



光ディスクに起因する雑音の解析

本 宮 佳 典

(株)東芝研究開発センター 〒210 川崎市幸区小向東芝町 1

(1994年1月28日受理)

Analysis of Noises from Optical Disks

Yoshinori HONGUH

Toshiba Corp. R&D Center,
1, Komukai Toshiba-cho, Saiwai-ku, Kawasaki 210

1. はじめに

光ディスクは大容量の記録媒体として多くの応用分野が拓かれてきたが、さらに高密度な記録のための技術開発が進められている。特に短波長光源の開発などに支えられ、従来より微細な光スポットを用いて情報を記録あるいは再生するようになってきた。このため、光ディスクの記録面にある微小な形状変動が雑音の大きな要因となりつつある。本稿ではこのような、光ディスクに起因する雑音(ディスク雑音)を、回折理論などに基づいてモデル化する試みについて解説する。

ディスク雑音はある程度分類して考えることができる。光ディスクの記録面は、基準となる平面に記録マークやトラッキング案内用のグループが形成されたものである。したがってディスク雑音は、①基準の面の表面粗さ、②マーク形状変動、および、③グループ形状変動のそれぞれに起因する3種のものが考えられる。また、この他に④基板表面のダストや傷等に起因するものも考えられる。

スカラ回折理論に基づく再生信号の解析について以前紹介した¹⁾が、その際に表面粗さ、およびマーク形状変動による雑音の解析について紹介した。本稿ではこれらについて若干補足すると共に、グループ形状変動に起因する雑音、および基板表面のダストによる雑音の解析について述べる。なお、ダストによる雑音については、集光点から大きく離れた位置でのダストの挙動の影響であるため、幾何光学によりモデル化した。以下、次章で全体的なモデル化の方針の概要を述べ、3章以下でそれぞ

れの具体的な手法について説明する。

2. ディスク雑音のモデル化

光ディスクの再生光学系を図1に模式的に示す。対物レンズで記録面上に絞り込まれた光ビームが、ディスクで反射され、再び対物レンズを通過した光が検出器へ導かれる。記録面の表面粗さ、マーク形状、グループ形状等の変動は、いずれも集束光ビームの焦点にある要因なので、これらに対しては回折モデルを適用する必要がある。光ディスクの再生光学系のような結像系ではフラウンホーファ回折がよく成り立つことが知られており、これを基礎におく。このモデルは光ディスクについてはHopkinsにより定式化された²⁾。回折後の場の分布をフーリエ変換によって求められるため、現象の物理的描像が得やすく、種々のモデルに柔軟に対応しやすい。したがって雑音の定式化も見通しよく進められることが期待できる。

フラウンホーファ回折モデルでは、記録面の光スポットの振幅分布 $F(u, v)$ は、入射光の対物レンズ開口位置での振幅分布 $f(x, y)$ のフーリエ変換

$$F(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp\{-2\pi i(xu + yv)\} dx dy \quad (1)$$

として与えられる。ここで、 x, y は開口半径 a で規格化した対物レンズ開口面上の座標、 u, v は波長 λ と対物レンズ開口数 NA との比 λ/NA で規格化した光ディスク記録面上の座標で、記録列の方向を v 軸とする。反射直後の光の振幅分布は記録面の複素反射率 $R(u, v)$ を用

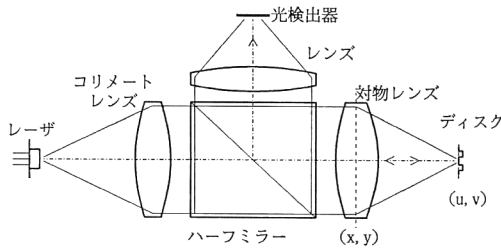


図1 光ディスクの再生光学系

いて $F(u, v)R(u, v)$ のように与えられると仮定する²⁾。マークやグループの存在は $R(u, v)$ に反映される。反射光の対物レンズ開口位置での振幅分布 $\alpha(x, y)$ は、

$$\begin{aligned} \alpha(x, y) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(u, v)R(u, v) \\ &\quad \times \exp\{-2\pi j(xu + yv)\} du dv \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x' - x, y' - y)r(x', y') dx' dy' \end{aligned} \quad (2)$$

