

超短パルス光の計測

長 沼 和 則

Measurements of Ultrashort Light Pulses

Kazunori NAGANUMA

Precise measurement of temporal waveform of ultrashort light pulses lays basis for their generation, control as well as applications. To measure such pulses that dwell in frontier towards the ultrafast realm, we resort to all-optical light-measured-by-light approach. In this lecture, various measurement methods, up to the recent direct detection of spectral phase, are classified in view of the correlation in either time or frequency domain for their systematic understanding. For the merits in versatility, field correlator, SHG intensity correlator, IRIS, FROG and SPIDER will be addressed with notes on each aspect and sometimes on pitfall.

Key words: femtosecond pulses, spectral phase, autocorrelator, crosscorrelator, optical sampling

近年、全半値幅中に2個内外の光振動しか含まないような、モノサイクルに近い極限短パルス光の発生が、現実のものとなっている。このような超短パルス光は、時間という物理量について、われわれに制御可能な形で与えられている短い側のフロンティアである。何か新しいものを作った手にしたとき、その詳細を知りたくなるのは、自然の然らしむるところであろう。かくして、超短パルス光の発生と計測は、一方の進展が他に新たな技術要請を課すというように、互いに切磋琢磨しつつ歩んで、今に至っている。

超短パルス光のフロンティアは、現在、特に短波長領域に向かって進み、新たな光源に、ケースバイケースに即した形での計測法が生み出されている。本稿では、汎用性の高い計測法についてみていくが、これが同時に、特化した最新の方法の理解にも資することを望む。網羅性はもとより期しがたい。計測に詳しい成書¹⁾を併せ参照されたい。

1. 光パルス計測法の基礎

1.1 光パルスの表現—時間領域—

波動としての光を、その光電界 $E(t)$ で代表させて表すとしよう。観測される物理量としての電界は実数であるか

ら、これを例えば図1(a)の左図のように、時間 t の関数としてグラフに示すことができる。図の光電界の振幅は、横軸の両側に向かってゼロに近づいていて、これがパルス状の光であることがわかる。電界波形の包絡線の2乗は、光パルスの強度波形 $I(t)$ に比例し、強度波形の時間幅は、すなわち光パルスの幅である。幅の慣用的な決め方としては、強度が最大値のちょうど半分になる時刻の間隔、つまり強度波形 $I(t)$ の全半値幅 (FWHM) をもって、パルス幅 τ_p と定義する。図の横軸は、こうして定めた τ_p を単位として描いてある。ところが、このようなパルス幅、あるいはより詳細に、強度波形を完全に与えたとしても、図の光電界の性質をいい尽くしていないことに注意しよう。図では光電界の振動の周期が、明らかに一定ではない。このように周波数が変化する性質は、小鳥のさえずり (ピヨピヨ) にちなんで、光パルスのチャープ (chirp) とよばれ、図では、時刻とともに周波数が上昇しているの、正にチャープしている。チャープは、光電界の位相に起因する現象であり、光パルスは、その位相抜きには、完全には記述できないのである。

