

解説

超短光パルス計測

長 沼 和 則

NTT 光エレクトロニクス研究所 〒243-01 厚木市森の里若宮 3-1

(1993年8月5日受理)

Ultrashort Pulse Measurement

Kazunori NAGANUMA

NTT Opto-electronics Laboratories, 3-1, Morinosato-wakamiya, Atsugi 243-01

1. 光パルスとその計測法

1.1 はじめに

近年の超短光パルス技術は、光パルスの詳細な波形、とりわけ位相の積極的利用へと歩を進めてきている。この典型を例えばファイバ圧縮技術¹⁾に見ることができる。ファイバ伝搬中に、パルスが光カー効果による自己位相変調を受け、得られたチャープパルスを負分散光学系に通して、チャープを補償すると同時にパルス幅の短縮を行う。また、位相フィルタを作用させて任意波形の光パルスを生成する、いわゆる光シンセサイザを目指した報告もある²⁾。

このような手法を定量的に行うためには、単なるパルス幅の見積りに留まっていた従来のパルス測定技術では全く不十分である。要請されている測定技術は、光パルスの時間的に変化する古典電場、すなわち振幅と位相の両者を完全に決定する方法である。フェムト秒パルスの波形を直接観測できるほど高速な光検出器が、未だ存在しない現状では、パルス測定は、いきおいパルスを用いてパルスを測定する相関法に依らざるを得ず、したがって、上の課題には相関信号から間接的にパルス電場を求める、いわゆるパルス再構築法が付随することとなる。本稿では、このパルス再構築を行うパルス測定技術について、現状を述べる。

1.2 時間領域と周波数領域

良く知られているように、全ての信号は時間領域と周波数領域の両面で扱うことができる。パルス電場 $E(t)$ $\exp(-i\omega t)$ の包絡関数 (slowly varying envelope)

$E(t)$ を極座標表示して、 $E(t) = \sqrt{I(t)} \exp[i\Phi(t)]$ と書くと、 $I(t)$ が光パルスの強度波形、また $\Phi(t)$ は時間領域での位相である。この位相の時間微分 $\delta\omega(t) = -d\Phi(t)/dt$ が、中心周波数 ω_0 を起点として計ったパルスの瞬時周波数である。

位相 $\Phi(t)$ の2次項以上が、時間的に変化する瞬時周波数を与える。特に $\Phi(t)$ が2次関数である場合が、周波数の変化率が一定である線形チャープに当たる。位相がたかだか1次関数である場合、パルスはチャープを持たない。

次に、包絡関数 $E(t)$ のフーリエ変換 $\tilde{E}(\omega)$ を極座標表示して、 $\tilde{E}(\omega) = |\tilde{E}(\omega)| \exp[i\phi(\omega)]$ と書くとき、 $|\tilde{E}(\omega)|^2$ はパワースペクトルであり、通常の分光器などで測定される量である。 $\phi(\omega)$ はフーリエ位相と呼ばれる。フーリエ位相がたかだか一次関数であるときに、与えられたパワースペクトルの下で、最短のパルス幅が得られ、フーリエ変換限界 (TL: transform-limited) パルスと呼んでいる。

強度波形が対称である ($I(t) = I(-t)$) 場合には、チャープを持たないことと TL パルスであることは、同義になる。しかし、強度波形、もしくはパワースペクトルが非対称の場合、一般に、チャープがなくても TL パルスとは限らず、また TL パルスであってもチャープを持ち得る。

1.3 自己相関法と相互相関法

相関法には、被測定パルス自身自身との相関をとる自己相関法と、既知のパルスとの相関をとる相互相関法がある。相関法の時間軸は、相関をとられるパルスがそれ

ぞれ通過する光路の長さの差で与えられる。光路長差の精度としては、簡単な系でも $1 \mu\text{m}$ 、干渉測距法によれば数 nm が得られ、これらを光速度 c で除して遅延時間差精度に引き直すと、 $3 \sim 0.02 \text{ fs}$ に相当する。こうして光路長差を介して、十分高精度の時間軸が得られる。