と書ける。ただし、

$$r(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R(u, v) \exp\{-2\pi j(xu + yv)\} du dv \quad (3)$$

とする。反射光の強度分布は $|\alpha(x, y)|^2$ で与えられ、再生信号はこれを開口内 ($x^2 + y^2 < 1$) で積分して得られる。前報¹⁾でも述べたように、グループやマークが周期的に存在する場合、 $r(x, y)$ がデルタ関数の列となり、 $\alpha(x, y)$ は回折光の重ね合せとして表される。

雑音の要因となる変動の大きさは、グループやマークを特徴付けるサイズと比べて小さいと仮定できる。このとき、複素反射率 $R(u, v)$ と、変動がない場合の複素反射率 $R_0(u, v)$ との違い $\Delta R(u, v)$ は微小である。そこで、再生信号をこの微小量で冪展開し、低次の支配項を評価することでよい近似が得られる。

表面粗さとグループ形状の変動は、それぞれ2次元および1次元のひろがりをもった変動である。したがって $\Delta R(u, v)$ を2次元あるいは1次元の連続関数として扱うのが自然である。この場合、(2)式の第2の表式から出発するとよい。光ビームの走査方向を y 方向とすると、検出光量の増減は、干渉する二つの回折光の回折方向の y 方向成分の違いに比例した周波数で生ずる。変動 $\Delta R(u, v)$ のフーリエ変換 $\Delta r(x, y)$ が一方では変動の空間周波数成分の振幅を表しながら一方では回折方向と回折光の振幅の関係を表すため、変動の性質と発生する雑音の周波数成分とを直接関係づけられる。

これに対し、マークサイズの変動は記録面に遍在したものというよりは個々のマークに局在したものとしてイメージしやすい。したがってマークサイズの変動については各マークに対して変動量を与えることから出発する。この場合、単一のマークに生じた変動による再生信号の変化に注目して雑音パワースペクトルを導く。

3. 表面粗さによる雑音

記録面の表面粗さに起因する雑音の解析については前報など^{1,3)}で述べた。複素反射率 $R(u, v)$ が表面の起伏 $h(u, v)$ を用いて

$$R(u, v) = \exp(2\pi j 2h(u, v) - Vh(u, v)/\lambda') \quad (4)$$

のように与えられるとする。ただし V は規格化された速度、 λ' は基板中の波長とする。このとき深さ $h(u, v)$ について、記録ピットの深さ $h_p(u, v)$ と微小で不規則な変動成分 $h_n(u, v)$ の和として、

$$h(u, v) = h_p(u, v) + h_n(u, v) \quad (5)$$

のように表せるとし、再生信号のパワーの表式を h_n で展開する。ここで便宜上 $h_n(u, v)$ が u, v 方向に十分長い周期 q_u, q_v を有するものとして、

$$\begin{aligned} h_n(u, v) &= \sum_{m, n=-\infty}^{\infty} C_{m, n} \\ &\quad \times \exp[2\pi j \{(m/q_u)u + (n/q_v)v\}] \end{aligned} \quad (6)$$

のように展開する。展開係数の $C_{m, n}$ は起伏の空間周波数成分の振幅を表すと共に、回折光の方向と振幅に関係づけられる。ランダムな変動であることから、 $C_{m, n}$ を確率変数として扱う。 m, n の異なる成分間に相関がないなどの仮定を置き、パワーの表式の統計平均をとることで雑音パワースペクトルの表式が得られる。

