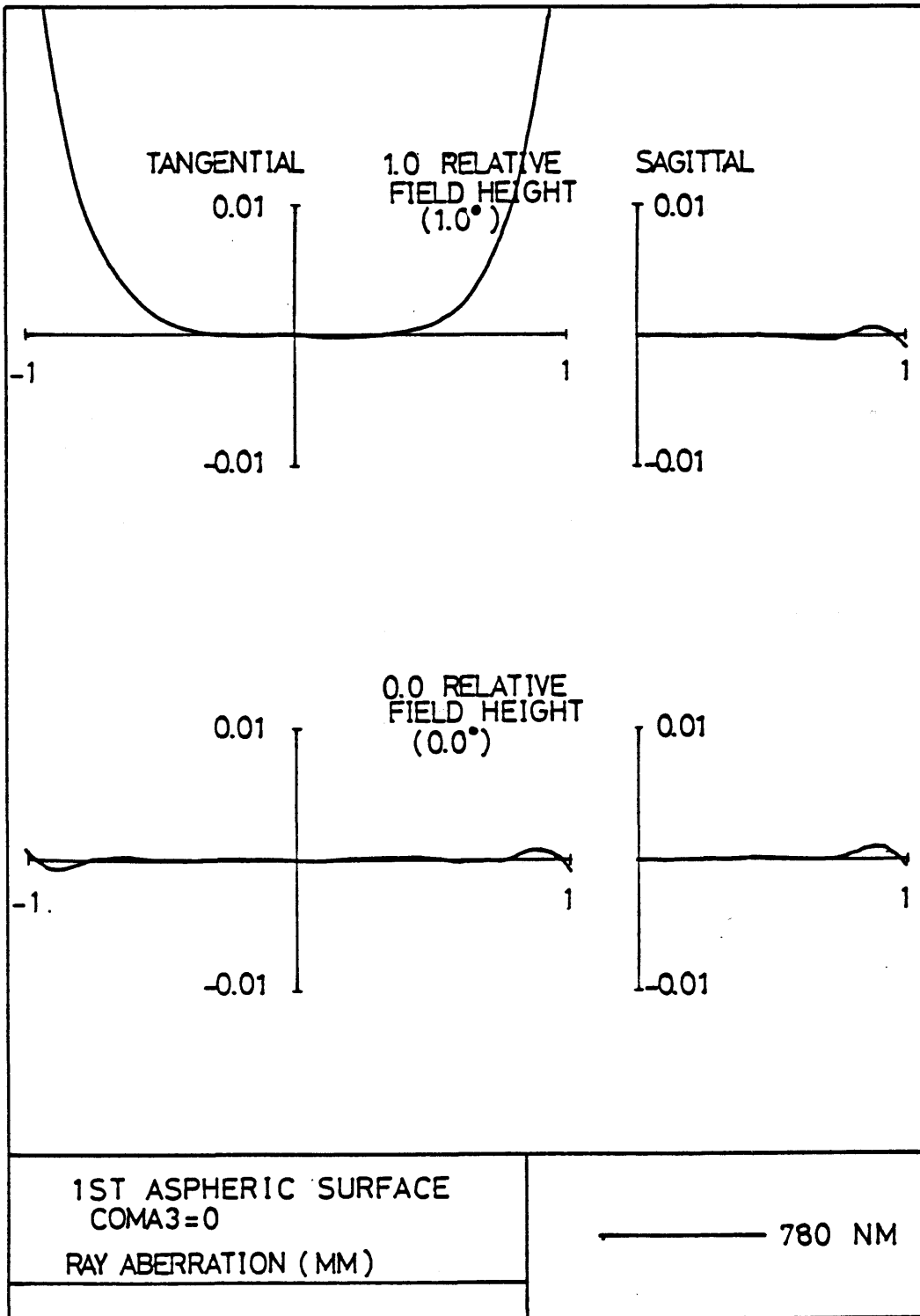


Fig. 12.4 Transverse aberration of a lens with a first aspheric surface vs. relative aperture.

Table 12.2 Aplanatic aspheric singlet designs

(EFL = 4.5mm, NA=0.45, WD = 2mm, $w=1^\circ$)

Cv1 (1/mm)	t (mm)	RMS WFE (λ)	
		$y' = 0$	$y' = 78 \mu\text{m}$
-0.3767	3.0	0.001	0.017
-0.3530	3.2	0.0	0.017
-0.3426	3.3	0.002	0.018
-0.3323	3.4	0.001	0.013
-0.2874	3.9	0.003	0.012
-0.2554	4.4	0.001	0.005

Table 12.3 Aplanatic aspheric singlet design (lens data) .

$$Z = \frac{CvY^2}{1 + (1 - (1+K) Cv^2 Y^2)^{1/2}} + AY^4 + BY^6 + CY^8 + DY^{10}$$

	SURFACE 1	SURFACE 2
Cv	0.35299804	-0.1467359
K	-0.171816	-16.095087
A	-2.24040E-3	1.46193E-3
B	-2.41325E-4	-6.95068E-4
C	-1.25275E-5	1.24561E-4
D	-2.83114E-6	-6.20462E-6

t = 3.2 mm

N = 1.5

$$C1 \cdot t = \left(1 - \frac{BF}{f} \right) \frac{N}{N-1}$$

$$BF = WD + \frac{td}{Nd}$$

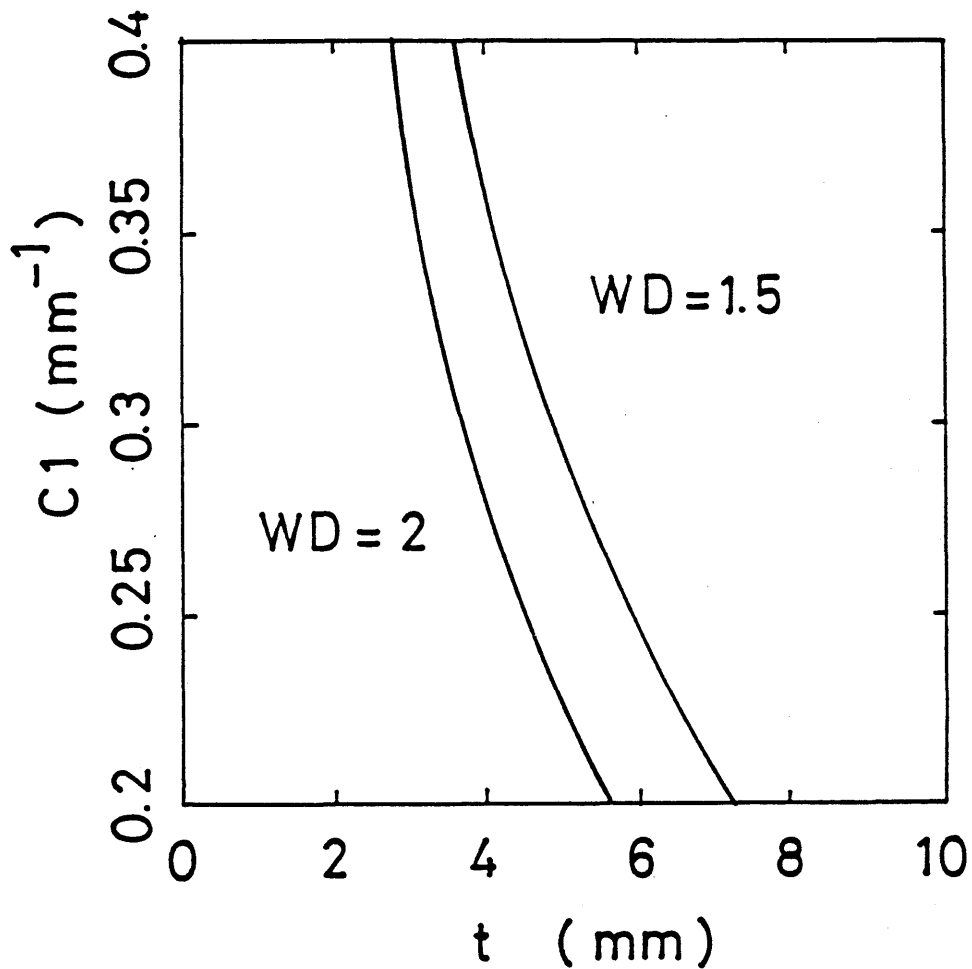


Fig. 12.5 Curvature of first surface of a single lens with a given focal length and numerical aperture as a function of thickness ($N = 1.49$).