遅延時間差をもって重ね合わされたパルス対を、光ディテクタ (2乗検出器) で観測する場合が線形相関法であり、測定される量は電場相関関数と呼ばれる。電場自己相関関数からは、パワースペクトル $|\tilde{E}(\omega)|^2$ が得られ、したがって、包絡関数のフーリエ変換 $\tilde{E}(\omega)$ の大きさ $|\tilde{E}(\omega)|$ の測定は自明である。しかし、フーリエ位相がわからないために、フーリエ逆変換して包絡関数を求めることができない⁹⁾。この事情は、位相分布がわからないために、像面上の2次元強度分布から3次元物体を再生することが自明でないと同様である。このような場合、参照波面と干渉させて位相を可視化する方法がホログラフィであり、相互相関法はこれに類似する。一方、何等かの数学的束縛条件を利用して失われた位相を再生しようとする行き方があり、位相再生問題^{4,5)}と呼ばれている。自己相関データからのパルス再構築は、この位相再生問題との関連が深い。

上で見たように線形自己相関からだけでは、TLパルスでない限り、パルスの時間幅を知ることができない。それゆえ、非線形相関法が必要となる。非線形相関法は、用いる光非線形効果の次数によって分類できる。

2. SHG 自己相関法

2.1 強度自己相関関数

重ね合わされた光パルス対に、 $E \rightarrow EE$ の演算を施した後、2乗検出器で検出する方法が、2次の非線形相関法である。この非線形演算を行う手段としては、2光子蛍光 (TPF: two photon fluorescence)⁶⁾、2光子イオン化⁷⁾、および2倍波発生 (SHG: second harmonic generation) といった現象が使用される。現在、SHG による方法が、可視から近赤外波長域のパルスについて標準的に用いられている。

光パルス対を非共軸に SHG 結晶に入射するバックグラウンドフリー相関計⁸⁾ で得られる信号は、2次の強度自己相関関数と呼ばれ、遅延時間 τ の関数として次のように表される。

$$G_2(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I(t-\tau)dt \quad (1)$$

強度自己相関関数 $G_2(\tau)$ のフーリエ変換は、 $|\tilde{I}(\omega)|^2$ を与える。ここで、 $\tilde{I}(\omega)$ は強度波形のフーリエ変換であ

る。こうして $\tilde{I}(\omega)$ の大きさが求まるが、その位相が未知なので、逆フーリエ変換によって強度波形 $I(t)$ を求めることは一般にはできない。

強度波形が対称である場合には、 $\tilde{I}(\omega)$ が実数になるので、 $|\tilde{I}(\omega)|$ を滑らかに負の値域に拡張することによって符号を再生して $\tilde{I}(\omega)$ を得、それを逆フーリエ変換して $I(t)$ を求めることができる。より古典的な強度自己相関関数の解析法では、波形の関数形を仮定した上で、パルス幅 (強度波形の全半値幅) t_p と、強度自己相関関数の全半値幅 $\Delta\tau$ との間の比 $\Delta\tau/t_p$ を用いて、測定された $\Delta\tau$ をパルス幅に「翻訳」する⁹⁾。いずれにしても、強度自己相関関数だけから強度波形を求めるためには、強い仮定を置かざるを得ない。

2.2 チャープの評価

強度自己相関関数には位相 $\phi(t)$ に関する情報は含まれない。それで、チャープを見積もるためには、別個にパワースペクトルの測定を行い、その全半値幅 $\Delta\nu$ と、上で得たパルス幅 t_p とから時間帯域幅積 $t_p\Delta\nu$ (time-bandwidth product) を作って、それをチャープのない場合の値と比較する。この結果、チャープの有無の判定が、パルス波形の仮定に大きく左右される。これを補う方法として、フーリエ位相のテーラー展開係数の強度自己相関関数へのフィッティング¹⁰⁾、スペクトル分解 SHG 自己相関法¹¹⁾が提案されたが、パルスの関数形の仮定が十分撤廃されたとは言い難かった。

2.3 フリンジ分解 SHG 自己相関

パルス波形の仮定に依存せずに、チャープの有無を調べるためには、共軸の SHG 自己相関計を用いた干渉相関信号を観測する。このフリンジ分解 (FR: fringe-resolved) SHG 自己相関信号¹²⁾の表式を求めると、

$$S_2(\tau) = 1 + 2G_2(\tau) + 4\text{Re}[F_1(\tau) \exp(-i\omega_0\tau)] + \text{Re}[F_2(\tau) \exp(-2i\omega_0\tau)] \quad (2)$$