こうして得られる雑音パワースペクトル $P(\nu)$ は、記録ピットの有無にかかわらず存在する成分 $P_1(\nu)$ と、ピットからの回折光との干渉による成分 $P_2(\nu)$ との和になる。ランダムな起伏の大きさを特徴づける値として rms 値がよく用いられるが、 $P_1(\nu)$ はこの4乗に比例し、 $P_2(\nu)$ は2乗に比例する³⁾。図2は高精細ビデオディスクをモデルとした計算の一例である。ピットの壁面が急峻になるほど $P_2(\nu)$ の寄与が小さくなることがわかる。このようなことから、両成分のどちらが支配項になるかは諸条件に依存する。

吉井らは射出成形樹脂基板の転写性と雑音を測定し、表面粗さと雑音に強い関係のあることを確認している⁴⁾。この中で、雑音が rms 値の3乗に比例する結果が報告されている。しかしながら、起伏を微小量として冪展開する立場からは、パワーが起伏の奇数次の依存性を

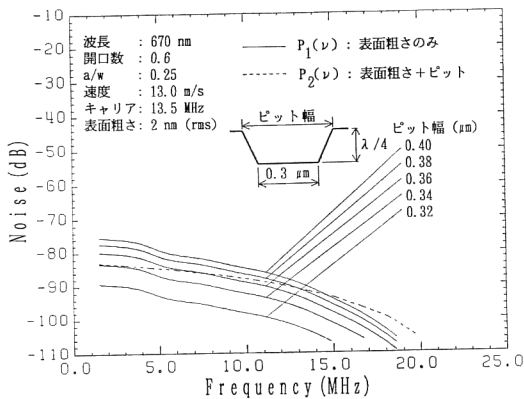


図2 高精細ビデオディスクにおける、表面粗さに起因した雑音のビット形状依存性

示すことは考えにくい。これは、一つには彼らも指摘しているようにサンプルに周期的な起伏構造があることに起因していると考えられる。その場合、上記の $P_2(\nu)$ に相当するような成分が混入すると予想され、4乗に比例する成分と2乗に比例する成分の和が、結果的に測定範囲内で3乗に比例する関係を示した可能性がある。また、雑音レベルは rms 値だけでなく、起伏の空間周波数成分についてのパワースペクトルに依存する。したがって相関距離などの指標も含めた比較が必要であろう。いずれにしろ、表面粗さによる雑音の抑制を意識して、ビット形状や基板成形条件を検討することが重要である。

4. マーク形状変動による雑音

ビデオディスクのようにマークがほぼ周期的に並んでいる場合について、変動が各マークに局在するものとして扱う。モデルの概要は前報など^{1,5,6)}で述べた。マークの形状変動は単一自由度の確率変数 X で記述されるものとする。このとき、周期的マーク列のうち一つだけに x なる微小な変動が生じた際の再生信号の変化 $s_x(t)$ をその微小な変動量で割った値を時間の関数として $g(t)$ と定義する。すなわち、変動量に対する一次の微係数として

$$g(t) = \lim_{x \rightarrow 0} s_x(t)/x \quad (7)$$

のように定義する。再生信号の変化を変動量について1次の項で近似するのが妥当であるためには、 $s_x(t)/x$ の値が現実的な x の値に対してほぼ一定で、しかも他のマークに変動があってもほぼ一定の値になることが必要である。これは、そのようなケースについて具体的に計算することで確認できる。

次に、変動の統計的な性質については平均値がゼロ

で、異なるマークの変動の間に相関がない、すなわち

$$\langle X_m \rangle = 0 \quad (8)$$

$$\langle X_m X_n \rangle = \delta_{m,n} \langle X^2 \rangle \quad (9)$$

が成り立つと仮定する。ここでかき括弧は統計平均、 $\langle X^2 \rangle$ は X の分散を表す。このとき、再生信号の変化 $s(t)$ の自己相関関数 $\phi(\tau)$ は

$$\phi(\tau) = \langle X^2 \rangle (1/P) \int_{-\infty}^{\infty} g(t)g(t+\tau)dt \quad (10)$$