するためには、両面を非球面化したうえで、 K を円錐定数とし、 $k \equiv K+A$ とするとき、第1面については、 $-3 < k_1 < 0.3$ に選ぶとよいと述べている。このとき第1面の曲率半径を $0.92 \leq -r_1 / (n - 1) f \leq 1.38$ に選んでいる。われわれの設計した非球面レンズの第1面のベースとなる球面の曲率半径は約 2.83mm、第2面の曲率半径は約 -6.23mmである。また第1面の非球面度は、約90 μm 、第2面は約25 μm で、実際に開発された非球面プラスチックレンズの諸元に近い。Fig. 12.6はこのレンズの光線収差図で、横軸は換算瞳座標、縦軸はフルスケール 1 μm で表示してあるので、軸上収差はほぼ無視できる程小さい。軸外収差（半画角 1°）にはわずかにコマと像面湾曲がみられる。非点収差は像高80 μm で約 0.25 μm ある (Fig. 12.7)。ところで、像面湾曲は自動焦点サーボをもちいる光ディスク・ピックアップでは許容されるものである。これらをまとめたレンズの RMS波面収差値は、像高160 μm で Maréchal criterion に相当する 0.07λ となる (Fig. 12.8)。

12.4 偏芯収差公式を用いたアプラナティック両面非球面レンズの形状の最適化

両面を非球面化することが単レンズをアプラナティック化するための必要条件であることが確認された。しかし、アプラナティック両面非球面レンズが偏芯という摂動に対してつねに良好な性能を維持できるとは限らない。一般に、非球面レンズの2つの非球面の光軸が横ずれし、偏芯が生ずると、軸上コマが発生する (Fig. 12.9)。非球面レンズはプラスチックの射出成型により量産されるが、成型時の型の偏芯を最大限に許容する設計が望ましいので、すでに得られている軸上、軸外の性能を劣化することなしに、最小の偏芯誤差感度をもつレンズを実現するための条件を検討する。

Table 12.2にあたえた範囲の中心厚をもった両面非球面レンズの偏芯誤差感度を評価したところ、一定量の偏芯で発生するコマ収差量はレンズの中心厚に強く依存することがわかった。Fig. 12.10より最適中心厚は 3.2mmであることがわかる。（これは開発されたレンズの中心厚に等しい。）図の縦軸は100 μm の偏芯を与えたときの波面収差、横軸は像高80 μm での波面収差で、最適中心厚の近傍の中心厚をもった両面非球面レンズに上記の

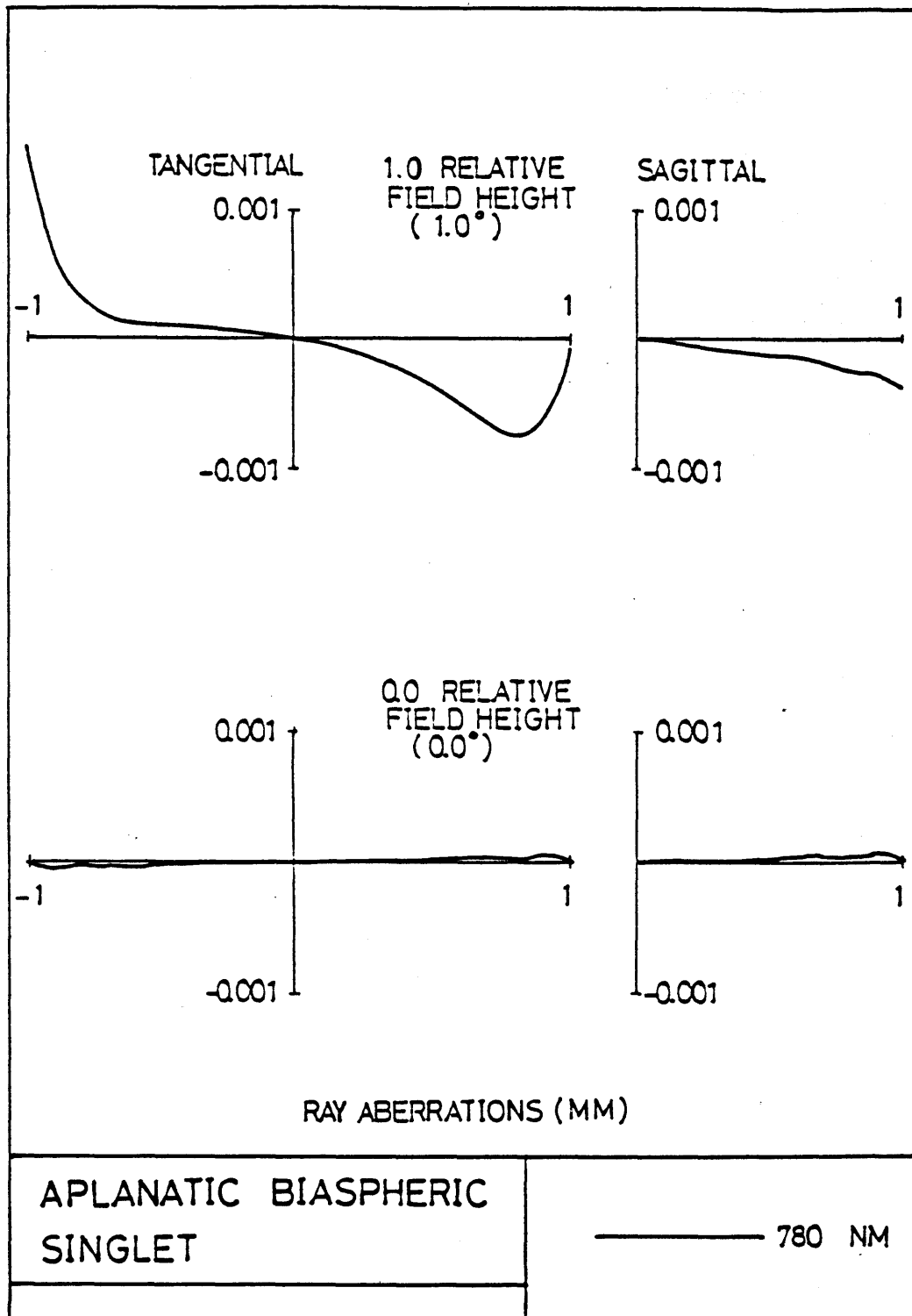


Fig. 12.6 Transverse aberration of a biaspheic lens vs. relative aperture.

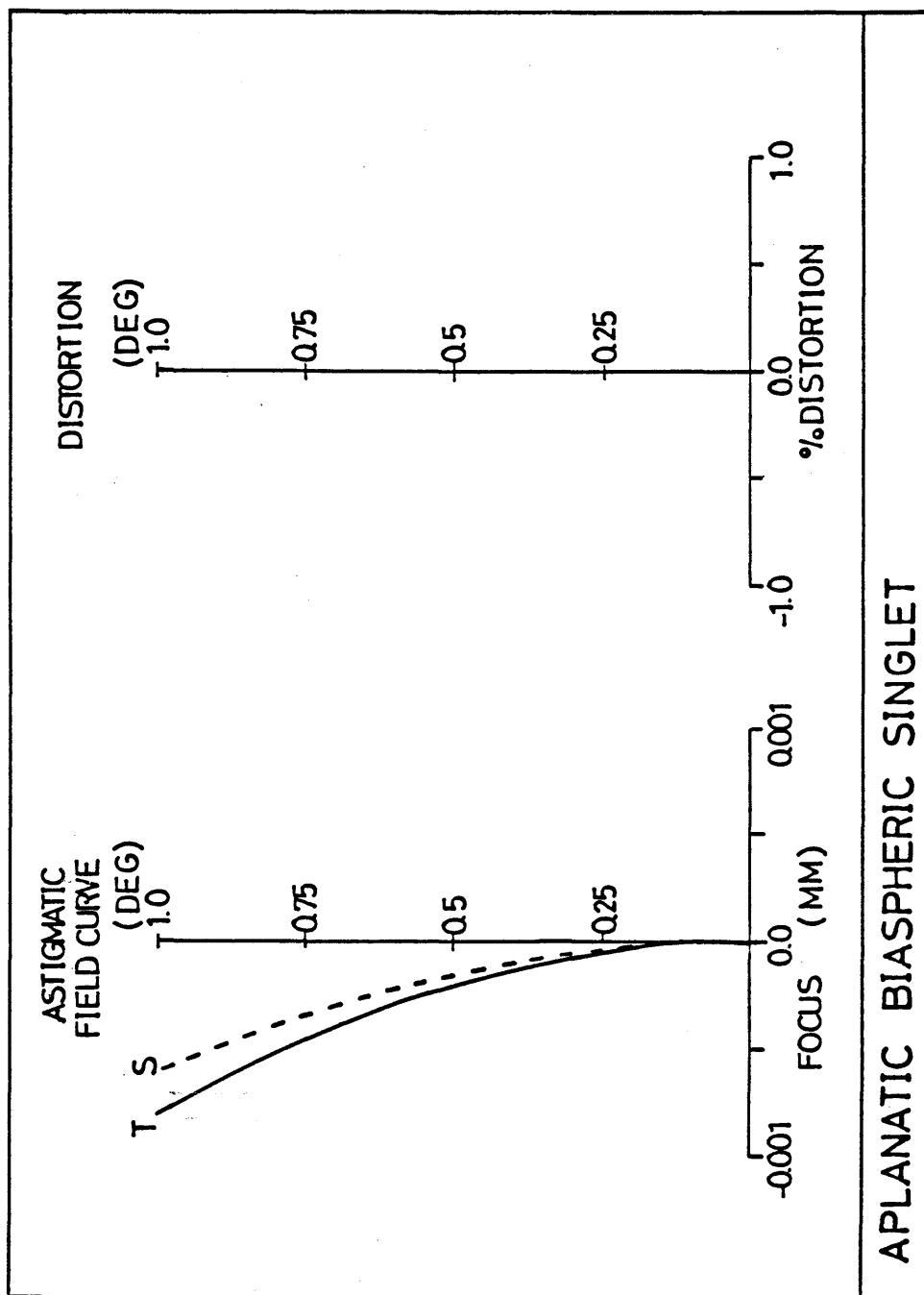


Fig. 12.7 Field aberration of the aplanatic biastpheric singlet.

