

光ヘテロダイン干渉偏光計による動的複屈折分布計測

岡 和 彦

透明物質の複屈折は、結晶構造の異方性やその物質に加わる電界、磁界、および応力などと密接な関係を有している。複屈折のこのような特性を利用して、各種の有用な計測法が開発され、さまざまな分野で用いられてきた。例えば、光弾性効果に基づく応力解析法は、透明な模型試料中に分布する主応力を調べる方法として古くから用いられており^{1,2)}、最近では半導体ウェハーやレーザーガラスの残留応力の測定などにも応用されている^{3,4)}。また、光ファイバーの複屈折が温度や応力などに依存することを利用して、さまざまな光ファイバーセンサーが考案されている⁵⁾。さらに近年では、液晶や光磁気ディスクなどの偏光を使ったフォトニックデバイスの急速な発展に伴い、これらのデバイスの複屈折を評価する新たな計測法についても、精力的な研究が行われている^{6,7)}。

複屈折を利用したこれらの計測法では、測定対象の複屈折を測定する偏光計が重要な役割を果たす。計測の目的や用途に合わせて、消光法⁸⁾、回転検光子法⁹⁾、偏光変調法^{10,11)}、振幅分割法¹²⁾、および光ヘテロダイン干渉法^{13,14)}などのさまざまな偏光計測法が考案され、実用に供せられてきた。ただし、現用の偏光計の多くは、サンプル上の1点での複屈折を測定する目的で作られており、液晶などのように複屈折が2次元的に分布している場合には、サンプルの走査を必要とした。この際、各測定点ごとに回転検光子などの偏光素子を制御するため、測定に膨大な時間を要した。一方で、光弾性解析に用いられる直線偏光計や円偏光計など、サンプルを走査せずに空間分布測定が行える偏光計もあるが、これらは単独では複屈折の大きさと複屈折軸方位の両方を求ることはできず、複数の偏光計を切り替えて

使う必要があった。このため、その応用は静的な複屈折分布の測定に限られてきた。これまで、複屈折の空間分布を短い時間で効率よく測定できる偏光計測法は未開発であり、これが従来、複屈折計測の応用分野を制約する大きな要因のひとつとなっていた。

このような背景の下で、複屈折の空間分布測定の応答時間を短縮する試みがいくつかなされている。これまでに、回転検光子とアレイ型光検出器を組み合わせた偏光計¹⁵⁾、電気光学変調器を用いた偏光計¹⁶⁾、液晶偏光変調器を用いた偏光計¹⁷⁾、位相シフト法を利用した干渉偏光計¹⁸⁾、そして光ヘテロダイン干渉を利用した偏光計^{19,20)}などについて研究がなされている。このなかで特に光ヘテロダイン干渉偏光計に関しては、複屈折の空間分布測定への利用を念頭においた新しい測定原理がいくつか発表されている。これらは、回転検光子などの動作時間がかかる偏光制御素子を用いていないため、光検出器と信号処理法で決まる時間周波数帯域までの高速な複屈折分布を測定することが可能である。応用例として、回転する光磁気ディスク基板中の複屈折分布の測定、動的な光弾性応力解析、そして液晶位相変調器の動特性の測定などが示されている。

本稿では、このような光ヘテロダイン干渉偏光計による複屈折の空間分布測定法について解説する。

1. 複屈折パラメーターと偏光状態の関係

最初に、測定対象の複屈折パラメーターと透過した光の偏光状態の関係について述べる。一例として、厚さ d の平板状の光弾性サンプルについて考える。このサンプルに外部から荷重を加えると、光弾性効果によりサンプルに複屈折が誘起される。図1(a)に示すように、サンプル上に $x-y$ 座標軸をとる。いま、サンプル上の点 $P(x,y)$ 近傍の領域に注目する。この領域での2つの直交する主軸方向を ρ お