と計算される。第3項、および第4項は干渉項であり、これらに関与する相関関数がそれぞれ、

$$F_1(\tau) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \{I(t) + I(t-\tau)\} E(t)E^*(t-\tau)dt \quad (3)$$

$$F_2(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} E^2(t)E^{*2}(t-\tau)dt \quad (4)$$

と表される。右辺第1項は、光パルス対のうち片方ずつが作る信号の和であり、バックグラウンドと呼ばれる。右辺の三つの相関関数はすべて、 $\tau=0$ でバックグラウンドに大きさが等しくなるよう規格化されている。

この信号中有用な成分は、 $F_2(\tau)$ である。結晶で発生する SH 光の電場 $u(t)$ が、 $u(t) = E^2(t)$ であることを考

慮すると、上の $F_2(\tau)$ の表式を、

$$F_2(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} u(t)u^*(t-\tau)dt \quad (5)$$

と書き換えることができる。これは、SH 光の電場自己相関関数に他ならないので、 $F_2(\tau)$ を SH 電場自己相関関数と呼ぶ。SH 電場自己相関関数 $F_2(\tau)$ のフーリエ変換は、SH 光のスペクトル $|\tilde{u}(\omega)|^2$ を与える。一方、 $F_2(\tau)$ の表式を、

$$F_2(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I(t-\tau) \exp[2i\{\Phi(t)-\Phi(t-\tau)\}]dt \quad (6)$$

と書き直してみると、SH 電場自己相関関数 $F_2(\tau)$ と強度自己相関関数 $G_2(\tau)$ の間の差は、時間領域の位相 $\Phi(t)$ を含むか否かの違いであることがわかる。したがってパルス波形の如何にかかわらず、 $G_2(\tau)$ と $|F_2(\tau)|$ が一致すればチャープがない。

FRSHG 自己相関信号 $S_2(\tau)$ から、 $|F_2(\tau)|$ を取り出す方法には、2通りある。一つは、 $S_2(\tau)$ 信号の上下の包絡線の平均値から、 $1+2G_2(\tau)+|F_2(\tau)|$ の形で抽出する方法¹²⁾、他は式(2)の $S_2(\tau)$ 信号中の各項のキャリア周波数に注目して分離する方法である。後者によって、相関計の掃引中に $S_2^{(0)}(\tau)=1+2G_2(\tau)$ と $|F_2(\tau)|$ のそれぞれを、ローパスフィルタとバンドパスフィルタによって $S_2(\tau)$ 信号から電気的に分離して表示する高速スキャンチャープモニター¹³⁾も構築されている。

2.4 SHG 自己相関法に基づくパルス再構築

強度波形が対称である場合には、強度自己相関関数 $G_2(\tau)$ と SH 電場自己相関関数 $F_2(\tau)$ から、パルス電場を再構築できる。まず、2.1 項で述べた計算法によって $G_2(\tau)$ から強度波形 $I(t)$ を求める。これにより時間領域で、SH 光の電場 $u(t)$ の大きさ $|u(t)|=I(t)$ が得られる。一方、 $F_2(\tau)$ のフーリエ変換から、周波数領域で $u(t)$ のフーリエ変換 $\tilde{u}(\omega)$ の大きさ $|\tilde{u}(\omega)|$ もわかる。一般に、有限変域内でのみ非零の複素数値関数の大きさと、そのフーリエ変換の大きさの両方が与えられていれば、Gerchberg-Saxton のアルゴリズム¹⁴⁾によって位相の再生が行える。

すなわち、 $|u|$ にランダムな位相をつけて試行関数 u_0 を作る。これを図1の繰返し計算ループに入力する。ループ内では、試行関数 u_k をフーリエ変換し、フーリエ空間での大きさ $|\tilde{u}_k|$ を与えられた $|\tilde{u}|$ に置き換える。この $|\tilde{u}| \arg(\tilde{u}_k)$ を逆フーリエ変換し、実空間での大きさを $|u|$ で置き換えて、次の試行関数 u_{k+1} を作る。両空間での大きさの置き換えの際に、試行関数に由来するそれと、与えられた束縛条件 $|\tilde{u}|$ 、

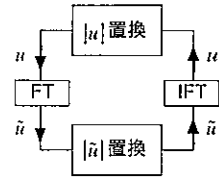


図1 Gerchberg-Saxton のアルゴリズム。古典的な位相再生計算法であり、強度波形が対称なパルスの再構築に応用できる (FT: フーリエ変換, IFT: 逆フーリエ変換)。