と表せ、雑音パワースペクトルはウィーナー・ヒンチンの関係から $\phi(\tau)$ のフーリエ変換として求められる。関数 $g(t)$ は通常の解析手法で評価できる。図3は高精細ビデオディスクをモデルとして、マーク幅、マーク長、マーク中心位置、およびエッジ位置の変動のそれぞれに対して関数 $g(t)$ を求めたものである。光ビームの走査速度は 13.5 m/s、信号の周波数は 13 MHz である。この図から、例えばマークの幅変動による雑音はエッジ位置の変動によるものより周波数帯域が狭いことや、中心位置の変動による雑音は低域成分が小さいことなどが予想できる。

図4は実験で得られた雑音パワースペクトルと、エッジ位置の変動による雑音の計算結果を比較したものであ

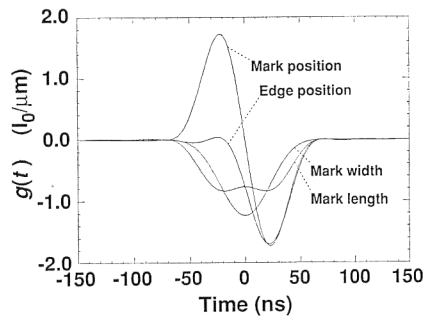


図3 高精細ビデオディスクの記録ビットの各変動モードに対する関数 $g(t)$ の計算値⁶⁾

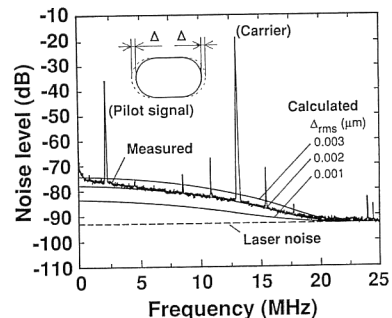


図4 高精細ビデオディスク再生信号のパワースペクトルと計算値の比較⁶⁾

る。レーザー雑音は、測定で得られたレベルを定数として計算値に加えてある。変動の rms 値を $0.002 \mu\text{m}$ とすると、実験と非常によく一致する。また、他の変動モードでは周波数依存性が実験と大きく異なり^{5,6)}、少なくともそれらが主要因にはなっていないことは明確に結論できる。このように、この解析モデルは個々の変動モードに対して予想される雑音パワースペクトルを評価できるため、雑音の主要因を特定するのに有用である。Madison は光磁気ディスクの場合について、回折計算の部分をも簡略化した手法で検討し、マークエッジの変動が実験結果をよく説明することを報告している⁷⁾。

なお、このモデルは複数の変動モードがある場合にも容易に拡張できる。例えば、上記 X に加え、確率変数 Y で表されるモードがある場合、再生信号の変化の自己相関関数は

$$\begin{aligned} \phi(\tau) = & \langle X^2 \rangle (1/P) \int_{-\infty}^{\infty} g_x(t)g_x(t+\tau) dt \\ & + \langle Y^2 \rangle (1/P) \int_{-\infty}^{\infty} g_r(t)g_r(t+\tau) dt \\ & + \langle XY \rangle (1/P) \int_{-\infty}^{\infty} [g_x(t)g_r(t+\tau) \\ & + g_r(t)g_x(t+\tau)] dt \end{aligned} \quad (11)$$

のように与えられる。ただし、 $g_x(t)$ と $g_r(t)$ はそれぞれ X と Y について (7) 式で定義した関数である。また、 Y についても X と同様の統計的性質を仮定し、 X と Y の相関は同じマークの中でのみ存在すると仮定した。 X と Y に相関がなければ、単純にそれぞれからの寄与の和になる。

5. グループ形状変動による雑音

グループ形状は、断面形状を表す関数 $h(u)$ で特徴づけられる。グループ形状に変動がある場合、断面形状を $h(u, \Delta_1, \dots, \Delta_k)$ で表す^{8,9)}。ここで、 Δ_i ($i=1, \dots, k$) は i 番目のモードによる断面形状の変化を表すパラメータとする。したがって v 方向の形状変化は各 Δ_i を v の関数 $\Delta_i(v)$ として与えることで表される。