北海道大学大学院工学研究科量子物理工学専攻(〒060-8628 札幌市北区北13条西8丁目)
E-mail: oka@eng.hokudai.ac.jp

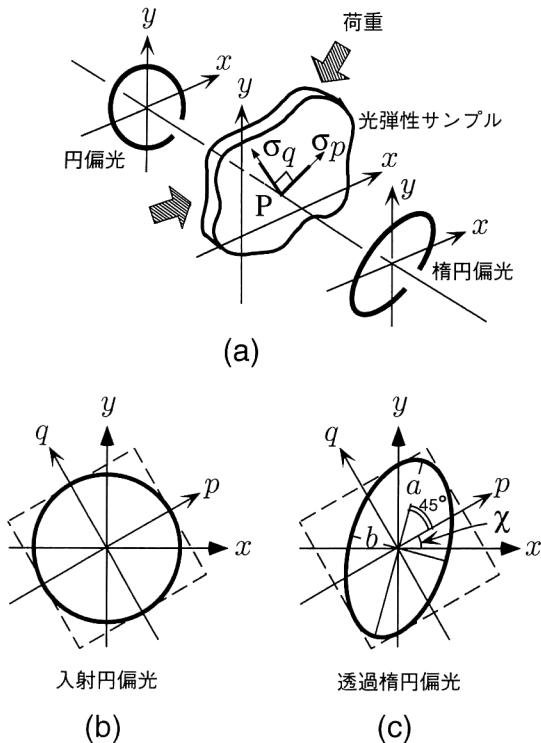


図1 光弾性サンプルに入射した円偏光と透過した楕円偏光の関係。

より q とし、各軸方向の主応力の大きさを σ_p および σ_q とする。応力により誘起される複屈折軸は主応力の方向と一致し、 p 軸と q 軸に沿った屈折率は弾性限界の範囲内で主応力の大きさと下記のような線形の関係を有している。

$$\begin{aligned} n_p &= n_0 + C_1 \sigma_p + C_2 \sigma_q \\ n_q &= n_0 + C_2 \sigma_p + C_1 \sigma_q \end{aligned} \quad (1)$$

ここで、 n_0 は無負荷状態での屈折率であり、 C_1 と C_2 は光弾性定数である。動的荷重状態下では、光弾性サンプル中の主応力の方向や大きさが、位置 (x,y) と時刻 t の関数である。したがって、複屈折軸 p と座標軸 x のなす角 χ は、時空間座標の関数 $\chi(x,y,t)$ として扱わなければならない。さらにこれらの複屈折軸に沿った屈折率も $n_p(x,y,t)$ および $n_q(x,y,t)$ として記述される。一般に、動的な複屈折分布をもつ物質については、この $\chi(x,y,t)$ 、 $n_p(x,y,t)$ および $n_q(x,y,t)$ が、その物質の複屈折を記述するパラメーターとなる。特に、異方性を示す尺度としては、複屈折（の大きさ） $\Delta n(x,y,t) = n_q(x,y,t) - n_p(x,y,t)$ が用いられる。

この光弾性サンプルに円偏光が入射すると、 p 軸方向と q 軸方向に振動する2つの直線偏光成分に分かれて伝搬する。図1(b)の偏光ダイヤグラムに示すように、入射光は複屈折軸の方位によらず常に等しい振幅をもち、両者の位相差は 90° である。それぞれの直線偏光成分はサンプルを透過する間に

$$\psi_p = \frac{2\pi\nu}{c} n_p d, \quad \psi_q = \frac{2\pi\nu}{c} n_q d \quad (2)$$

の位相変化を受ける。ただし、 ν は入射光の周波数であり、 c は真空中の光速である。このため、 p 偏光と q 偏光の間の位相差は、透過前後でリタデーション

$$\delta = \psi_q - \psi_p = \frac{2\pi\nu}{c} \Delta n d \quad (3)$$

だけ変化する。サンプル透過後は図1(c)の偏光ダイヤグラムのように、長軸 a が p, q 両複屈折軸から 45° 傾いた楕円偏光となり、その楕円率は

$$\varepsilon = \frac{b}{a} = \tan\left[\frac{\delta}{2} + 45^\circ\right] \quad (4)$$

で与えられる。

以上からわかるように、サンプル透過後の偏光状態が測定できれば、それから複屈折軸の方位角 χ やリタデーション δ を求められる。そして式(3)から、サンプルの複屈折 Δn が決まる。光弾性サンプルについては、式(1)を用いると Δn から主応力差 $\Delta\sigma = \sigma_q - \sigma_p$ が得られる。なお、出射光の偏光状態のみからは、 n_p および n_q を独立に求めることはできない。各々を求めるためには、偏光状態の他に出射光の位相も求める必要がある。