一般に、振動の位相は、信号を複素数で表すことにより、

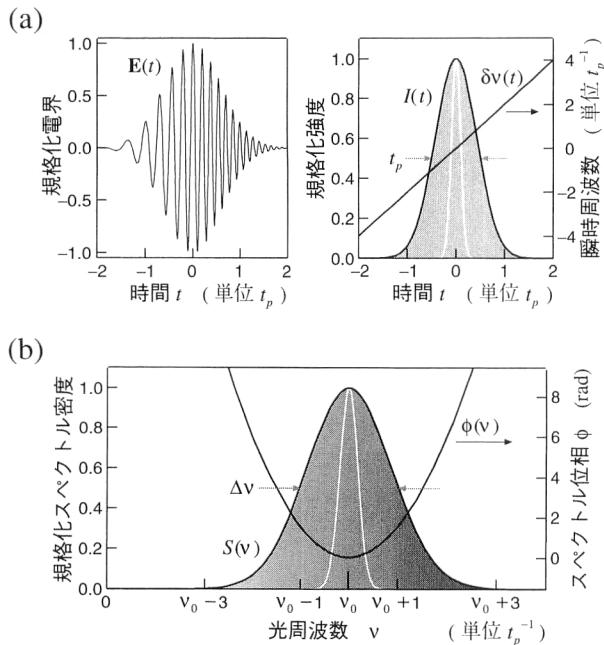


図1 正の線形チャープをもつガウス型の光パルス。(a) 時間領域の電界波形(左)と実用表示(右), (b) 周波数領域表示。

簡便に取り扱うことができる。その範にならって、複素数の解析信号²⁾ $V(t)$ を、 $E(t) = \text{Re} V(t)$ となるように導入しよう。さらにこれを極座標表示して、 $V(t) = \sqrt{I(t)} \exp[i\Phi(t)]$ と書くと、 $I(t)$ は上の強度波形であり、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 $\omega(t) = 2\pi\nu(t) = -d\Phi(t)/dt$ が、刻々の光周波数、すなわち瞬時周波数となる。ここで、本稿では、以後、周波数 ν と角周波数 ω を、両方とも周波数とよぶことを、断っておく。

適当にとった中心周波数 ν_0 を起点として瞬時周波数を $\delta\nu(t) = \nu(t) - \nu_0$ と書き直そう。この ν_0 の振動をくり出して、解析信号を $V(t) = E(t) \exp(-i\omega_0 t)$ と書くとき、複素振幅 $E(t)$ を(電界の) 緩やかに変化する包絡関数 (slowly varying envelope) とよぶ。包絡関数の大きさは、当然 $\sqrt{I(t)}$ である。一方、包絡関数の位相は、 $\Phi(t) + \omega_0 t$ となり、逆に、これが時間 t に対して「緩やかに」変化するよう、中心周波数 ω_0 を選ばねばならない。

パルス幅が短くなり光振動の周期に近づくと、中心周波数を確とは選び難くなるであろう。わずか1, 2回の、しかも振幅が急激に変化している振動から、どのようにして周期を正確に読み取れようか。このように、単一サイクル(モノサイクル) 領域に近い短パルスでは、あえて包絡関数 $E(t)$ とキャリア $\exp(-i\omega_0 t)$ を区別する意味がなくなる。さらには、 $\Phi(t)$ の定数分(絶対位相)も問題となってくる。なぜなら、上に述べたように、解析信号 $V(t)$ の実

部が実体としての電界 $E(t)$ を与えるのであり、このとき、例えば \sin と \cos の違いのようなことが、 $E(t)$ に起きる。このような領域における計測³⁾、制御の問題は、ホットな話題だが、本稿の範囲を超えるので、立ち入らないで置く。以下、われわれは、モノサイクル領域から離れている場合に議論を限ろう。

位相 $\Phi(t)$ を時間 t について整級数展開したとき、定数項は任意となり、1次項は中心周波数に吸収され得る。2次項以上がチャープを与える。特に、 $\Phi(t)$ が2次関数の場合は、周波数の変化率が一定の、いわゆる線形にチャープしたパルスに当たる。

1.2 光パルスの表現—周波数領域—

さて、よく知られているように、すべての信号は時間領域と周波数領域の両側面をもち、双方はフーリエ変換で結ばれている。今の場合、光電界 $E(t)$ と解析信号 $V(t)$ のそれぞれをフーリエ変換して周波数領域に直すと、それらの間の関係は、 $\omega > 0$ に対しては $\tilde{V}(\omega) = 2\tilde{E}(\omega)$ 、負の ω に対しては $\tilde{V}(\omega) = 0$ となる。すなわち、解析信号の周波数領域は、光電界の周波数領域を正の周波数に制限したものに等しい。光電界について、その実数条件 $\tilde{E}(-\omega) = \tilde{E}^*(\omega)$ から正負の周波数は独立でないので、解析信号で周波数を正に制限しても、情報が失われることは全然ない。さらに、包絡関数のフーリエ変換についてみると、 $\tilde{E}(\omega) = \tilde{V}(\omega + \omega_0)$ であり、 $\tilde{V}(\omega)$ を中心周波数分だけ平行移動したものになっている。