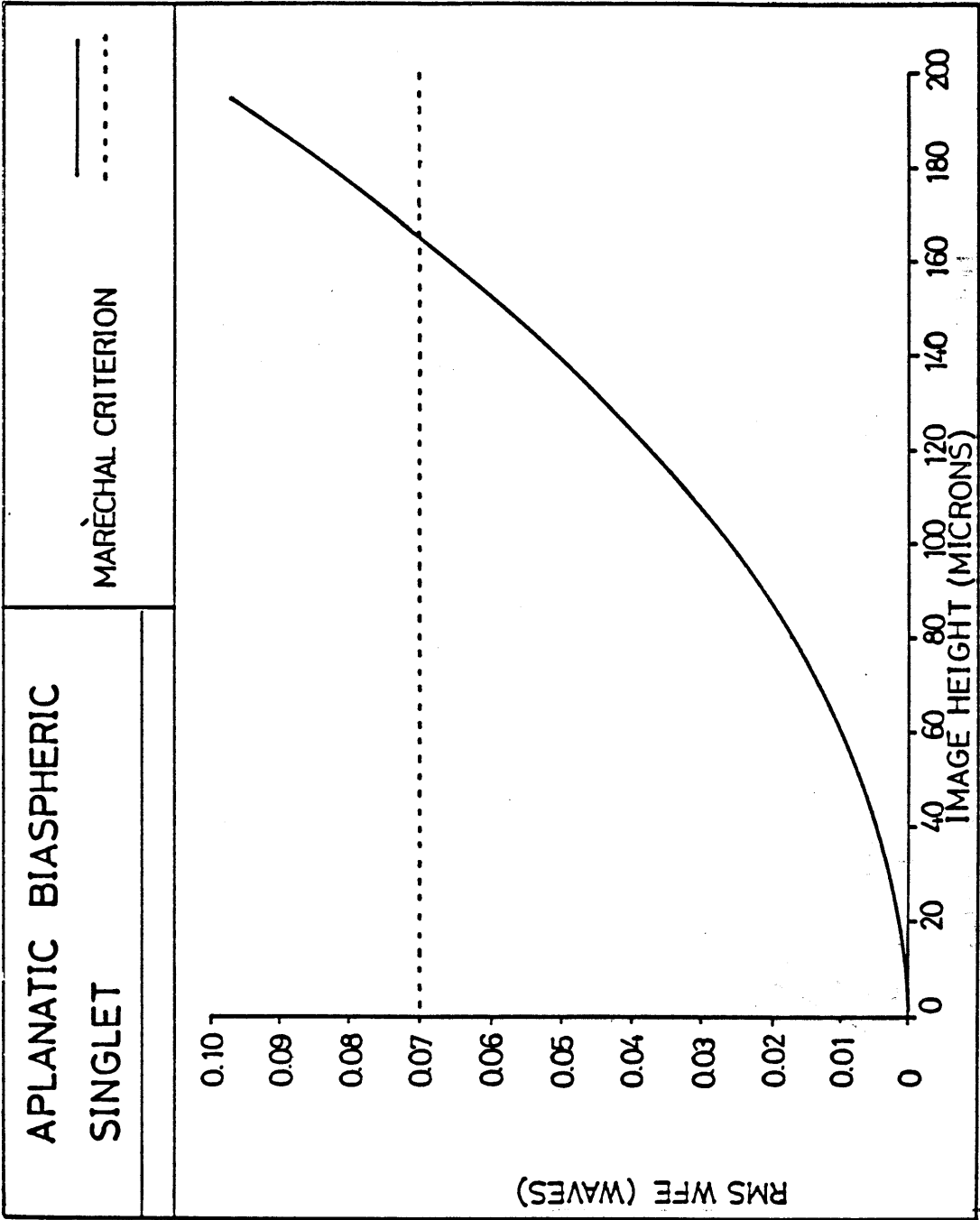


Fig. 12.8 RMS wavefront aberration of the aplanatic biaspheric singlet.

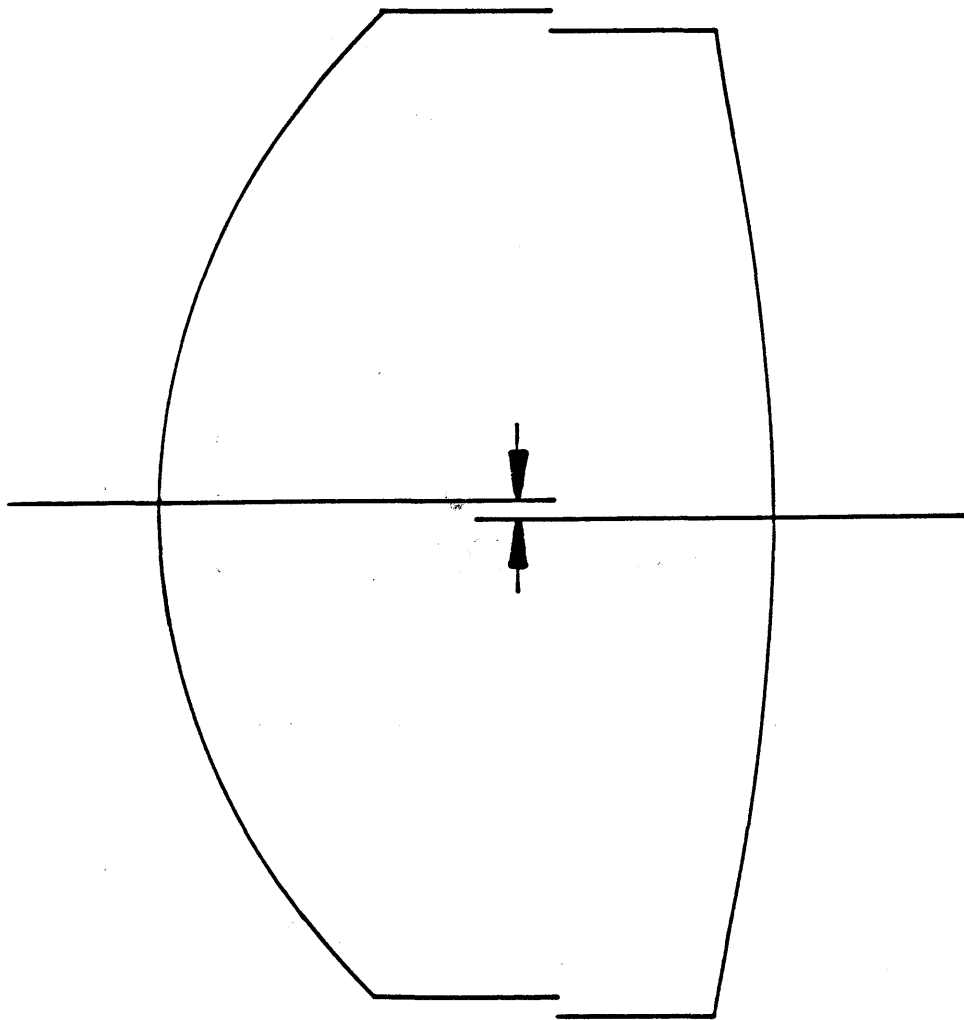


Fig. 12.9 Decentering between aspheric surfaces.