このようなモデルに対して、複素反射率の変動分のフーリエ変換を、変動するパラメータ Δ_i について展開し、最低次 (1次) の項で評価する方針をとる。便宜上、 v 方向に十分長い周期 q 、 u 方向には N トラックの周期を仮定する。これらは必要があれば無限大に極限移行してよい。このとき、反射光の振幅分布 $\alpha(x, y)$ は、

$$\alpha(x, y) = f(-x, -y)$$

$$\begin{aligned} & + \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m \exp(2\pi j m d / P_t) A_g(m) \\ & \times f(-x + m / P_t, -y) \\ & + \sum_{i=1}^k \sum_{m, n=-\infty}^{\infty} j^m \exp\{2\pi j m d / (NP_t)\} \\ & \times \exp(2\pi j n V t / q) B(i, m) C(i, n) \\ & \times f(-x + m / (NP_t), -y + (n/q)) \end{aligned} \quad (12)$$

と表される。ただし、 P_t はトラックピッチ、 $A_g(m)$ はグループによる回折の係数¹⁾で、

$$\begin{aligned} A_g(m) = & \int_{-P_t/2}^{P_t/2} [\exp\{4\pi j h(u, 0, \dots, 0) / \lambda'\} - 1] \\ & \times \exp(-2\pi j u m / P_t) du (P_t)^{-1} \end{aligned} \quad (13)$$

また、 $B(i, m)$ は i 番目の変動モードを特徴付ける係数で、

$$\begin{aligned} B(i, m) = & (\partial / \partial \Delta_i) \int_0^{NP_t} \exp\{4\pi j h(u, \Delta_1, \dots, \Delta_k) / \lambda'\} \\ & \times \exp\{-2\pi j u m / (NP_t)\} du \\ & \times (NP_t)^{-1} |_{\Delta_1, \dots, \Delta_k=0} \end{aligned} \quad (14)$$

のように定義される。また、 $C(i, n)$ は $\Delta_i(v)$ の空間周波数成分の振幅で、

$$C(i, n) = (1/q) \int_{-q/2}^{q/2} \Delta_i(v) \exp(-2\pi j n v / q) dv \quad (15)$$

のように与えられる。この振幅は統計的に十分ランダムであるとして、

$$\langle C(i, n) \rangle = 0 \quad (16)$$

$$\langle C(i, n) C(i', n')^* \rangle = \delta_{i, i'} \delta_{n, n'} \langle |C(i, n)|^2 \rangle \quad (17)$$

などを仮定する。このとき、 $\langle |C(i, n)|^2 \rangle$ が $\Delta_i(v)$ の空間周波数成分に対するパワースペクトルを表す。3章の場合と同様に、これらを用いてパワーの表式の統計平均を計算することで、雑音パワースペクトルを導くことができる。変動の振幅 $C(i, n)$ について1次の近似では、周波数 ν での雑音パワースペクトル密度は空間周波数 ν/V の変動成分のみに依存する。

図5はグループ壁面の位置変動のモデルの一例である。断面は台形とし、壁面を5分割してそれぞれの位置が独立に変動するものとした。計算結果を図6に示す。変動の空間周波数に対するパワースペクトルは各部分共通の白色雑音としたが、雑音への寄与は変動位置により大きさも周波数依存性も異なる。この例の場合、溝肩の部分と底に近い部分の変動の寄与が大きい。ただし、グループ幅などが変わるとこのような変動位置依存性も変わるため、個々のケースについて検討する必要がある。