解析信号のフーリエ変換を、 $\tilde{V}(\omega) = \sqrt{S(\omega)} \exp[i\phi(\omega)]$ と極座標表示するとき、 $S(\omega)$ はパワースペクトルである。また、 $\phi(\omega)$ は、スペクトル位相、あるいはフーリエ位相とよばれる。スペクトル位相 $\phi(\omega)$ を周波数 ω について整級数展開したとき、(われわれの議論の範囲内で) 定数項は任意であり、1次項 $\tau\omega$ は、時間領域上での信号の平行移動、 $V(t) \rightarrow V(t - \tau)$ を与える。波形に実質的変化を与えるのは、2次項以上である。スペクトル位相が、周波数についてたかだか1次関数であるときに、与えられた $S(\omega)$ の下で、最短のパルス幅が得られ、これを、フーリエ変換限界 (TL: transform-limited)、またはフーリエ限界パルスとよんでいる。

強度波形が左右対称であって ($I(t) = I(-t)$)、チャープをもたないことと、パワースペクトルが左右対称であって ($S(\omega_0 + \omega) = S(\omega_0 - \omega)$)、TLパルスであることは同値である。しかし、強度波形、もしくはパワースペクトルが左右非対称な場合、一般に、チャープがなくても TLパルスとは限らず、また TLパルスがチャープをもち得る。左右の成分の大きさが不均等で、位相が相殺できないからで

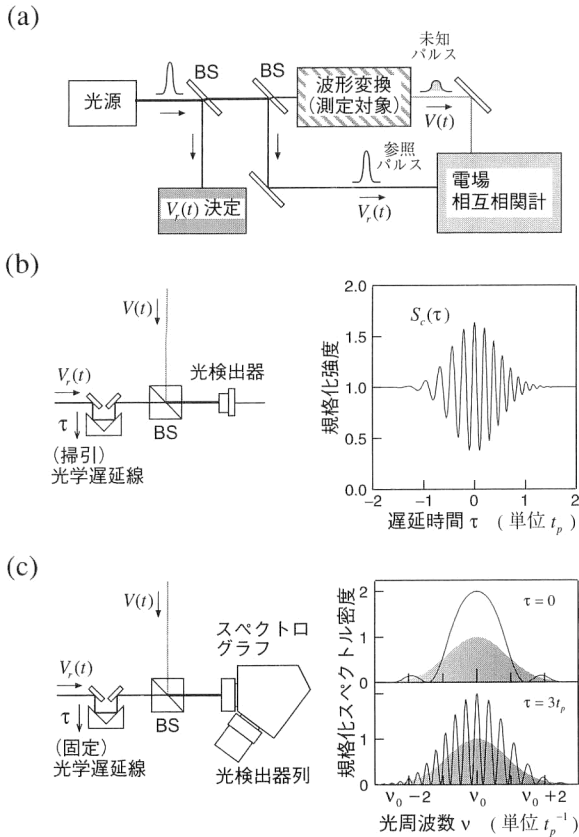


図2 最も基本的な線形相関測定。(a) 電場相互相関計の周りの全体構成、(b) 時間領域の電場相関計、(c) 周波数領域の電場相関計 (SI)。BS：ビームスプリッター、グラフ中塗りは強度和 $S(\omega) + S_r(\omega)$ 。