2 周波左右円偏光を用いた光ヘテロダイン干渉偏光計

現用の光ヘテロダイン干渉偏光計による複屈折測定では、多くの場合、直交2周波成分を有するレーザー光が光源に用いられてきた¹³⁾。この光の2つの直線偏光成分を、半波長板などを介してサンプルの複屈折軸に一致させて入射すると、透過光の各々の偏光成分は位相変化 ψ_p と ψ_q を受ける。両者を干渉させて得られるビート光電流の位相から、リタデーション δ が得られる。ところが、この光ヘテロダイン干渉偏光計で複屈折の空間分布測定を行うと、半波長板などの調整が繁雑となり、膨大な測定時間を要する。梅田らは、この問題を解決するため、直交2周波光の代わりに2周波左右円偏光を用いる光ヘテロダイン干渉偏光計を考案した¹⁹⁾。その原理を図2に示す。この図において、測定対象には回転する円盤状の複屈折サンプルを想定している。軸ゼーマンレーザー SAZL (stabilized axial Zeeman laser) から出射した2周波左右円偏光は、複屈折サンプルに入射される。周波数 ν_1 および ν_2 をもつ2つの円偏光成分は、サンプルを透過する間に各々楕円偏光となる。式(4)からわかるように、サンプルのリタデーション δ によって両者の楕円率が決まる。またそれぞれの長軸とサンプルの一方の複屈折軸 p のなす角は -45° と $+45^\circ$ である。サンプルを出射した2つの楕円偏光は、1/4波長板

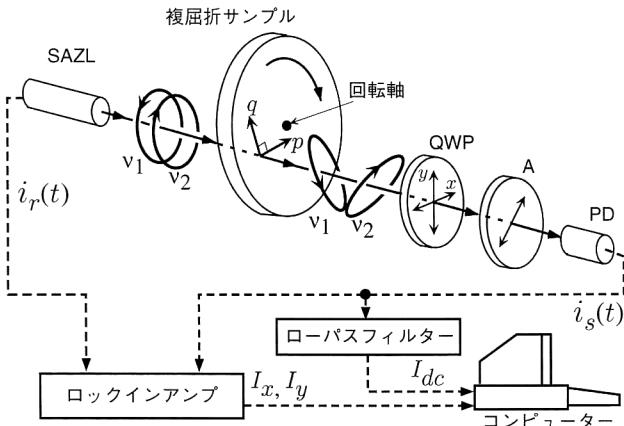


図2 2周波左右円偏光を用いた光ヘテロダイン干渉偏光計の原理図。

QWPと検光子Aを透過し、光検出器PDに入射する。ここで、QWPに対してAの方位は45°傾けられている。リタデーション δ の絶対値が360°より十分小さい場合には、PDから得られる光电流は、

$$i_s(t) = I_{dc}\{1 + \delta \sin(2\pi\Delta\nu t + 2\chi)\} \quad (5)$$

となる。ただし、 χ はQWPの一方の主軸xに対するサンプルの複屈折軸 p の方位角である。また、 I_{dc} は直流成分の強度を示し、 $\Delta\nu$ はビート周波数である。この式からわかるように光电流に含まれるビート成分の振幅は δ に比例し、一方初期位相は χ の2倍となる。SAZLから得られる参照ビート光电流 $i_r(t)$ を利用してロックインアンプで同期検波をすれば、 $I_x = \delta I_{dc} \cos(2\chi)$ と $I_y = \delta I_{dc} \sin(2\chi)$ が得られる。これよりサンプルのリタデーションと方位角は

$$\begin{aligned} \delta &= \sqrt{I_x^2 + I_y^2} / I_{dc} \\ \chi &= \frac{1}{2} \tan^{-1}[I_y/I_x] \end{aligned} \quad (6)$$

と求められる。ただし I_{dc} は、 $i_s(t)$ をローパスフィルターに通して得る。この偏光計では、回転波長板や回転検光子など、機械的可動部を有する偏光制御素子が用いられていないので、各点の測定に要する時間はロックインアンプの時定数で決まる。

応用例として、高速に回転する光磁気ディスク基板中の複屈折の測定が行われている。一般に光磁気ディスクは磁気カーエフェクトを利用しているので、ディスク基板に複屈折があると誤動作の原因となる。ところが、記録速度を上げるためにディスクの回転数を上昇させると、遠心力が働き、光弾性効果によって基板に複屈折が誘起されてしまう。したがって、光磁気ディスク基板の評価のためには、高速回転下で直接、複屈折分布を測定する必要がある。梅田らの実験では、3,000 rpmで回転する5.25インチ光ディスク基板中の複屈折の大きさと方位が測定されている。回転が止