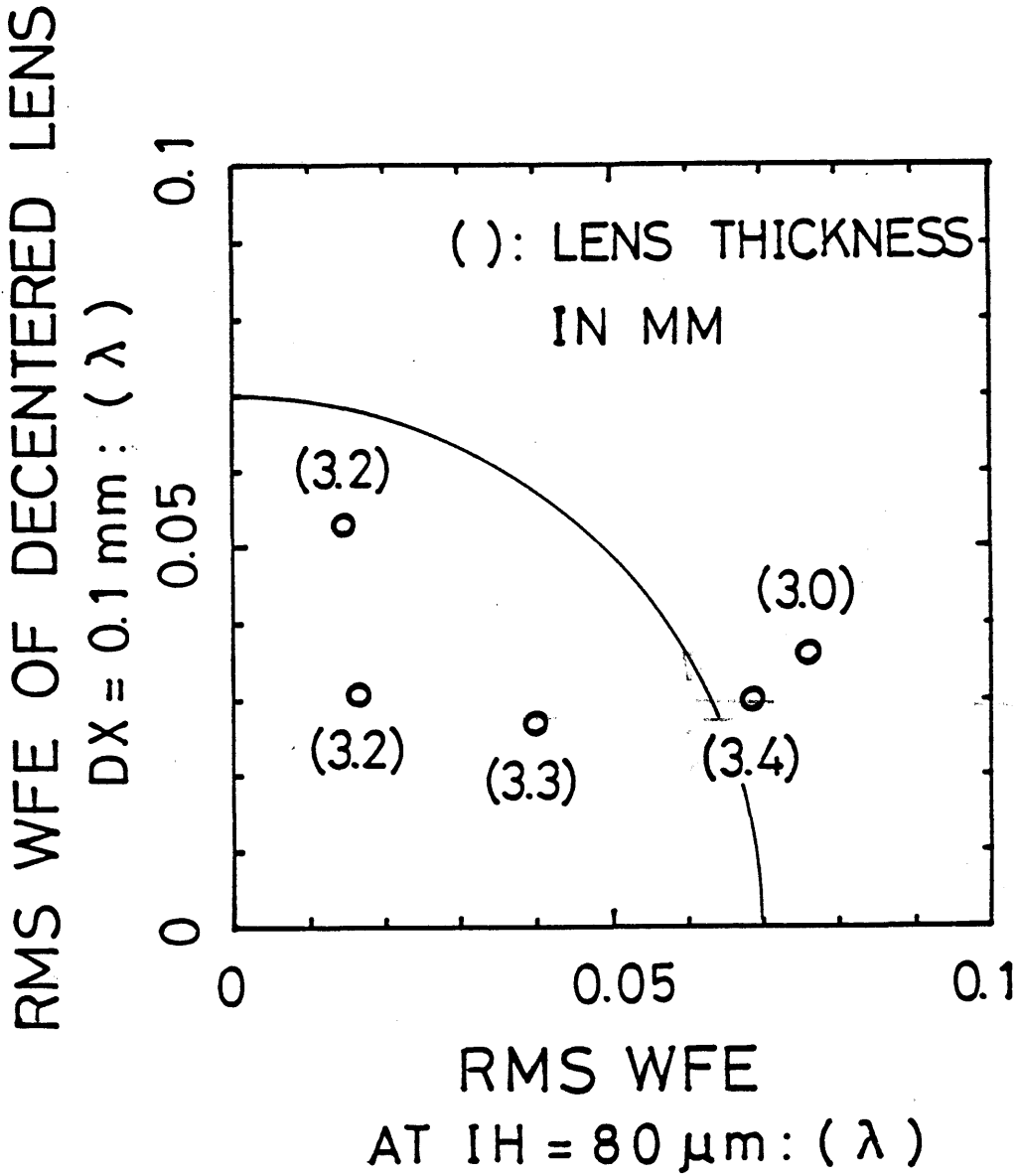


Fig. 12.10 Wavefront aberration of aplanatic biaspheric lenses with various thicknesses at an image height of $80 \mu\text{m}$, when decentered by $100 \mu\text{m}$.

2種類の摂動を与えた時発生する収差を座標にしてプロットした。

ところで3次の偏芯コマは無偏芯系の3次の球面収差係数とコマ収差係数を用いて計算することができる。松居によれば、⁽³⁾ ν 面における偏芯 $E\mu$ によって発生するタンジェンシャル・コマは、

$$\Delta Y (E\nu) = - \frac{3 R^2}{2 \alpha'_k} E\nu (II E) \nu \quad (12.5)$$

で与えられる。ここに、

$$(II E) \nu = \alpha'_\nu \sum_{\nu+1}^k II \mu - \alpha_\nu \sum_{\nu}^k II \mu - (\bar{\alpha}'_\nu \sum_{\nu+1}^k I \mu - \bar{\alpha}_\nu \sum_{\nu}^k I \mu) \quad (12.6)$$

で、 α_ν , α'_ν , $\bar{\alpha}_\nu$, $\bar{\alpha}'_\nu$ は ν 面における近軸輪帯光線、主光線の換算傾角、 R は瞳半径、 k は最終面の面番号である。 $I \mu$, $II \mu$ は各々、無摂動系の正規化された球面収差係数とコマ収差係数で、横収差との関係は、

$$\Delta Y = - 1 / 2 \alpha'_k [R^3 \sum I \mu + 3R^2 N_1 \tan w \sum II \mu] \quad (12.7)$$

であり、レンズ系の焦点距離を $f=1$ に正規化し、 $R=1$, $N_1 \tan w = 1$ を満たす近軸輪帯光線、主光線を光線追跡することにより⁽¹¹⁾ もとめられる。

⁽¹²⁾ 汎用光学設計プログラムにしばしば用いられる正規化されていない3次収差係数との対応は、

$$SC\mu = -h^4 / f^3 I \mu \quad (12.8)$$

$$CC\mu = -3h^3 / f^2 N_1 \tan w II \mu \quad (12.9)$$

である。ここで、 h , f はレンズ系の瞳半径、焦点距離である。式 (12.8), (12.9) を

式 (12.7) に代入し、式 (12.5) をもちいれば偏芯コマの3次収差公式、

$$\Delta Y (E\nu) = - 3 E\nu / \alpha'_k N_1 \tan w$$

$$\left[-\alpha'_\nu / 3 \sum_{\nu+1}^k CC\mu + \alpha_\nu / 3 \sum_{\nu}^k CC\mu + \overline{\alpha'_\nu} / 3 \sum_{\nu+1}^k SC\mu - \overline{\alpha_\nu} / 3 \sum_{\nu}^k SC\mu \right] \quad (12.10)$$

をうる。ここで、 $Y_n = \alpha'_k N_1 \tan w$ は近軸像高である。

いろいろな中心厚をもつ非球面レンズの無偏芯時の収差係数 $SC\mu$ 、 $CC\mu$ を求め、式 (12.10) に代入し、3次の偏芯コマを評価したところ、中心厚3.3mmのレンズの場合、偏芯コマが最小になった。Table 12.4に中心厚3.2mmのレンズのデータを、Table 12.5に中心厚3.3mmのレンズのデータをしめす。Fig. 12.11のように式 (12.10) で与えられる3次の偏芯コマは瞳の中心部を通過した光線の横収差を近似する。一方、レンズに実際に偏芯をあたえたときには、図からわかるように高次のコマも同時に発生する。高次のコマは中心厚を狭い範囲でかえる時あまり変化しないが、3次の偏芯コマは中心厚を変えると変化する。全体としてのコマの量を減少させるには、3次の偏芯コマがやや残留するようにして高次のコマを打ち消すように、中心厚を選ぶほうがよい（この操作を収差だしとよぶことがある）ので、実収差では3.2mmが最適になっている。

Table 12.1であたえたCD用対物レンズの仕様の1次性能をすべて実現しようとするとき、ベースの球面レンズに残された自由度は1つであるということはすでにのべた。そこで、中心厚をあたえると球面レンズのすべての諸元が確定し、3次収差の骨格ができあがる。非球面項を選んでこのレンズをアプラナティック化することができるが、結果として得られた第1面、第2面間の球面収差とコマ収差係数の配分が式 (12.10) より導かれる偏芯コマを、同時に、最小にする収差配分になっている保証はない。レンズの中心厚を変えると3次収差の骨格そのものを変えることができるので、最適な収差配分を実現するための自由度が与えられると考えられる。このようにして得られた最適中心厚 ($t = 3.2\text{mm}$) をもった両面非球面レンズを偏芯させたとき発生するRMS波面収差をFig. 12.12に、いずれか一方の面を傾けたとき発生するRMS波面収差をFig. 12.13にプロットする。

	#1	#2	disk	image pl.
SC μ	0.055425	-0.076610	-0.020257	-0.000928
CC μ	-0.004460	0.005005	0.000663	-0.000118
ni μ	0.0	-0.357447	-0.450045	
n \bar{i} μ	0.017455	0.017455	-0.014724	
ΔY	0.004962	-0.004824		

Table 12.4 Third order aberration coefficients and coma caused by decenter between aspheric surfaces ($t=3.2\text{mm}$) .

	#1	#2	disk	image pl.
SC μ	0.072672	-0.094792	-0.020255	-0.001865
CC μ	-0.004199	0.004745	0.000645	-0.000099
ni μ	0.0	-0.346833	-0.450045	
n \bar{i} μ	0.017455	0.017455	0.014315	
ΔY	0.001304	-0.001028		

Table 12.5 Third order aberration coefficients and coma caused by decenter between aspheric surfaces ($t=3.3\text{mm}$) .