このような解析はグループ形状の設計や原盤露光、現像、製板等のプロセス改善に対して雑音抑制の側面から指針を与えるものとして位置付けられる。

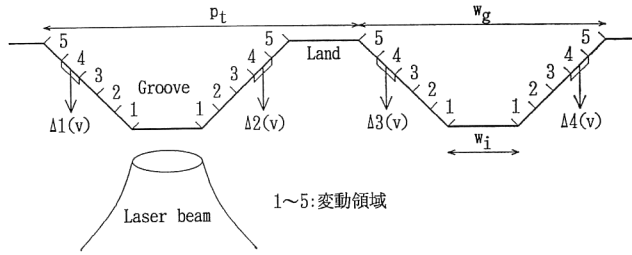


図5 グループ形状変動のモデル

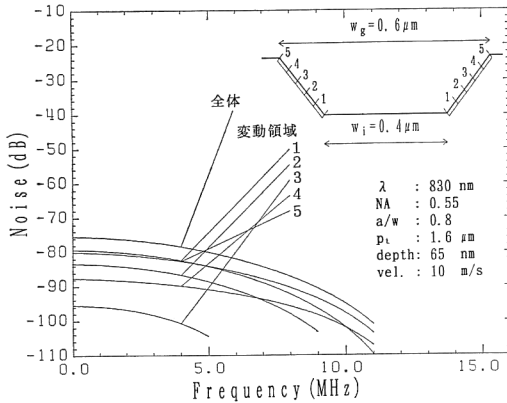


図6 グループ形状変動による雑音の計算結果

6. 基板表面のダストによる雑音

通常の光ディスクでは、1.2mm などの厚い基板を通してレーザー光を照射するので、基板表面のダストや傷等の影響はあまり問題にならない。これに対し、装置構成上のメリットからディスクの薄形化が検討されている^{10,11)}。ディスクを薄形化することで基板の傾斜により発生する収差を抑えられることから、特に短波長化や高NA化による収差の増大を補うことが期待できる。また、光ビーム径を小さくできるので、光ヘッドなどの光学系を小形化する上でも有利である。ただし、ディスク形状の精度の確保や、上記ダスト等の影響についての検討が必要である。このような背景から、ダストの影響を実験的¹²⁾、理論的に見積もる必要性が改めて認識されてきた。

基板に付着するダストは使用環境により形状、サイズ、分布密度等が大きく異なると考えられる。また、サイズの小さいダストなどでは回折の効果も考慮する必要があるなど、厳密な解析は困難である。そこで不透明で同一サイズの円形のダストにモデルを限定し、幾何光学的に光路の遮られる効果を評価する近似¹⁰⁾で、鏡面領域を走査した際の雑音パワースペクトルを理論的にモデル

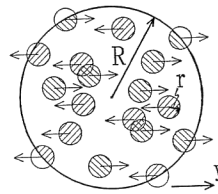


図7 基板表面における光ビームとダストのモデル

化することを試みた¹³⁾。

図7に基板表面における光ビームとダストのモデルを示す。光ビームの半径 R は

$$R = d \tan \{ \sin^{-1}(NA/n) \} \tag{18}$$

で与えられる。ただし、 d は基板厚、 n は基板屈折率とする。集束する光ビームは焦点で反射して戻ってくるので、反射光がダストに遮られる領域はダストのある領域を光軸に対して対称な位置に反転した領域になる。したがって、再生信号 $I(t)$ は、

$$I(t) = \{ I_0 / (\pi R^2) \} \iint_{x^2+y^2 < R^2} f(x, y) \times f(-x, -y) dx dy \tag{19}$$

と表される。ただし、光ビームの強度分布は平坦なものと仮定した。また、 $f(x, y)$ は光の透過率で、

$$f(x, y) = 1 - \sum_i w(x-x_i, y-y_i - Vt) \tag{20}$$

と書けるものとする。ここで、 $w(x, y)$ はダストの形状を表す関数で、半径 r の円形ダストを表す場合

$$w(x, y) = \begin{cases} 1 & (x^2 + y^2 < r^2) \\ 0 & (x^2 + y^2 > r^2) \end{cases} \tag{21}$$