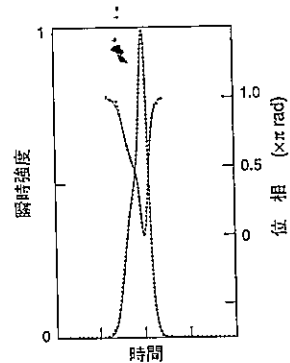
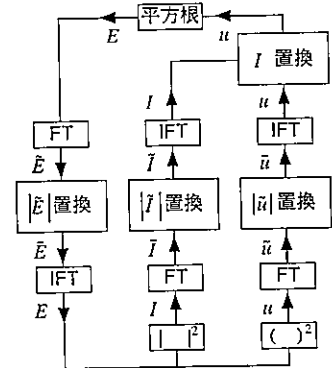


図2 一般のパルスの再構築計算法。周波数空間での三つの大きさ、 $|\tilde{E}|$ 、 $|\tilde{I}|$ 、および $|\tilde{u}|$ を入力し、パルス電場を求める。下図は非対称パルスの再構築例 (実線: 原パルス, 点: 再構築パルス)。

$|u|$ との残差を勘定し、その両者が十分小さくなったところで計算を打ち切る。

上の場合、束縛条件 $|\tilde{u}|$ 、 $|u|$ が位相再生に十分なデータであることが証明されている¹⁵⁾。ところが、現実的なパルス再構築法を目指して、強度波形の対称性の仮定を放棄すると、 $G_2(\tau)$ から強度波形 $I(t)$ を求めることができず、 $|u|$ を準備できない。結局、Gerchberg-Saxton のアルゴリズムは適用できない。

われわれは、 $|\tilde{E}(\omega)|$ 、 $|\tilde{I}(\omega)|$ 、および $|\tilde{u}(\omega)|$ から

フーリエ相を再生する方法を提案し、上同様に有限変域内でのみ非零のパルス電場を仮定するとき、この三つのデータが位相再生の十分条件であることを示した¹⁶⁾。

図2に、データからパルス再構築を行う繰返し計算と、それによる再構築の数値シミュレーション結果を示す。計算法では、周波数領域で、試行関数に由来する $\tilde{E}(\omega)$, $\tilde{I}(\omega)$, および $\tilde{u}(\omega)$ それぞれの大きさを、与えられた $|\tilde{E}(\omega)|$, $|\tilde{I}(\omega)|$, および $|\tilde{u}(\omega)|$ で置き換える。時間領域では、 $E(t)$ から $I(t)$ と $u(t)$ を作るために、関係 $I(t) = |E(t)|^2$ および $u(t) = E^2(t)$ を用いている。フーリエ成分の大きさの置き換え前後の残差が、十分小さくなったところで繰返し計算を打ち切る。シミュレーション結果は、この計算法によって複雑な位相を持つ非対称なパルスが再構築できることを示している。

この再構築法における束縛条件である三つのデータは、すべてパルスの時間反転操作 $E(t) \rightarrow E^*(-t)$ に対して不変である。したがって、再構築されたパルス波形には、時間反転操作に関しての2意的な不定性が残る。この不定性は、フーリエ位相の符号分の不定性である。これを解くには、既知の分散媒質を通過する前後のパルスを測定する。再構築された前後のパルスのフーリエ位相の差が、媒質の位相特性に等しくなるように、おのおののフーリエ位相の符号を決めれば良い¹⁷⁾。この知見は、パルスの非対称性の検出には3次以上の非線形相関法が必要であるという旧来の観念を改めるものである。

2.5 干渉相関繰返し計算法 (IRIS)

パルス再構築に用いるデータの内の、 $|\tilde{E}(\omega)|$ および $|\tilde{u}(\omega)|$ は、それぞれ基本波光と SH 光のスペクトルを分光器によって採取しても得られる。これに対して、われわれは、光路長差が波長精度に校正された干渉計を用いて、基本波の干渉信号 (インターフェログラム) $S_1(\tau)$ と FRSHG 自己相関信号 $S_2(\tau)$ を測定して、必要な三つのデータを得ている。すなわち、 $S_1(\tau)$ をフーリエ変換してスペクトル $|\tilde{E}(\omega)|^2$ を得、 $S_2(\tau)$ をフーリエ変換して、強度自己相関関数のフーリエ変換 $|\tilde{I}(\omega)|^2$ と SH 光スペクトル $|\tilde{u}(\omega)|^2$ を分離する。このデータ採取法は、分光器による SH 光スペクトル採取に比して高感度なことが特長であり、これにより半導体レーザーからのピコ秒パルスの詳細なチャープが測定された¹⁶⁾。以上のデータ採取法とパルス再構築計算法をまとめて、干渉相関繰返し計算法 (IRIS: iterative pulseform reconstruction from interferometric signals) と名付けている。