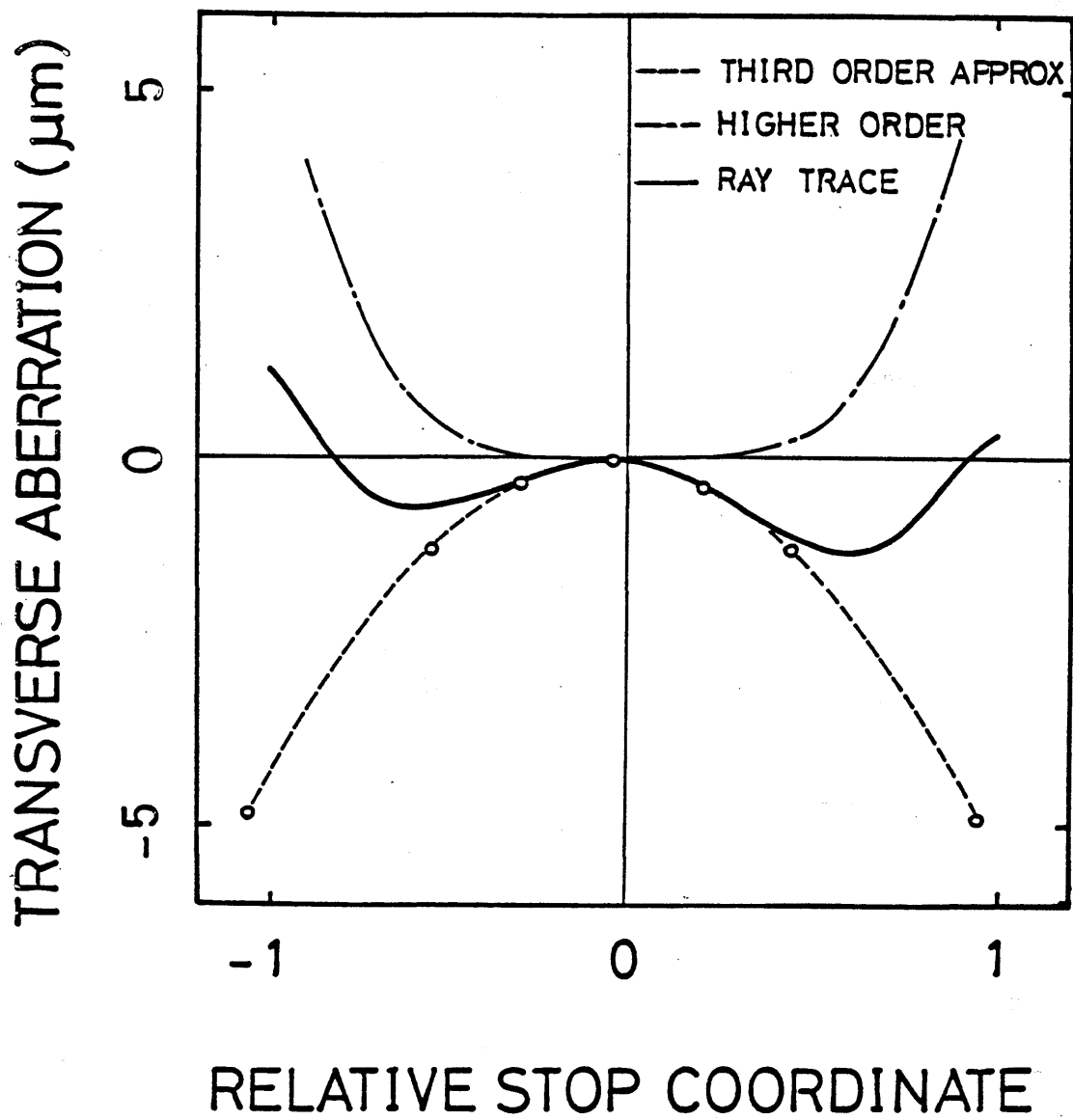


Fig. 12.11 Transverse aberration of a decentered aplanatic biaspheric singlet.

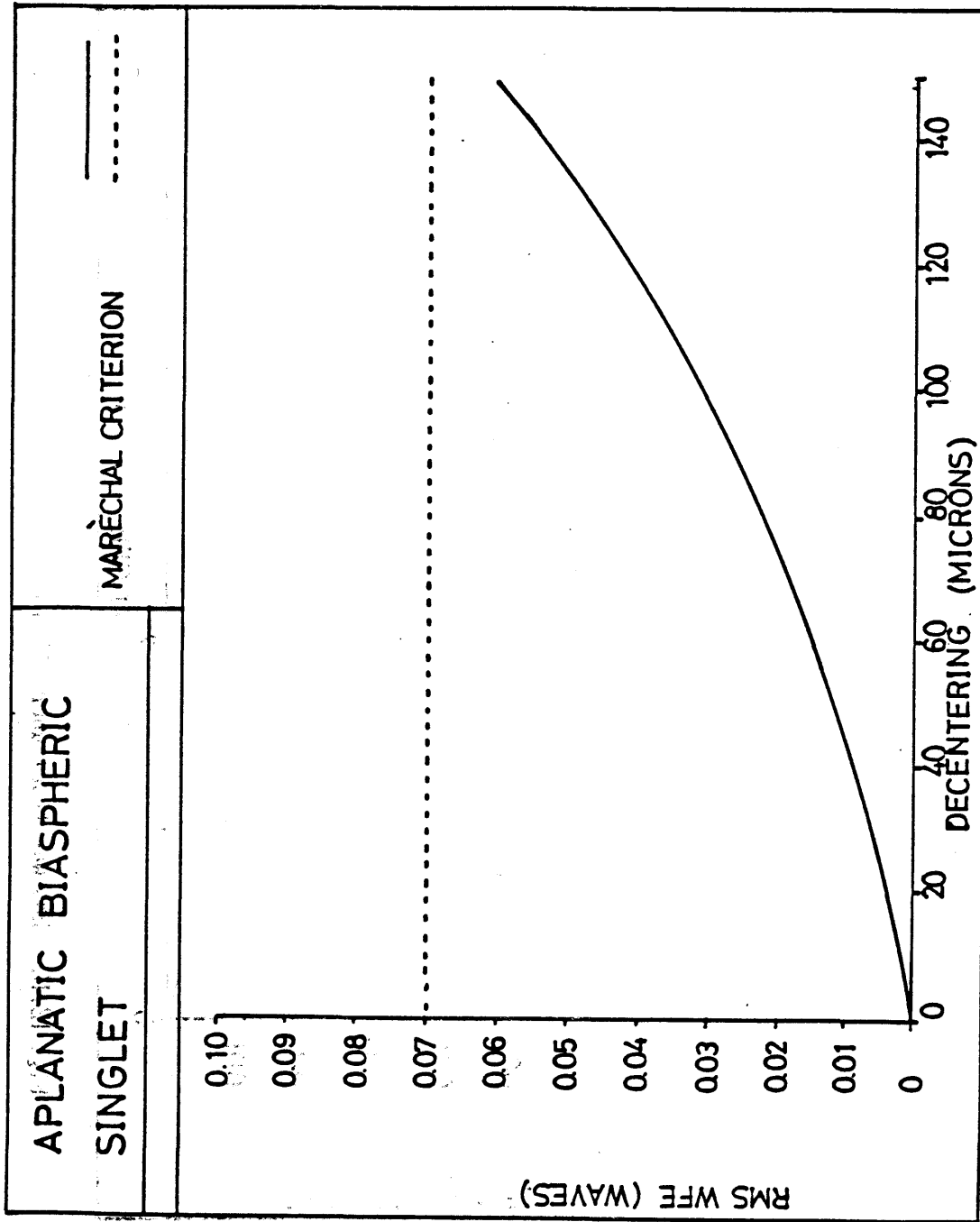


Fig. 12.12 RMS wavefront aberration of the optimized aplanatic biaspheric singlet as a function of decenter.

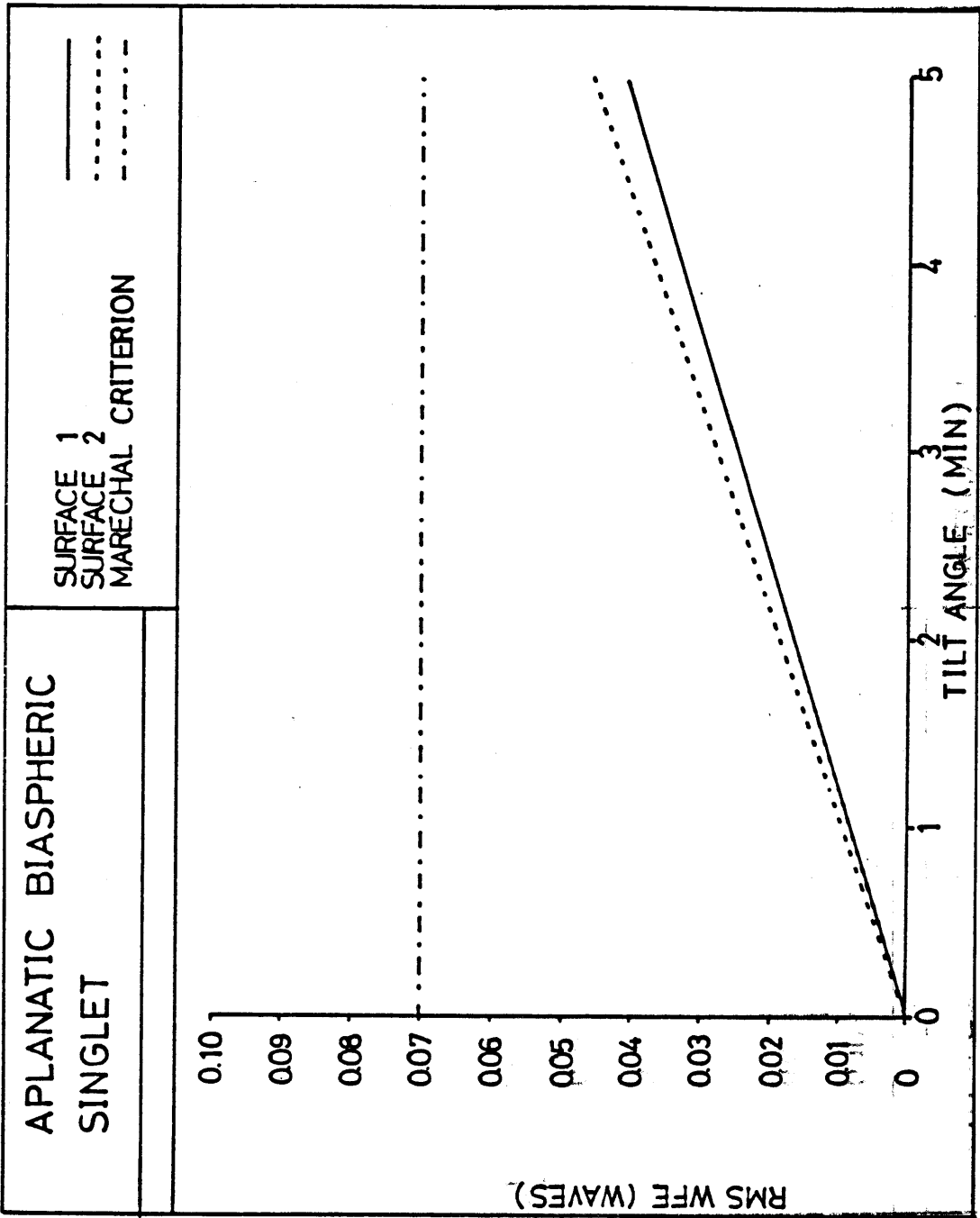


Fig. 12.43 RMS wavefront aberration of the optimized aplanatic biaspheric singlet as a function of tilt angle of surfaces.