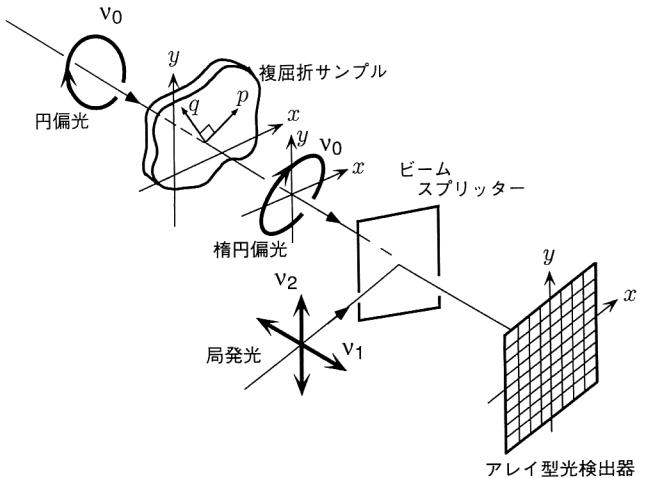


図3 直交2周波局発光を用いた光ヘテロダイン干渉偏光計の原理図。

められている場合と比べて、遠心力によって複屈折軸の方位が回り、また複屈折が大きくなっていることが示されている。なお、この実験においてサンプル上の一点ごとの測定時間は100 μsであり、最小検出可能リタデーションは0.072°であった。

3. 直交2周波局発光を用いた光ヘテロダイン干渉偏光計

動的な複屈折の空間分布を測定するために、筆者らは、アレイ型光検出器を用いた光ヘテロダイン干渉偏光計を考案した²⁰⁾。その原理を図3に示す。この図において測定対象には時間とともに変動する複屈折が分布しているとする。周波数 ν_0 の円偏光を信号光としてサンプルに入射させると、サンプル透過光は橙円偏光となる。この光は、直交2周波直線偏光成分を有する局発光（局部発振光）と重畠されて、アレイ型光検出器上で干渉する。局発光の2つの偏光成分の周波数を ν_1 ならびに ν_2 とし、 $x-y$ 座標を局発光の2つの偏光方向に一致させてアレイ型光検出器の上にとる。橙円信号光は局発光と同様に2つの偏光成分に分けて扱うことができる。このため、局発光の ν_1 周波数成分は橙円信号光の x 偏光成分と干渉し、一方、局発光の ν_2 周波数成分は橙円信号光の y 偏光成分と干渉する。アレイ型光検出器の各画素から得られる光电流には、中心周波数 $\Delta\nu_1 = \nu_0 - \nu_1$ と $\Delta\nu_2 = \nu_0 - \nu_2$ をもつ2つのビート成分が含まれ、それらは橙円信号光の x,y 偏光成分の複素振幅分布 $E_x(x,y,t)$ および $E_y(x,y,t)$ の情報を含んでいる。この光电流のフーリエスペクトルは、図4に示すように5つの成分からなる。このうち、周波数 $\Delta\nu_1$ および $\Delta\nu_2$ を中心とする2つの成分を周波数フィルターで取り出し、それぞれをフー

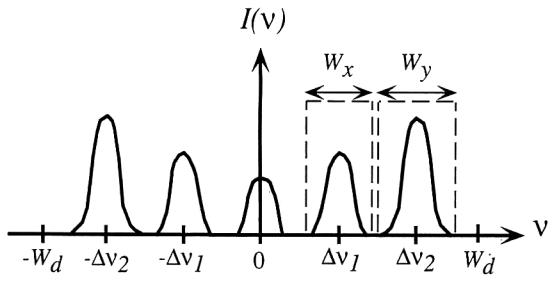


図4 光電流の時間フーリエスペクトル。

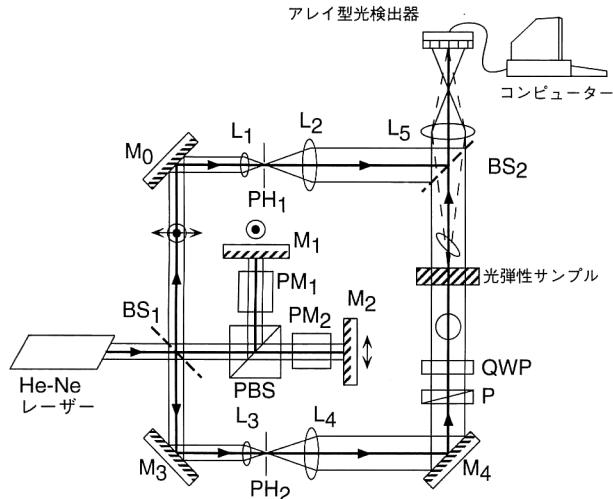


図5 光ヘテロダイイン干渉偏光計の模式図。

リエ逆変換すると、 E_x ならびに E_y が求まる。

この E_x と E_y から、橢円信号光の偏光状態を記述するストークスパラメーター S_0, S_1, S_2 , および S_3 を計算することができる。そしてストークスパラメーターから、複屈折軸 p と座標軸 x のなす角 χ , ならびにサンプルのリターンション δ が

$$\begin{aligned} \chi &= -\frac{1}{2} \tan^{-1}[S_1/S_2] \\ \delta &= \tan^{-1}[\sqrt{S_1^2 + S_2^2}/S_3] \end{aligned} \quad (7)$$