図3に IRIS 測定器を示す。系の中心を成すのは、

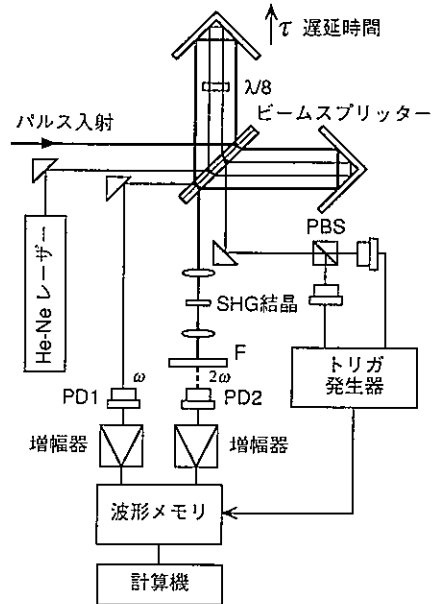


図3 IRIS 測定器の構成. フリンジ分解 SHG 自己相関と、電場自己相関を一つの干渉計により同時に測定する。

入射パルスを二分し遅延時間差を与えるマイケルソン干渉計である。この干渉計の光路長差の校正のために、入射パルスに平行に通る He-Ne レーザ光による双方向計数法¹⁸⁾が用いられている。すなわち、8分の波長板 ($\lambda/8$) を往復して円偏光した光と元の直線偏光光とを合波し、偏光ビームスプリッター (PBS) で分けられた互いに直交する偏波ごとに個別の光検出器を用いて干渉信号を検出する。こうして、 90° の位相差を持つ二つの干渉信号が得られ、光路長差の増減の判定が可能となる。

入射パルス光は干渉計での合波後、一つはそのまま光検出器 (PD1) に入る。他方は SHG 結晶に集光され、発生された SH 光がフィルター (F) で分離され、光検出器 (PD2) で検出される。光路長差が一定刻み変化すると、PD1 の基本波光強度と、PD2 の SH 光強度が時系列的に測定される。前者がインターフェログラム $S_1(\tau)$ 、後者が FRSHG 自己相関信号 $S_2(\tau)$ を与える。

IRIS 測定器のフェムト秒パルスへの適用例として、図4に、チタンサファイアレーザーからのパルス¹⁹⁾の測定結果を示す。パルス幅が短い結果、図4(a)の干渉相関信号上には、周期 2.7 fs の光振動に伴うフリンジが見て取れる。ここで、上段のフリンジ分解 SHG 自己相関信号において、裾に至るまで干渉フリンジが立っており、一見したところ、このパルスはチャープを持たない

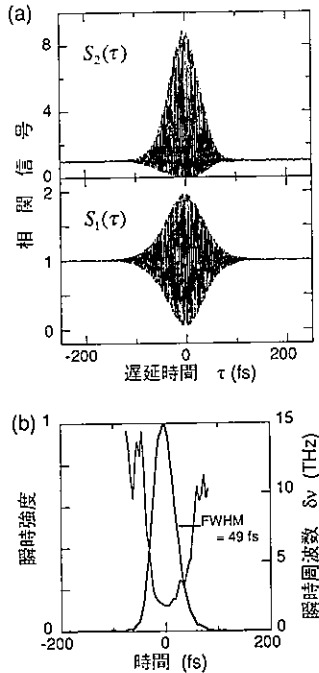


図4 チタンサファイアレーザーパルスの測定結果。干渉相関信号(a)を一見しては、チャープの存在は検知できないが、パルス再構築結果(b)には、レーザー共振器内の3次の分散の影響を示す放物線形の瞬間周波数変化が見取れる。