式 (12.10) で与えられる偏芯コマを最小化する球面収差，コマ収差係数の解の一意性について検討する。式 (12.10) を変形して，偏芯量・像高で規格化した偏芯コマの感度

$$S_{\nu} \equiv Y_n / 3 E_{\nu} \cdot \Delta Y (E_{\nu})$$

$$= \left[\alpha'_{\nu} / 3 \sum_{\nu+1}^k CC_{\mu} - \alpha_{\nu} / 3 \sum_{\nu}^k CC_{\mu} - \bar{\alpha}'_{\nu} / 3 \sum_{\nu+1}^k SC_{\mu} + \bar{\alpha}_{\nu} / 3 \sum_{\nu}^k SC_{\mu} \right] \quad (12.11)$$

を考える。単レンズでは，

$$S_1 = \alpha'_1 / 3 (CC - CC_1) + \bar{\alpha}'_1 SC_1 \quad (12.12)$$

$$S_2 = -\alpha_1 / 3 (CC - CC_1) + \bar{\alpha}_1 (SC - SC_1) \quad (12.13)$$

となる。ここで SC, CC は全系の球面収差とコマで，予めあたえられているものとする。式 (12.12) , (12.13) より

$$S_1 + S_2 = \alpha'_1 SC \quad (12.14)$$

をうる。これより，全系の球面収差 SC が与えられたとき，第 1 面，第 2 面の偏芯コマの感度の和は一定であることがわかる。簡単のために $SC = 0$ とすると，第 1 面，第 2 面に一定の偏芯を与えたとき発生するコマは符号が反対で絶対値は等しいことになる。Table 12.4, 12.5 の場合を考えると残留球面収差は各々， $-0.9 \mu\text{m}$, $-1.8 \mu\text{m}$ とかなり小さいので，第 1, 第 2 面に $100 \mu\text{m}$ の偏芯を与えたとき発生するコマは各々， $(4.9 \mu\text{m}, -4.8 \mu\text{m})$, $(1.3 \mu\text{m}, -1 \mu\text{m})$ となり，符号は反対で絶対値はほぼ等しくなっている。

さらに，前述のように第 1 面 (瞳面) の非球面はコマの補正に寄与しない。即ち， $CC_1 = CC_{s1}$ である。ところで CC_{s1} はベースの球面曲率 C_{v1} の関数であり，また単レンズにおいては CC_{s1} は C_{v1} にたいして単調に変化することがよく知られている。したがっ

て、式 (12.12) で $S_1 = 0$ をみたく解 SC_1 は Cv_1 をあたえれば一意にさだまることになる。このときもし前系の球面収差が小さく $SC \approx 0$ であれば同時に $S_2 = 0$ もなりたつ。一方、全系の収差 SC , CC が既知だから SC_2 , CC_2 に必要な値もきまる。

しかし、このとき同時に

$$\begin{aligned} SC_2 &= SCs_2 + SCa_2, \\ CC_2 &= CCs_2 + CCa_2 \text{ かつ} \\ CCa_2/SCa_2 &= Y_2(\text{chief}) / Y_2(\text{marg}) \end{aligned} \quad (12.4)$$

をみたく非球面項の解 SCa_2 , CCa_2 が存在する時はじめて偏芯誤差感度最小の設計が実現される。ところで $Y_2(\text{chief}) / Y_2(\text{marg})$ は非球面項とは無関係にベース球面系の近軸関係できまるので、 Cv_1 あるいは t ($\because Cv_1 \cdot t = \text{一定}$) の関数である。したがって、偏芯誤差感度を最小にする解 SC_1 が t によらずいつでも存在するとは限らない。

具体例で示す。Table 12.5では第1面の偏芯コマは $1.3 \mu\text{m}$ とかなり小さいので $SC_1 = 72.7 \mu\text{m}$ は感度の方程式 (12.12) で $S_1 = 0$ とおいたときの解に近い。この時 $CC_1 = -4 \mu\text{m}$ である。一方、Table 12.4の場合中心厚がやや異なるが、このとき、 CC_1 は前例と比べて $CC_1 = -4.4 \mu\text{m}$ と差は僅かであるが、実際に得られた最適解は $SC_1 = 55.4 \mu\text{m}$ であって、前例の解の $SC_1 = 72.7 \mu\text{m}$ とはかなりへだたりがあり、また3次の偏芯コマが $4.9 \mu\text{m}$ 残留している。この例からみて第2面の非球面項に関する条件式 (12.4) を満足しつつ、同時に、偏芯誤差感度を最小にする解はパラメータ Cv_1 あるいは t を最適に選ぶことによって実現され、また、コマ収差係数 CC_1 の単調性より考えて、 t の最適値は唯一通りしかないと考えられる。

12.5 まとめ

光デジタルディスクの信号を無ひずみ再生するために再生光学系にはアプナティズム

が要請される。非球面単玉レンズを3次収差解析し、アプラナティック化するには両面を非球面化することが必要条件であることを導いた。実際に、3mm から4.4mm の範囲の中心厚で回折限界性能の両面非球面レンズを設計することができた。得られた両面非球面レンズの偏芯誤差感度をしらべると、レンズの中心厚に強く依存することがわかった。最適中心厚は3.2mm 付近で実現され、われわれが開発したアプラナティック非球面レンズの中心厚に等しい。これは松居らが導いた3次の偏芯収差公式を用いることによって、無損動系の3次の球面収差係数とコマ収差係数より計算することができる。中心厚を選び偏芯誤差感度について最適化された両面非球面レンズは、大きい偏芯許容値をもちプラスチック成型に好適である。

第12章 文献

1. S.A.Comarski and J.M.Simon, " Ray tracing, Aberration Function and Spatial Frequencies. " Optik 66, 175-190 (1984) .
2. M.Born and E.Wolf, Principles of Optics (Pergamon Press, Oxford 1975) , p-197 ~202.
3. 松居吉哉, 1962応用物理学会講演予稿集.
4. K.Shintani and S.Kubota, " Evaluation of a Diffraction-Limited Plastic Biaspheric Lens , " CLEO'84, WB2 (Anaheim, CA., 1984) .
5. T.Kiriki, N.Izumiya, K.Sakurai and T.Kojima, " Plastic Aspheric Lens for Compact Disk Systems , " ibid., WB3 (Anaheim, CA., 1984) .
6. T.Kiriki, N.Izumiya, K.Sakurai and T.Kojima, " Plastic Aspheric Lens for Compact Disk Systems , " IOC-13, C6-3 (Sapporo, 1984) .
7. 泉谷直幹, " 光ディスク用プラスチックレンズ, " 精密機械 50, 55-59 (1984)
8. S.Kubota, " The Design of Aplanatic Aspheric Lens for Optical Disk Uses. " OSA'84, TuS2 (San-Diego CA., 1984) .
9. S.Kubota, " Lens Design for Optical Disk Systems, " International Lens Design Conference, TuB1 (Cherry-Hil, N.J., 1985) .
10. 松居吉哉, レンズ設計法 (共立出版, 1972) , p- 81.

11. 吉田正太郎, "特に口径比の大きい非球面アplanatic・レンズに関する計算 I~IV,"
5, 123-144 (1956), 6, 29-114 (1957), 6, 122-226 (1957),
7, 43-123 (1958).
12. CODEV, Optical Research Associates, Pasadena CA., U.S.A.