のように与える。また、 (x_i, y_i) は i 番目のダストの座標である。このとき、再生信号は

$$I(t) = I_0 - I_1(t) + I_2(t) \tag{22}$$

$$I_1(t) = \{ 2I_0 / (\pi R^2) \} \iint_{x^2+y^2 < R^2} \sum_i w(x-x_i, y-y_i - Vt) dx dy \tag{23}$$

$$I_2(t) = \{ I_0 / (\pi R^2) \} \iint_{x^2+y^2 < R^2} \sum_i \sum_j w(x-x_i, y-y_i - Vt)$$

$$\times w(-x-x_i, -y-y_i-Vt)dx dy \quad (24)$$

となる。ただし $I_1(t)$ は光線が往路または復路でダストに遮られる効果による項、 $I_2(t)$ は往路と復路の両方でダストに遮られる分を除くための項を表す。

ここで、ダストの分布が一様でランダムと仮定する。具体的にはダストの位置が x, y 各座標に関してポアソン分布にしたがい、単位面積あたり平均 N 個の密度であるとする。また、複数のダストが重なる効果は無視できるとし、さらにダストのサイズはビームサイズに比べて十分小さいとする。このとき雑音パワースペクトル $P(\nu)$ は、上記 $I_1(t)$ と $I_2(t)$ に対応する二つの成分

$$P_1(\nu) = \{8NV/(\pi^2 R^4)\} \int_{-\infty}^{\infty} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \phi_1(\xi, t) \times \exp(2\pi j \nu t) dt \right|^2 d\xi \quad (25)$$

$$P_2(\nu) = \{8N^2V/(\pi R^2)\} \int_{-\infty}^{\infty} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \phi_2(\xi, t) \times \exp(2\pi j \nu t) dt \right|^2 d\xi \quad (26)$$

の和になる。ここで、 $\phi_1(\xi, t)$ は光軸から距離 ξ の軌道を通過するダストにより遮られることによる信号の減少量、 $\phi_2(\xi, t)$ はダストとダストの反転像が距離 ξ 離れた軌道を通過する際の重なりを表す (図 8)。図 9 にダスト

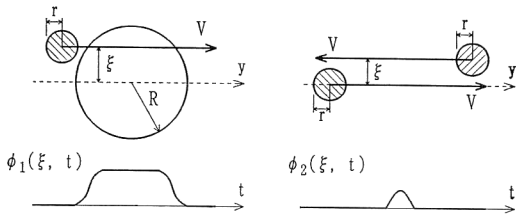


図 8 関数 $\phi_1(\xi, t)$ および $\phi_2(\xi, t)$

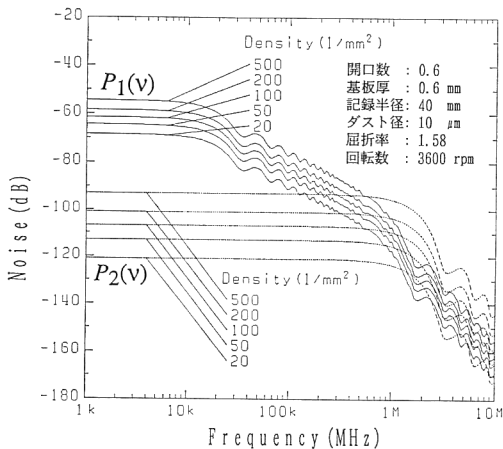


図 9 ダストによる雑音パワースペクトルの計算例

直径を $10 \mu\text{m}$ に固定した場合の計算結果を示す。 $P_1(\nu)$ は低域で支配的なものに対し、 $P_2(\nu)$ は高域で効いてくる。また密度に対して $P_1(\nu)$ が 1 次なのに対し、 $P_2(\nu)$ は 2 次の依存性を有するなどの違いがある。なお、それぞれのグラフが上下にうねっているのは、ダストのサイズをすべて等しくしたことによる。このモデルでは、信号波形への寄与が $\phi_1(\xi, t)$ 、 $\phi_2(\xi, t)$ として具体的に現れるので、現象の物理的イメージや諸パラメータへの依存性が理解しやすい。また、基板厚の異なる場合との相対的な比較を予想する場合などに有効である。