と求められる。また、この偏光計では E_x と E_y が同時に、かつ独立に求められているので、座標軸の回転を行うとサンプル透過後の p 偏光と q 偏光の複素振幅分布が次式のように計算できる。

$$\begin{bmatrix} E_p \\ E_q \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \chi & \sin \chi \\ -\sin \chi & \cos \chi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (8)$$

p 偏光と q 偏光の位相 ψ_p, ψ_q は、それぞれ E_p ならびに E_q の偏角から得られるので、式(2)を用いて n_p と n_q を独立に求めることができる。これらの計算処理をアレイ型光検出器で離散化された空間座標 (x_i, y_j) ($i, j = 1, 2, \dots$) およびサンプル時刻 t_k ($k = 1, 2, \dots$) すべてについて行えば、複屈折軸の方位角 χ と複屈折の大きさ Δn のみならず、2つの主

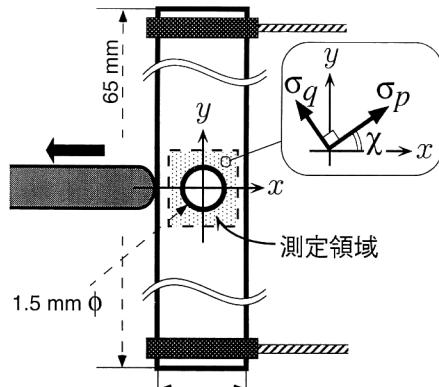


図6 光弾性サンプル。

屈折率 n_p および n_q についても時空間分布が求められる。例えば、この原理を光弾性解析に用いると、 n_q と n_q を式(1)に代入して、 σ_p と σ_q の方向と大きさを同時に、かつ独立に求めることができる。

時間周波数帯域 W_d のアレイ型光検出器を用いて複屈折分布測定を行う際には、図4に示されるように、ビート光電流のフーリエスペクトルに含まれる5つの成分が $\pm W_d$ の範囲内で互いに重なってはならない。この要請を満たすように、ビート成分を取り出すための周波数フィルターの帯域幅 W_x および W_y を選ぶ必要がある。このフィルターの帯域幅によって、検出できる複屈折分布の時間周波数帯域が決まる。一方、アレイ型光検出器の各画素ごとに独立に偏光状態が求められることから、複屈折測定の空間分解能は、結像系と光検出器の空間周波数帯域より決まる。

この原理に基づくマッハ・ツェンダー型光ヘテロダイイン干渉偏光計を図5のように試作した²¹⁾。ここで局発光の2つの偏光成分の周波数シフトには、鋸歯状に変調された位相変調器 PM_1 と PM_2 を用いた。フレームレート $f_r = 2066$ frames/sのアレイ型光検出器により発生されたビート光電流は、コンピューターに取り込まれ、複屈折パラメーターの空間分布の時間変化が計算される。サンプリング定理により、この光検出器の時間周波数帯域は $W_d = f_r/2 = 1033$ Hzで与えられる。この帯域内で E_x と E_y のスペクトルが重ならないように、2つのビート周波数を $\Delta\nu_1 = W_d/3 = 344$ Hzと $\Delta\nu_2 = 2W_d/3 = 688$ Hzに選び、周波数フィルターの帯域を $W_x = W_y = W_d/3 = 344$ Hzとした。この場合、偏光計測の時間分解能は周波数フィルターの逆数の $1/344$ s = 2.9 msで与えられる。一方、空間分解能は $50 \mu\text{m}$ であった。