ある。

図1(b)は、図1(a)の光パルスの周波数領域である。スペクトルは中心周波数 ν_0 の左右に広がっているが、低周波側でゼロ周波数にまでは達していない。この裾がゼロ近傍にまでかかると、 $\vec{E}(\omega)$ 中の負の周波数成分との重なり具合、ひいては上述の絶対位相が問題となってくるのである。したがって、ここでのパルスは、オクターブ以上のスペクトル広がりをもつものの、依然、われわれの議論の範疇に収まっている。パワースペクトルの幅 $\Delta\nu$ は、帯域幅ともよばれ、時間領域と同様、慣用的に、パワースペクトルの FWHM をもって定義される。図で、周波数軸は、パルス幅 t_p の逆数、 t_p^{-1} を単位として描いてある。

スペクトル位相 $\phi(\omega)$ は、放物線状を呈している。ここで、 $\phi(\omega)$ が一定となった場合が、TLパルスであり、その強度波形を、図1(a)の右図に白抜きで示してある。TLパルスの幅は、明らかに元の幅 t_p よりも狭くなっている。このようにスペクトル位相を補償すれば、パルス圧縮が行える。

一般に、光パルスが光学系を通過するとき、線形伝搬の範囲内であれば、入・出射パルスの解析信号 $V_i(t)$ 、 $V_o(t)$

は、周波数領域で、 $\hat{V}_o(\omega) = t(\omega) \hat{V}_i(\omega)$ と、光学系の伝達関数 $t(\omega)$ によって結ばれる。複素数の伝達関数を例によって極座標表示して $t(\omega) = |t(\omega)| \exp[i\phi(\omega)]$ と表すとき、伝搬位相 $\phi(\omega)$ の1次微分と2次微分を、それぞれ、光学系の群遅延時間、2次分散とよぶ。伝搬位相は、分散測定器によって測る。出射パルスのスペクトル位相は、 $\phi(\omega) + \phi(\omega)$ であるから、入射パルスのスペクトル位相の逆特性、 $\phi(\omega) = -\phi(\omega)$ をもつ光学系を通せば、圧縮される。図の場合、伝搬位相が上に凸の、負分散光学系を用いればよい。

逆に、図1(a)のパルスから、強度波形を変えずにチャープを除去できたとする。このようなチャープのないパルスのパワースペクトルは、図1(b)に白抜きで示したように、元よりも狭くなる。つまり、元のスペクトルは、位相変調 $\Phi(t)$ の分、余分に広がっていたのである。例えば、光を強度変調(IM)して信号を送る光通信では、帯域を有効に利用するために、チャープのないパルスが望まれる。

さて、図1に、1つの光パルスについて、時間領域と周波数領域を示したわけだが、これらは、フーリエ変換の関係にあるので、互いに等価である。同様に、このパルス光を測定しようとするとき、時間領域で行っても、周波数領域で行ってもよいはずである。ここで、スペクトルの観測はニュートン以来の光学の伝統であり、実際、適当な分光手段を用いて、パワースペクトル $S(\omega)$ を容易に知ることができる。それで一見、周波数領域での測定に分があるように思える。しかし、スペクトル位相 $\phi(\omega)$ は、このように容易な観測にはかからない。このため、周波数領域で完全なデータ $\hat{V}(\omega)$ を作れず、フーリエ変換によって時間領域 $V(t)$ に引き直すこともできない。これは、空間的な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次元物体を再生できないのと似た状況にある。このように位相情報が失われて観測されるのは、実にしばしば行き当たる難題であり、位相再生問題と総称される。光パルスの計測は、スペクトル位相 $\phi(\omega)$ の再生問題なのである。

1.3 相関法

フェムト秒領域の強度変化に応答するほど、高速な光検出器は存在しないので、われわれは、光検出器に多くを期待できない。すなわち、超短パルス光計測においては、いかなる光検出器も、エネルギーまたは平均パワーメーターにすぎない。それでは、どのようにして、波形測定を行うのか、その考え方の基本となるのが図2に示した相関法である。ここで、参照とする光パルス $V_r(t)$ は、その一部が取り出され、後に述べるなんらかの方法であらかじめ決定されて、既知であるとしよう。この相関法は、参照パルス

$V_r(t)$ を尺度として、未知の光パルス $V(t)$ を測定するものと解釈でき、参照波面と干渉させて位相を可視化する、空間光学でよく知られたホログラフィーと類似している。