7. おわりに

雑音の要因となる変動は、実際には非常に複雑である。例えば、表面粗さやマークやグループ形状の変動などは、実際は渾然としている。その意味で今回紹介したモデルはいずれも雑音の片面的な見方であり、実測される雑音を計算で再現するまでには多くの課題がある。しかしながら、モデルをいたずらに複雑にするのが最善ではなかろう。むしろ単純化したモデルで現象の本質を反映できれば諸々の検討に役立つことが期待できる。この辺の見極めが一つの課題である。

雑音要因となる変動は制御するのが容易でない。そのため実験による理論の直接的な検証は必ずしも容易ではないが、測定技術も発達し、進展が期待できる。基本的な妥当性はスカラ回折理論の妥当性に帰着させられるが、変動の統計的性質に対して仮定した事柄が妥当かどうかは個々の具体的なケースに即した検討が必要である。

これまで、雑音はともすれば現象論的にしか扱われなかったが、記録の高密度化が進む中で、雑音要因の適確な把握や抑制策の検討などが必要となってきた。ディスク雑音についての具体的なイメージをもってこれらの検討を進めることに、今回紹介したモデルが参考になることを期待する。

文 献

- 1) 本宮佳典：“光ディスクにおける回折光解析”，光学，20 (1991) 210-215.
- 2) H. H. Hopkins：“Diffraction theory of read-out systems for optical video discs,” J. Opt. Soc. Am., 69 (1979) 4-24.
- 3) Y. Honguh：“Analysis of retrieval signal deterioration caused by disk surface roughness,” Proceedings of the Int. Symp. on Optical Memory, Kobe (1989), Jpn. J. Appl. Phys., 28, Suppl. 28-3 (1989) pp. 115-119.
- 4) 吉井正樹，蔵本浩樹：“光ディスク射出成型基板の転写性と信号ノイズに及ぼす金型温度の影響”，高分子論文集，49 (1992) 197-204.

- 5) Y. Honguh: "Diffraction analysis of optical disk readout signal deterioration caused by mark size fluctuation," Proc. SPIE, **1527** (1991) 315-321.
- 6) Y. Honguh: "Diffraction analysis of optical-disk readout signal deterioration caused by mark profile fluctuation," Appl. Opt., **33** (1994) 857-862.
- 7) M.R. Madison: "A model of write noise in magneto-optical media," J. Appl. Phys., **73** (1993) 5782-5784.
- 8) 本宮佳典: "光ディスクの案内溝形状変動の再生信号への影響", 第53回応用物理学会学術講演会講演予稿集, 18a-T-2 (1992) p. 948.
- 9) 本宮佳典: "光ディスクの案内溝形状変動による雑音の解析", 第54回応用物理学会学術講演会講演予稿集, 27a-SF-7 (1993) p. 982.
- 10) K. Seo, T. Kawashima, T. Yamagami and T. Watanabe: "Error propagation due to dust on a thin-substrate disk," Jpn. J. Appl. Phys., **31** (1992) 659-661.
- 11) T. Sugaya, T. Taguchi, K. Shimura, K. Taira, Y. Honguh, H. Satoh, T. Kobayashi and N. Nakamura: "Performance of a 600 Mbyte 90 mm phase-change optical disk against disk tilt," Jpn. J. Appl. Phys., **32** (1993) 5402-5405.
- 12) 水野英之, 久保高啓, 橋詰 隆, 古川真司: "光ディスクのダスト試験法", 第54回応用物理学会学術講演会講演予稿集, 28a-SF-4 (1993) p. 1005.
- 13) 本宮佳典: "光ディスク基板に付着したダストの再生信号への影響", 第40回応用物理学会関係連合講演会講演予稿集, 29p-B-2 (1993) p. 1017.