CHAPTER 12 LIST OF FIGURES

FIGURE	PAGE
12.1 Cross section of a plastic aplanatic biaspheric lens for use with optical disks.	185
12.2 Layout of pickup for an compact disk systems employing a plastic aplanatic biaspheric singlet .	187
12.3 Definition of paraxial ray parameters.	190
12.4 Transverse aberration of a lens with a first aspheric surface vs. relative aperture.	191
12.5 Curvature of first surface of a single lens with a given focal length and numerical aperture as a function of thickness (N =1.49) .	193
12.6 Transverse aberration of a biaspheric lens vs. relative aperture.	195
12.7 Field aberration of the aplanatic biaspheric singlet.	196

CHAPTER 12 LIST OF FIGURES (CONTINUED)

FIGURE		PAGE
12.8	RMS wavefront aberration of the aplanatic biaspheric singlet.	197
12.9	Decentering between aspheric surfaces.	198
12.10	Wavefront aberration of aplanatic biaspheric lenses with various thicknesses at an image height of $80 \mu\text{m}$, when decentered by $100 \mu\text{m}$.	199
12.11	Transverse aberration of a decentered aplanatic biaspheric singlet.	203
12.12	RMS wavefront aberration of the optimized aplanatic biaspheric singlet as a function of decenter.	204
12.13	RMS wavefront aberration of the optimized aplanatic biaspheric singlet as a function of tilt angle of surfaces.	205

CHAPTER 12 LIST OF TABLES

TABLE		PAGE
12.1	Specifications of objective lens for compact disk system.	188
12.2	Aplanatic biaspheric singlet designs.	192
12.3	Aplanatic biaspheric singlet design (lens data) .	192
12.4	Third order aberration coefficients and coma caused by decenter between aspheric surfaces ($t=3.2\text{mm}$) .	202
12.5	Third order aberration coefficients and coma caused by decenter between aspheric surfaces ($t=3.3\text{mm}$) .	202

第13章 結び

13.1 光ディスクの再生原理にかかわる正弦条件の実験的検証

としてのジッターに関する研究のまとめ

光デジタルディスクには全情報がピットの長さとその配列方法によってコード化されている。本論文の究極の目的とするところは、光ディスク上に記録されたデジタル信号を厳密に再生信号上に復元することである。光ディスクをコヒーレント・スポットで走査するとき得られる再生信号は原信号とインパルス応答のコンボリューションで記述される。そしてコンボリューション定理を再生信号の記述に適用するには、光学系がアイソプラナティック条件を満足することが前提であった。

第2章では、Abbeの顕微鏡の理論と実験に学び、Abbeの正弦条件が物点の変位に伴う像点の無ひずみ変位性を保証するアイソプラナティック条件に同義であることを知った。これをフーリエ光学の立場より再定義すると、物体による回折光の0次光と1次光の波面間の位相差が、物点の移動に伴いフーリエ移相定理に従って時間変化をするとき、像空間においても0次光と1次光の波面間の位相差が完全に同期して時間変化をすることである。

ところで、光ディスクはピットと呼ばれる位相構造をスパイラル状に配列させた一次元回折格子であり、ディスクの回転に伴いコヒーレント・スポットにより走査される。ピットによる回折光の0次光と1次光は集光レンズにより光検出器上に導かれ、両者の干渉強度の変化より0次光と1次光の波面間の位相差の時間変化が検出されるものであるから、Abbeの正弦条件は光ディスクの再生原理にかかわる基本的条件である。収差による摂動によりAbbeの正弦条件が崩れたとき、ディスクの変位に同期した信号の無ひずみ再生ができなくなり、再生信号に生じた波形ひずみはジッターを発生させる。従って、ジッターはピットによる回折光のスペクトル間の位相差の時間変化に伴う動的な誤差であるということができ、Abbeの正弦条件とジッターは密接な関係にあると考えられるが、両者の関係に関する定量的な研究はこれまで報告されていない。よって、本研究は光ディスクの再生原理

に関わるAbbeの正弦条件が崩れたときの再生信号のひずみに起因するジッターの挙動に関する摂動理論である。

第3章では、一般に収差の摂動下の光デジタルディスクの再生信号のジッターのふるまいについて解析する。第2章の予備検討によれば、光ディスクの光学系の記述にはAbbeの正弦条件を考慮したHopkinsの正準座標を用いるべきである。Hopkinsはコヒーレント・スポットの波面にピットの位相構造が転写され、Fresnel-Kirchhoffの回折公式に従い伝播すると仮定して、集光レンズ瞳上の回折場を正準座標系を用いて記述した。これによればm次の回折光は $\sin \alpha = m\lambda/p$ (α : 光線傾角, λ : 波長, m : 整数, p : ピットの周期) の方向に伝播し、入射光束の瞳関数を横ずらした波面を形成する。ディスクが回転すると、変位に伴い時間変化する位相因子がこれに乗ぜられる。これと0次光の波面との干渉により、周期 p/m を有する m 次の高調波が検波される。一般には0次光と1次光との干渉項の強度が支配的であるから、光ディスク光学系の伝達関数は瞳関数の自己相関で良好に近似でき、これはHopkinsの定義した optical transfer function (OTF) に他ならない。

ジッターを誘導するため、再生信号と無収差光学系による再生信号の差信号として波形ひずみを定義する。波形ひずみは OTF と理想的 OTF の差の関数になるから、波面収差の差関数の平均値と variance を用いて近似することができる。これらは、各々、波面収差係数の一次形式と二次形式で表すことができるので、波形ひずみは波面収差係数の二次関数となる。いま波形ひずみの RMS 値を考えると、これはジッターの RMS 値に比例し、波面収差の差関数の平均値と variance の二乗和の関数になる。ところで波面収差の差関数の平均値は phase transfer function (PTF) の劣化の、variance は modulation transfer function (MTF) の劣化の関数であるから、波形ひずみの RMS 値は両者を同等に評価でき、従来の Strehl definition が MTF の平均値を評価し、PTF の影響は MTF に比べ二次の微小量であった点と大いに異なる。非対称収差があると波面収差の差関数の平均値は有限値をとる。従って、波形ひずみの RMS 値はコマに極めて鋭敏な評価量であって、Abbe の正弦条件の要請に則したものである。Strehl definition との差異を明確にするために、Strehl definition が 0.8 になるような各種の波面収差係数を与えて、波形ひずみの RMS 値を計

算した。非対称収差がある場合には、その方位によって波形ひずみの RMS値は変化するが、コマ・フレアと走査方向が平行になるとき、即ち、タンジェンシャル・コマの場合、最大値をとる。これで規格化すると、球面収差の場合 0.7、デフォーカスでは 0.6、ラディアル・コマの場合 0.4になり、非点収差が存在してもデフォーカスを選ぶと波形ひずみを増加させないことがわかった。

よって、一般に収差の摂動により発生する波形ひずみにもとづくジッターの評価関数を、光ディスク光学系の伝達関数を OTFで近似することにより、波面収差の差関数の平均値と variance の二乗和の関数で記述することができた。得られた評価関数はコマと球面収差に極めて鋭敏で、Abbeの正弦条件に則したものであった。

光ディスク光学系はアイソプラナティックな系であるから、再生信号は原信号とインパルス応答のコンボリューションで記述できる。第4章では原信号として計算機上で発生させた、離散長をもつピットのランダムな配列を用い、インパルス応答として OTFに対応する線像強度分布を用いて再生信号を求め、これよりジッターを計算するシミュレーション方法を与えた。コンボリューション公式は整理すると、点像のひろがりの範囲に含まれる有限個の信号の変換点に位置するインパルスの和に帰着し、各インパルスはスポット中心からインパルスまでの距離の関数であるナイフ・エッジ・エネルギー分布関数で荷重され、 $0 \rightarrow 1$ の変換点であれば正、 $1 \rightarrow 0$ の変換点であれば負の符号をもつ。

第5章では光デジタルディスクの再生信号であるアイパターンのジッターの測定法についてのべた。ジッター測定器はphase locked loop (PLL) 回路をもちいて再生信号よりクロックをぬきだし、水晶発振器で発生させた基準周波数と位相比較し、誤差分を低域フィルターを通してモーターに帰還しディスクが一定の線速度で回転するようにサーボをかける。一方、抜き出されたクロックは PLL回路の時定数の範囲で基準周波数を中心に変動しているが、このクロックで再生信号をサンプリングすることにより、機械的ジッターをほぼ完全に除去することができる。光学的ジッターは PLL回路の位相検波出力として検出されるが、これを14ns間隔に量子化し、各レベルの発生頻度を計測し、ヒストグラムとして CRT上に出力する。ところで光学的ジッターは定常的に発生するが、ディスクの欠陥に

よるジッターの発生頻度は低く、かつ、光学的ジッターに比べて広い分布をもつので、これを統計処理により除去することができる。

第6章では光ディスク・システムに発生する典型的な収差の公式を導いた。一般に、平行平板を収束光束が通過するとき発生する収差を5次収差まで展開した。3次収差近似と5次収差近似を比較し、開口数が0.5までの系では球面収差、コマ、非点収差を3次収差の範囲で良好に近似することができることを導いた。ところで平行平板が傾いたときコマと非点収差が発生するが、コマは開口数の3乗に比例し、傾き角に比例する。一方、非点収差は開口数と傾き角の2乗に比例するので、開口数と傾き角を座標軸とする直角座標系をとると、コマが支配する領域と非点収差が支配する領域にわけることができる。

第7章から第10章では収差の摂動により光ディスク再生信号に発生した波形ひずみが原因となってジッターが生ずるとする発生機構のモデルの妥当性を実験で検証した。波形ひずみのRMS値で予測されるジッターの理論値を計算機シミュレーションによる計算値と、各収差を実際に与えて測定したジッターの実験値と比較する。

第7章では球面収差とジッターの関係についてしらべた。収差公式をもちいてディスクの厚み・屈折率誤差にもとづく球面収差を評価し、厚み・屈折率を直角座標とする平面上に等球面収差曲線を描いた。球面収差は厚み誤差に比例する。理論解析によれば、再生光学系に残留収差がないとき、ジッターは厚み誤差に対してquadraticに依存する。高次の球面収差が残留していると、ジッターは厚み誤差に対して高次関数的に依存する。実験値・計算値は厚み誤差に対して高次関数的に依存し、高次の残留収差の影響が認められた。