ように見える。

しかしながら、これらをフーリエ変換すると、パルス光のスペクトルと、発生されたSH光のスペクトルのピークが整合しないことがわかり、引き続きパルス再構築計算は、図4(b)に示すような放物線形の瞬間周波数を与える。これにより、レーザー共振器内に未補償で残る3次の分散が、チタンサファイアレーザーから発生されるパルス幅を制限していることが初めて示されたのである。このように、光パルスの詳細な測定は光源研究に不可欠である。

2.6 SHG 自己相関法の時間分解能

以上述べてきたSHG自己相関法の分解能の決定要因は、大きく三つある。一つは、SHG結晶に入射するまでに通過する光路の波長分散によるパルスの変形である。パルス再構築を行う測定器では、分散が対称化されていれば、得られたパルス電場から分散をデコンボリューションして、測定器に入射した時点の波形に引き直すことができる。第二は、非共軸SHG強度自己相関計に特有の問題で、集光時のビーム径が有限であるため、交差する二つのビームの断面内での遅延時間差が位置に依存し、

これにより遅延時間差がボケる。

三番目はSHG結晶の分散特性の影響である。周波数 $\omega_1 + \omega - \omega'$ (波数 k_1)、および $\omega_1 + \omega'$ (波数 k_2)の二つの基本波から、周波数 $\omega_s + \omega$ (波数 k_s)のSH波が生成されるとき、位相不整合 $\Delta k = k_1 + k_2 - k_s$ を、

$$\Delta k(\omega, \omega') = \Delta k + (\dot{k}_1(\omega_1) - \dot{k}_s(\omega_s))\omega + (\dot{k}_2(\omega_1) - \dot{k}_1(\omega_1))\omega' \quad (7)$$

と展開する。右辺第2項の係数を α 、第3項の係数を β と書く²⁰⁾。波数 k の周波数微分 $\dot{k} (= dk/d\omega)$ は、群速度の逆数を表すので、 α は基本波とSH波の間の群速度不整合、 β は二つの基本波の間の群速度不整合である。タイプI位相整合では $\beta=0$ であるのに対し、タイプIIでは、 $\beta \neq 0$ となり不利である。表1に代表的なSHG結晶のパラメータを示す。

相互作用長 L のタイプI位相整合で、相関信号は、

$$S_2(\tau) = \int \text{sinc}^2(\alpha L\omega/2) |f(\omega)|^2 d\omega \quad (8)$$

の形をとる。ここで $f(\omega)$ は $\alpha=0$ の場合のSH光電場のフーリエ変換、すなわち $E^2(t)$ フーリエ変換であり、上式は位相整合による波長選択を表現している。この $E(t)$ に、光パルス対を代入して、式(2)に対応する信号を求めると、各項に対する α の影響の仕方が異なることがわかる。

SH電場自己相関関数 $F_2(\tau)$ の部分は、波長選択に対応する窓関数で均されたSH光電場、

$$u_a(t) = \frac{1}{\alpha L} \int_{-\alpha L/2}^{+\alpha L/2} u(t+t') dt' \quad (9)$$

の自己相関関数となる。ゆえに、 $F_2(\tau)$ を利用するFRSHG自己相関法、およびIRISの時間分解能は αL である。

強度自己相関関数の部分は、(8)式の $|f(\omega)|^2$ を、次のスペクトル分解(SR)SHG自己相関信号¹¹⁾に換えた形をとる。

表1 SHG結晶のタイプI位相整合角と分散値

結晶	波長 (μm)	θ (deg)	α (fs/mm)
KDP	0.60	60.4	207
	0.80	44.9	77
BBO	0.60	40.5	413
	0.80	29.2	194
LiIO ₃	1.30	24.0	183
	1.55	19.9	122
LiNbO ₃	1.30	57.3	295
	1.55	48.8	157

$$|f_2(\omega, \tau)|^2 = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E(t)E(t-\tau) \exp(i\omega t) dt \right|^2 \quad (10)$$

SRSHG 信号は、パルスの位相 $\phi(t)$ に関する情報を含む。したがって、強度自己相関部分への α の影響はチャープにも依存し、一般的に言い表すことはできないが、便宜的に、 αL が SHG 強度相関計の時間分解能の指標としても用いられる。

3. 3 次の自己相関法

3.1 3 重相関計 (triple correlator)