試作した光ヘテロダイイン干渉偏光計を使って、動的な光弾性応力解析を行った。光弾性サンプルには、図6のように中心に丸穴が開けられた矩形のエポキシ板を用い、長軸

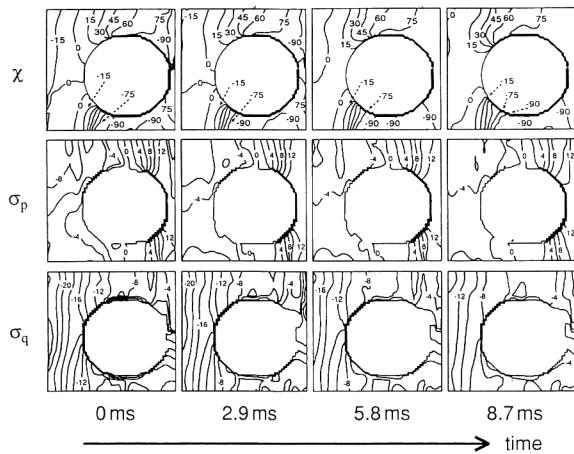


図 7 穴の周囲に生ずる主応力分布の時間変化。

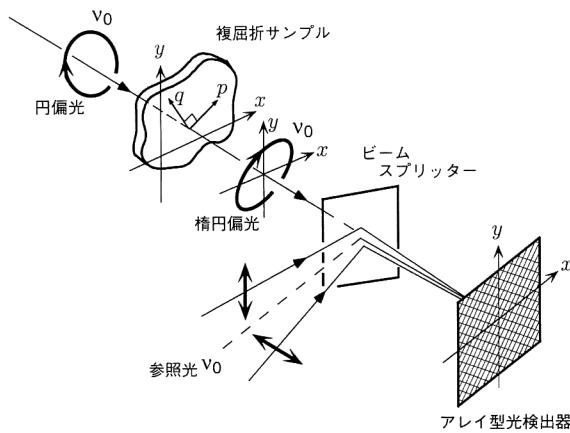


図 8 空間周波数キャリヤーを用いた干渉偏光計の原理図。

方向を垂直に立てた。穴の左側から荷重を加えた後、その荷重を急に取り去った。その後の穴の回りの主応力分布を時系列で求めた。得られた結果を図 7 に示す。図の上段は 2.9 ms ごとの方位角 χ の分布であり、中段と下段は各時刻における σ_p と σ_q の分布である。ここで、主応力の方向と大きさの等高線間隔はそれぞれ 15° と $2 \times 10^5 \text{ N/m}^2$ である。また主応力の正負は、それぞれ引張応力と圧縮応力を表している。時間とともに主応力の大きさの等高線の間隔が広がり、応力の傾きが緩やかになる様子が示されている。

4. 時空間キャリヤーを用いた光ヘテロダイイン干渉偏光計

前章の直交 2 周波局発光を用いた光ヘテロダイイン干渉偏光計では、信号光の 2 つの偏光成分 $E_x(x,y;t)$ と $E_y(x,y;t)$ が、アレイ型光検出器から得られるビート光電流の時間周波数軸上で分離検出されている。同様の考え方を空間周波数領域に用いて干渉偏光計を実現することもできる^{22,23)}。