第8章ではコマとジッターの関係についてしらべた。収差公式によれば、ディスクが傾いたとき発生するコマは傾き角 θ に比例する。理論解析によれば、ジッターは傾き角 θ に対して、ほぼquadraticに変化し、その増加率は光学系のザジタル方向とディスク・スキャン方向のなす角 ψ に依存する。タンジェンシャル・コマ($\psi=90^\circ$)とラディアル・コマ($\psi=0^\circ$)を比較するとジッター増加率は1:0.4になる。一方、実験値・計算値は傾き角 θ に対してquadraticに変化し、さらに増加率をタンジェンシャル・コマとラディ

アル・コマの場合で比較すると $1:0.35$ となり、波形ひずみの RMS 値による予測と一致した。

第9章では利得導波型の半導体レーザーの非点収差がジッターにおよぼす影響についてしらべた。理論解析によれば、非点収差が存在してもデフォーカスを最適に選べば波形ひずみは増加しない。実験値には非点収差に原因するためと思われるジッターの増加がみられた。実験値と計算値の差はデフォーカスの関数であり、その大きさは同時に測定した隣接トラックからのクロストークの測定値に比例するため、ジッターの増加の原因はクロストークに求めることができる。収差公式をもちいて、レーザー発散光束中に傾けて挿入する非点収差補正板を設計した。

第10章ではデフォーカスとジッターの関係について調べた。各収差について計算機シミュレーション、実験結果、波形ひずみの RMS 値によるジッターの予測値の対応をまとめると、タンジェンシャル・コマ、ラディアル・コマとデフォーカスに関しては三者の一致は極めてよい。球面収差については高次収差の影響を考慮するとよく一致した。非点収差に関してはジッターは隣接トラックからのクロストークにより増加し、波形ひずみはデフォーカスを最適に選べば増加しない。よって、光ディスクの信号の無ひずみ再生を保証する Abbe の正弦条件が収差の摂動により崩れ、波形ひずみによりジッターが発生する機構が実験的に検証された。

第11章では、波形ひずみはかつて Linfoot の提唱した像再生における相似性に関する評価量である image fidelity を一次元化した概念であり、Abbe の正弦条件に則した評価量であることをのべた。一方、Strehl definition はコントラストの保存性を評価する量で、Abbe の正弦条件とは異なる範疇に属す。ジッターは光ディスク光学系において Abbe の正弦条件が良好に成立しているのかどうかを評価するのに好適な量であり、さらに、波形ひずみの概念を仲立ちにして波面収差の関数として展開することができるので評価関数として適している。一方、ジッターはデジタル信号伝送系の特性を記述する最も基本的な量である。そこでわれわれは、従来の Strehl definition に替わって、ジッターをクライテリオ

ンにして光デジタルディスクの光学系の収差の許容値を決めることを提案する。新しい評価関数によれば、光ディスク光学系には信号の無ひずみ再生の観点からアブラナティズムが要請される。

第12章では、この結論にもとずき、光ディスク用アブラナティック非球面単玉レンズを設計するための方針を導いた。単玉レンズをアブラナティック化するには、絞り面の非球面係数が3次のコマを補正しないという3次収差論の帰結より、両面を非球面化することが必要条件である。両面を非球面化することにより、光ディスク用集光レンズの仕様を満足する回折限界の、3~4.4 mmの間の中心厚をもつ焦点距離4.5mmの単玉レンズを設計することができた。ところで、非球面レンズは射出成型により大量生産することができるが、成型時に型の偏芯があると、軸上コマが発生する。一定量の偏芯があっても、コマの発生量が小さい非球面レンズが望ましい。前述の両面非球面レンズの偏芯誤差感度を調べると、偏芯誤差感度は著しい中心厚依存性をもつことがわかった。偏芯誤差感度は、無偏芯時のレンズの各面における球面収差係数とコマ収差係数の間のバランスにより決定されることが、3次の偏芯収差公式より説明することができる。中心厚を偏芯誤差感度の観点より最適化した両面非球面レンズは160 μ mの偏芯を与えても、発生する偏芯コマは0.07 RMS λ にとどまり、成型に好適であった。

13.2 おわりに

われわれはAbbeの正弦条件が光ディスク光学系の再生原理にかかわる基本的な条件であると位置づけ、主としてコマ、球面収差の摂動によりAbbeの正弦条件が崩れたとき、再生信号がどのようにひずみ、その結果としてジッターが発生するかについて解析した。Abbeの正弦条件は実空間座標と周波数空間座標を含んだ、いはばフーリエ光学的条件であって、実空間に着目すれば倍率の一定性、周波数空間に着目すれば空間周波数の再現性の条件になるというように、両面性、多様性を有しているが、本質的には動的な条件であって、Duffieuxによれば物点が変位したとき、像点が無ひずみで変位することを保証する、いわゆるアブラナティック条件に同義である。これをフーリエ移相定理を用いて言い直すと、物体による回折光のスペクトル間の位相差の、物点の変位に伴う時間変化が、像空間にお

いても保たれるための条件とすることができる。従って、正弦条件が成立しているかどうか確認するには、運動する回折格子を照明し、回折光のスペクトル間の位相差の時間変化を像空間で計測すればよい。ところで、光ディスクシステムはピットと呼ばれる位相構造をスパイラル状に配列させた、回転する一次元回折格子をコヒーレント・スポットで走査するシステムで、ピットによる回折光の0次光と1次光の干渉強度により、ディスクの回転に同期した信号を再生する。光ディスクのうちで、例えば、コンパクトディスクでは、最短のピット長が $0.9\mu\text{m}$ で、これを少なくとも $0.1\mu\text{m}$ の精度で長さを検出する必要があるから、Abbeの正弦条件が崩れていると、再生信号の波形ひずみにもとづくジッターが深刻な問題になる。逆に、Abbeの正弦条件が成立しているかどうか評価するためには、最も鋭敏な系であるということができる。

Abbeの正弦条件が光ディスクの再生原理にかかわる基本的条件であるにもかかわらず、これまで殆ど言及されなかったのは、実に奇妙なことである。この原因には光ディスクの開発においてビデオディスクの開発が先行したという歴史性がすくなく関係していると思われる。仮に、ビデオディスク・システムに偏芯コマを持った集光レンズを使用せざるを得ないときには、コマフレアの方向を走査方向に平行に向けて、隣接トラックからのクロストークを低減させるようにする。即ち、ビデオディスク・システムではクロストークの低減が波形ひずみの防止に優先する。これはビデオディスクではアナログ信号が記録され、これより再生された画像のコントラストが重視されるためである。このようなシステムでは収差の評価量には Strehl definitionを用いるべきで、許容値については Maréchal criterionによれば良い。

つぎに登場したコンパクトディスクのような光デジタルディスク・システムでは状況が一変し、波形ひずみがクロストークより重視されるようになった。オシロスコープの水平掃引軸が引き伸ばされ、アイパターンの1ビット、1ビットが、輝線の線幅の増加まで念入りに調べられるようになった。ここで、明らかに評価量の交替がおこり、ジッターが再生信号の主たる評価の対象になった。仮にコンパクトディスク・システムに偏芯コマを持った集光レンズを使用せざるを得ないときには、コマフレアの方向を走査方向に直交させて、波形ひずみによるジッターを低減させるようにする。光デジタルディスクの原信号は、

ピットの長さとその配列方法で全情報をコード化しており、これらが精密に復元されることが重要で、われわれはそのための条件がAbbeの正弦条件であることを知った。ジッターはAbbeの正弦条件が崩れた結果として発生する。ジッターのRMS値は波形ひずみのRMS値で評価され、波形ひずみのRMS値はPTFとMTFの二乗和の関数であるから、Strehl definition と異なりPTFをMTFと同等に評価するものである。従って、信号の無ひずみ再生にはタンジェンシャル・コマが最も有害ということになる。斯くして、われわれは100年前、Abbeが導いた正弦条件を、光ディスクの再生原理のかかわる基本的条件として位置づけ、正弦条件に則した評価量としてジッターを与え、収差の関数としての具体的な表現を与えることができた。ジッターの原因には光ディスクの再生原理にかかわる理論的背景があり、ジッターを低減する観点から、収差の許容値を決めることは極めて妥当である。今後、ジッターが光デジタルディスクの光学系の収差のクライテリオンとして大いに活用されることを望みたい。

今後の光ディスクの研究に関して提言をのべたい。序にのべたように、本研究で解析したジッターは光デジタルディスクの再生信号のアイパターンに発生するジッターのうち光学的ジッターに関するもので、とくに再生光学系の収差にもとづくものにほぼ限定されている。再生専用の光ディスクは短波長のレーザーを使用した光学系によって記録されるから、光ディスク・システムとしての信号の伝達関数はほぼ再生光学系の伝達関数で決定される。ところで近年、各種の記録可能な光ディスク用材料が開発されたが、これらを用いたシステムでは同一波長のレーザーを使用して記録・再生をおこなっている。しかもレーザー光による熱記録方式がとられているので光ディスク・システムとしての信号の伝達関数は記録光学系の伝達関数が支配する。したがって、記録条件によって符号間干渉にもとづくジッターが変化しやすい。さらに、信号の変調度が小さいときには記録媒体のもつノイズによるジッターの増加が無視できない。このような理由により記録可能な光ディスク・システムでは光学的ジッターのうち1) 符号間干渉にもとづくジッターと3) ノイズにもとづくジッターが再生専用の光ディスクに比べて重要である。本研究によって2) 収差にもとづくジッターの全貌があきらかになったので、今後、記録可能な光ディスクに関して上記の1) , 3) の光学的ジッターの挙動が明らかにされることを希望する。