相互に遅延を与えた後重ね合わせた三重光パルスに、 $E \rightarrow EEE$ の演算を施した後、2乗検出器で検出する方法が triple correlator²¹⁾ である。この演算の手段としては、3倍波発生 (THG: third harmonic generation) と、2回の SHG を続けて行う²²⁾ いわゆるカスケード型が提案されている。

測定される相関は、二つの遅延時間 τ_1, τ_2 の関数として、

$$G_3^{(T)}(\tau_1, \tau_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I(t-\tau_1)I(t-\tau_2) dt \quad (11)$$

の形をとる。これを、2次元フーリエ変換した後、周波数空間で $\tilde{I}(\omega)$ の位相を再構築して、パルスの強度波形を求めることができる。

3.2 周波数分解光ゲート (FROG)

3次の非線形相関法には、遅延を与えたパルス対に $E \rightarrow EEE^*$ の型の演算を施した後、2乗検出器で検出する方法もある。この演算の手段として、光カー効果が見え、誘起される屈折率の非等方性による偏光回転を利用したカーシャッター相関法が知られていた²³⁾。

最近、カーシャッターを透過した光を分光した信号からのパルス再構築法が提案された。この周波数分解光ゲート (FROG: frequency-resolved optical gating)²⁴⁾ 信号は、

$$I_{\text{FROG}}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) |E(t-\tau)|^2 \exp(i\omega t) dt \right|^2 \quad (12)$$

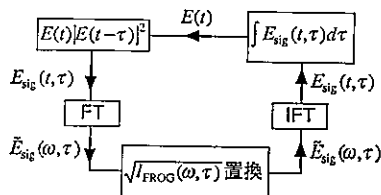


図5 周波数分解光ゲート信号からの再構築計算法。信号パルス $E_{\text{sig}}(t, \tau) = E(t) |E(t-\tau)|^2$ の位相を再生する。

と表される。これは、 $E_{\text{sig}}(t, \tau) = E(t) |E(t-\tau)|^2$ の t に関するフーリエ変換 $\tilde{E}_{\text{sig}}(\omega, \tau)$ を用いて、 $I_{\text{FROG}}(\omega, \tau) \propto |\tilde{E}_{\text{sig}}(\omega, \tau)|^2$ と書ける。パルス電場は、 $E_{\text{sig}}(t, \tau)$ から $E(t) \propto \int E_{\text{sig}}(t, \tau) d\tau$ によって計算できる。図5の繰返し計算によって $E_{\text{sig}}(t, \tau)$ に対する位相再構築を行い、パルス電場が求められている。

4. む す び

自己相関信号からパルス再構築を行う方法について、SHG 相関法を中心に述べた。相互相関によるパルス電場の測定も興味深く、自己ヘテロダイン²⁵⁾ やスペクトル分解 SHG 相互相関²⁶⁾ といったファイバ圧縮に伴って行われる方法以外に、femto-nitpicker²⁷⁾ やフーリエ位相測定²⁸⁾ のように、相互相関でありながら自己相関に比肩する汎用性を持たせた報告もある。チタンサファイアレーザーに代表される安定なフェムト秒光源を手にしている今日、様々な方法によるパルス電場の測定が日常化する日も近いと、期待できよう。

文 献

- 1) H. Nakatsuka, D. Grischkowsky and A. C. Balant: "Nonlinear picosecond-pulse propagation through optical fibers with positive group velocity dispersion," *Phys. Rev. Lett.*, **47** (1981) 910-913.
- 2) A. M. Weiner, D. E. Leaird, J. S. Patel and J. R. Wullert: "Programmable femtosecond pulse shaping by use of a multi-element liquid-crystal phase modulator," *Opt. Lett.*, **15** (1990) 326-328.
- 3) E. J. Akutowicz: "On the determination of the phase of a Fourier signal. I," *Trans. Am. Math. Soc.*, **83** (1956) 234-239.
- 4) L. S. Taylor: "The phase retrieval problem," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **AP-29** (1981) 386-391.
- 5) R. P. Millane: "Phase retrieval in crystallography and optics," *J. Opt. Soc. Am. A*, **7** (1990) 394-411.
- 6) A. J. DeMaria, W. H. Glenn, Jr., M. J. Brienza and M. E. Mack: "Picosecond laser pulses," *Proc. IEEE*, **57** (1969) 2-25.
- 7) N. Morita and T. Yajima: "A nonlinear correlation method using multiphoton ionization for the measurement of UV ultrashort pulses," *Appl. Phys. B*, **28** (1982) 25-29.
- 8) E. P. Ippen and C. V. Shank: "Dynamic spectroscopy and subpicosecond pulse compression," *Appl. Phys. Lett.*, **27** (1975) 488-490.
- 9) K. L. Sala, G. A. Kenny-Wallace and G. E. Hall: "CW autocorrelation measurement of picosecond laser pulses," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-16** (1980) 990-996.
- 10) T. Kobayashi, F.-C. Guo, A. Morimoto, T. Sueta and Y. Cho: "Novel method of waveform evaluation of ultrashort optical pulses," *Ultrafast Phenomena IV*, eds. D. H. Auston and K. B. Eisenthal (Springer Verlag, Berlin, 1984) pp. 93-95.