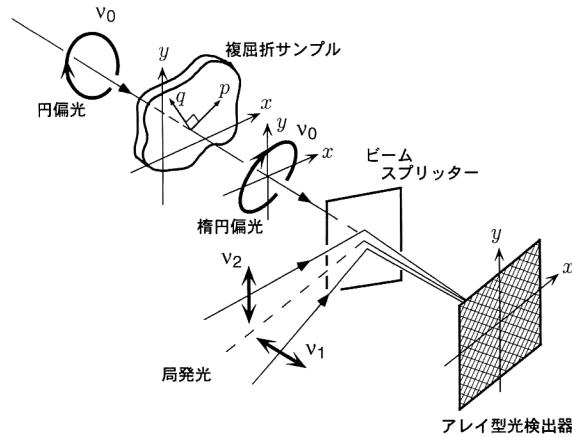


図 9 時空間周波数キャリヤーを用いた干渉偏光計の原理図。

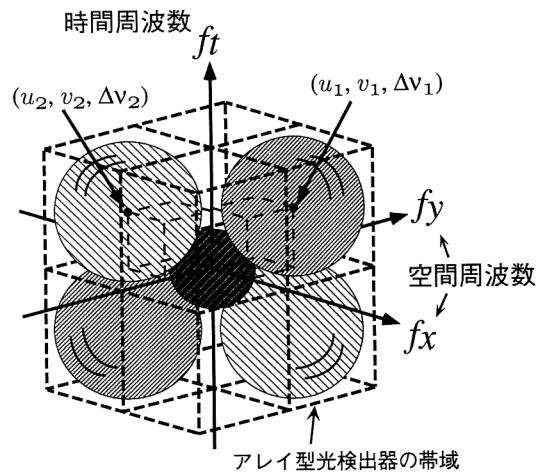


図 10 光電流の時空間フーリエスペクトル。

その原理を図 8 に示す。この干渉偏光計では、参照光の 2 つの直線偏光成分の波面を、信号光の波面に対しそれぞれ異なる角度で傾けておき、アレイ型光検出器上で互いに交差した 2 つの干渉縞を作る。各々の干渉縞は、 E_x と E_y の複素振幅の情報を有している。複屈折が時間とともに変化すると、この干渉縞も動く。得られた干渉縞をコンピューターに取り込み、各サンプル時刻において空間周波数領域でフーリエ変換すると $E_x(x,y;t)$ と $E_y(x,y;t)$ が求まる。この原理に基づく干渉偏光計により、反強誘電性液晶の複屈折パラメーター χ , ψ_p , および ψ_q の空間分布が $100 \mu\text{s}$ ごとに得られることが示されている²⁴⁾。

さらに、前述の 2 つの干渉偏光計の原理を組み合わせて、図 9 に示すような時空間キャリヤーを有する光ヘテロダイイン干渉偏光計を作ることができる²⁵⁾。この系において、アレイ型光検出器からの光電流に含まれる 2 つのビート成分は、それぞれ空間キャリヤー周波数 (u_1, v_1) , (u_2, v_2) と時間キャリヤー周波数 Δu_1 , Δu_2 の両方をもっている。図

10に示されたように、これらのビート成分は、光電流の時空間周波数スペクトル領域で分離される。各々を周波数フィルターで取り出し復調すれば、 E_x と E_y が得られる。先に述べたように、複屈折測定の時間分解能と空間分解能は、 E_x と E_y を取り出す際に用いられる周波数フィルターの帯域で決まる。時間周波数キャリヤーと空間周波数キャリヤーの両方を用いると、アレイ型光検出器の時空間周波数帯域をより柔軟に有効利用できるので²⁶⁾、時間ないし空間のいずれか一方のキャリヤーを用いる場合に比べ、より広帯域な偏光計測が実現できる。

比較のために、前章で述べたマッハ・ツェンダー干渉計と同じ実験系を用いて、時空間周波数キャリヤーを用いた光ヘテロダイイン干渉偏光計を構成した。動的光弾性応力解析に用いたところ、時間分解能 1.0 ms ならびに空間分解能 100 μm で主応力分布が得られた。時間周波数キャリヤーのみを用いた場合に比べ、特に時間分解能が約 1/3 となっていて、アレイ型光検出器の帯域が有効に利用されていることがわかる。

複屈折の動的な空間分布測定を目的とした新しい光ヘテロダイイン干渉偏光計測法をいくつか紹介した。いずれの偏光計測法においても、回転検光子や液晶などのような偏光制御素子が用いられていないので、これらの動作時間の制約を受けない。このため、光検出器と信号処理法で決まる時間周波数帯域内で高速な複屈折分布計測が実現できる。さらに、直交 2 周波局発光を用いた光ヘテロダイイン干渉偏光計を用いると、複屈折サンプルの 2 つの主軸方向における屈折率変化を同時に測定できる。この特徴を生かすと、例えば光弾性応力解析では、互いに直交する 2 つの主応力の大きさを独立に測定することが可能となる。

ここで述べた偏光計測法では、光ヘテロダイイン干渉によって、サンプルを透過した光波の振幅と位相の両方が測定できることを利用している。現用の偏光計測法の多くが、主にサンプル透過光のいくつかの偏光成分の強度のみから複屈折を求めていていることと比べると、光ヘテロダイイン干渉を利用した偏光計測法は、ベクトル場の複素振幅情報が直接求められる柔軟性の高い検出法であると考えることができる。今後、この特性を生かして、さらに有用な偏光計測法の開発が行われることが期待される。

最後に、直交 2 周波局発光を用いた光ヘテロダイイン干渉偏光計の共同研究者である北海道大学名誉教授 大塚喜弘氏（現 モリテックス先端技術研究所長）に深く感謝いたします。