- 11) Y. Ishida, K. Naganuma and T. Yajima: "Self-phase modulation in hybridly mode-locked cw dye lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-21** (1985) 69-77.
- 12) J.-C. Diels, E. W. Van Stryland and D. Gold: "Investigation of the parameters affecting subpicosecond pulse durations in passively mode locked dye lasers," *Picosecond Phenomena*, eds. C. V. Shank, E. P. Ippen and S. L. Shapiro (Springer Verlag, Berlin, 1978) pp. 117-120.
- 13) K. Mogi, K. Naganuma and H. Yamada: "A novel real-time chirp measurement method for ultrashort optical pulses," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **27** (1988) 2078-2081.
- 14) R. W. Gerchberg and W. O. Saxton: "A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures," *Optik*, **35** (1972) 237-246.
- 15) A. M. Huiser, A. J. J. Drenth and H. A. Ferwerda: "On phase retrieval in electron microscopy from image and diffraction pattern," *Optik*, **45** (1976) 303-316.
- 16) K. Naganuma, K. Mogi and H. Yamada: "General method for ultrashort light pulse chirp measurement," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-25** (1989) 1225-1233.
- 17) K. Naganuma, K. Mogi and H. Yamada: "Time direction determination of asymmetric ultrashort optical pulses from second-harmonic generation autocorrelation signals," *Appl. Phys. Lett.*, **54** (1989) 1201-1202.
- 18) M. J. Downs and K. W. Raine: "An unmodulated bidirectional fringe-counting interferometer system for measuring displacement," *Precis. Eng.*, **1** (1979) 85-88.
- 19) K. Naganuma and K. Mogi: "50-fs pulse generation directly from a colliding-pulse mode-locked Ti:sapphire laser using an antiresonant ring mirror," *Opt. Lett.*, **16** (1991) 738-740.
- 20) A. M. Weiner: "Effect of group velocity mismatch on the measurement of ultrashort optical pulses via second harmonic generation," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-19** (1983) 1276-1283.
- 21) B. Wirtzner: "Measurement of ultrashort laser pulses," *Opt. Commun.*, **48** (1983) 225-228.
- 22) N. G. Paulter, Jr. and A. K. Majumdar: "A new triple correlator design for the measurement of ultrashort laser pulses," *Opt. Commun.*, **81** (1991) 95-99.
- 23) E. P. Ippen and C. V. Shank: "Techniques for measurement," *Ultrashort Light Pulses*, ed. S. L. Shapiro (Springer Verlag, Berlin, 1977) pp. 83-122.
- 24) R. Trebino and D. J. Kane: "Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses," *J. Opt. Soc. Am. A*, **10** (1993) 1101-1111.
- 25) J. E. Rothenberg and D. Grischkowsky: "Measurement of optical phase with subpicosecond resolution by time-domain interferometry," *Opt. Lett.*, **12** (1987) 99-101.
- 26) R. L. Fork, C. H. Brito Cruz, P. C. Becker and C. V. Shank: "Compression of optical pulses to six femtoseconds using cubic phase compensation," *Opt. Lett.*, **12** (1987) 483-485.
- 27) J.-C. Diels, J. J. Fontaine and W. Rudolph: "Ultrafast diagnostics," *Rev. Phys. Appl.*, **22** (1987) 1605-1611.
- 28) J. L. A. Chilla and O. B. Martinez: "Direct determination of the amplitude and the phase of femtosecond light pulses," *Opt. Lett.*, **16** (1991) 39-41.