文 献

- 1) 辻 二郎, 西田正孝, 河田幸三: 光弾性実験法(日刊工業新聞社, 1965).
- 2) J. F. S. Gomes: "Photoelasticity," *Optical Metrology*, ed. O. D. D. Soares (Martinus Nijhoff, Dordrecht, 1987) pp. 677-723.
- 3) M. Fukuzawa and M. Yamada: "Birefringence induced by residual strain in optically isotropic III-V compound crystals," Proc. SPIE, **2873** (1996) 250-253.
- 4) E. R. Cochran and C. Ai: "Interferometric stress birefringence measurement," Appl. Opt., **31** (1992) 6702-6706.
- 5) S. Tanaka, M. Murakawa and Y. Ohtsuka: "Temperature-disturbance free magnetic field sensor based on double fiber optic polarimetry," Opt. Rev., **4** (1997) 96-98.
- 6) J. L. Pezzaniti, S. C. McClain, R. A. Chipman and S. -Y. Lu: "Depolarization in liquid-crystal televisions," Opt. Lett., **18** (1993) 2071-2073.
- 7) P. de Groot: "Birefringence in rapidly rotating glass disks," J. Opt. Soc. Am. A, **15** (1998) 1202-1211.
- 8) W. Holzapfel and U. Riss: "Computer-based high resolution transmission ellipsometry," Appl. Opt., **26** (1987) 145-153.
- 9) D. B. Chenault and R. A. Chipman: "Measurements of linear diattenuation and linear retardance spectra with a rotating sample spectropolarimeter," Appl. Opt., **32** (1993) 3513-3519.
- 10) S. N. Jasperson and S. E. Schnatterly: "An improved method for high reflectivity ellipsometry based on a new polarization modulation technique," Rev. Sci. Instrum., **40** (1969) 761-767.
- 11) K. Egoshi and Y. Mochida: "Measurement of molecular orientation of polymer films during elongation process by means of birefringence using phase modulation technology," Proc. SPIE, **2873** (1996) 58-61.
- 12) R. M. A. Azzam: "Division-of-amplitude photopolarimeter based on conical diffraction from a metallic grating," Appl. Opt., **31** (1992) 3574-3576.
- 13) 梅田倫弘, 高和宏行: "横ゼーマンレーザによるガラスレーザディスクの残留複屈折分布の計測", 電子情報通信学会論文誌, **J73-C-I** (1990) 652-657.
- 14) R. Calvani, R. Caponi and F. Cisternino: "A heterodyne interferometric polarimeter for the detection of Jones and Stokes polarization vectors," Fiber Integr. Opt., **9** (1990) 151-159.
- 15) J. L. Pezzaniti and R. A. Chipman: "Mueller matrix imaging polarimetry," Opt. Eng., **34** (1995) 1558-1568.
- 16) K. Itoh, T. Ohkawa, Y. C. Zhu, T. Takada and T. Maeno: "Real-time measurement of two-dimensional birefringence," Proc. SPIE, **2873** (1996) 33-36.
- 17) R. Oldenbourg and G. Mei: "New polarized light microscope with precision universal compensator," J. Microsc., **180** (1995) 140-147.
- 18) Y. Otani and T. Yoshizawa: "Polariscope using the phase shifting technique," Proc. SPIE, **2265** (1994) 54-61.
- 19) N. Umeda, S. Wakayama, S. Arakawa, A. Takayanagi and H. Kohwa: "Fast birefringence measurement using right and left hand circularly polarized laser," Proc. SPIE, **2873** (1996) 119-122.
- 20) K. Oka, T. Takeda and Y. Ohtsuka: "Optical heterodyne

- polarimeter for studying space- and time-dependent state of polarization of light," *J. Mod. Opt.*, **38** (1991) 1567-1580.
- 21) T. Yamaguchi, K. Oka and Y. Ohtsuka: "Dynamic photoelastic analysis by optical heterodyne polarimetry," *Opt. Rev.*, **1** (1994) 276-277.
- 22) Y. Ohtsuka and K. Oka: "Contour mapping of the spatio-temporal state of polarization of light," *Appl. Opt.*, **33** (1994) 2633-2636.
- 23) K. Oka and Y. Ohtsuka: "Polarimetry for spatiotemporal photoelastic analysis," *Exp. Mech.*, **33** (1993) 44-48.
- 24) K. Oka, J. Ikeda and Y. Ohtsuka: "Novel polarimetric technique exploring spatiotemporal birefringent response of an anti-ferroelectric liquid crystal cell," *J. Mod. Opt.*, **40** (1993) 1713-1723.
- 25) K. Oka and Y. Ohtsuka: "Optical heterodyne polarimeter with spatiotemporal carrier frequencies for studying dynamic photoelastic stresses," *Proc. SPIE*, **2873** (1996) 127-128.
- 26) M. Takeda and M. Kitoh: "Spatiotemporal frequency multiplex heterodyne interferometry," *J. Opt. Soc. Am. A*, **9** (1992) 1607-1614.

(1998年8月31日受理)