「干渉させる」操作を行うのが、図中の電場相関計であり、時間領域のものと周波数領域のものがある。このうち図 2(b) の時間領域の電場相関計では、相関をとる 1 対のパルスを、時間的にずらした上で、ビームスプリッターで合波して干渉させる。光学遅延線によって与えられる、この相対的な時間ずれ τ が、時間軸となるのである。この(遅延)時間軸の精度は、光学遅延線に含まれる反射器(図中で V ブロックのような部品)の位置精度で決まる。ここでは、干渉計精度、すなわち、被測定光の短波長端よりも 1 桁以上細かい精度をもつものを用いる。

合波光電界は $V(t) + V_r(t - \tau)$ と表され、この強度が光検出器によって測定される。電界自体でなく強度をみるので、この検出器は二乗検出器とよばれる。得られる信号は、

$$S_c(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \{I(t) + I_r(t) + 2\text{Re}[V(t) V_r^*(t - \tau)]\} dt \quad (1)$$

と表される。積分の上下限が ∞ なのは、光検出器の応答が十分遅いことを反映している。図 2(b) には、図 1 の光パルスと TL パルスを、それぞれ未知パルス、参照パルスとしたときの相互相関信号 $S_c(\tau)$ を示してある。図 1 の $E(t)$ にかなり似た波形が直接得られることに注目されたい。

信号 $S_c(\tau)$ から、参照パルスの影響を完全に排除して、被測定パルスを正確に求めることもできる。式(1)の信号中、遅延時間に依存するのは、第 3 項だけなので、これを抜き出して、電場相互相関関数 $G_{1,c}(\tau)$ と書こう。

$$G_{1,c}(\tau) = \text{Re} \int_{-\infty}^{\infty} V(t) V_r^*(t - \tau) dt \quad (2)$$

これを遅延時間 τ についてフーリエ変換すると、 $\tilde{G}_{1,c}(\omega) \propto \tilde{V}(\omega) \tilde{V}_r^*(\omega)$ ($\omega > 0$) となる。今、 $\tilde{V}_r(\omega)$ は既知であるから、 $\tilde{V}(\omega)$ が得られ、それを逆変換して未知電界 $V(t)$ を求めることができる。ただし、ここでゼロで割らないためには、参照パルスのスペクトル $S_r(\omega)$ が、被測定パルスのスペクトル $S(\omega)$ を内包しなければならぬ。以上の操作は、ディコリレート演算とよばれる。

結局、周波数領域でディコリレート演算を行うならば、元から、周波数領域で測定したらどうか。これが、図 2(c) に示した周波数領域の電場相関計である。SI (spectral interferometry)、あるいは、参照パルスの決定を後述の FROG (周波数分解光ゲート) によって行う場合には、特に TADPOLE (temporal analysis by dispersing a pair of light E fields)⁴⁾ というしゃれた名も与えられている。ま

ず、図の遅延 τ がゼロの場合を考えると、合波光電界は $V(t) + V_r(t)$ 、これを分光(光学的フーリエ変換)して、周波数 ω の光成分 $\tilde{V}(\omega) + \tilde{V}_r(\omega)$ が取り出される。この強度を、二乗検出器で観測し信号として、 $S(\omega) + S_r(\omega) + 2\text{Re}\tilde{G}_{1,c}(\omega)$ が得られる。図 2(c) の上段に示したこの信号には、確かに干渉らしい明暗があるが、これを解析して、一般的に干渉位相 $\phi(\omega) - \phi_r(\omega)$ は求められない。信号が、 $\tilde{G}_{1,c}(\omega)$ の実部の情報しか与えないからである。

この問題には、巧妙な解決策⁵⁾が与えられている。参照パルスに遅延 τ を与え、 $\tilde{V}_r(\omega) \rightarrow \tilde{V}_r(\omega) \exp(i\omega\tau)$ とすると、 $\phi(\omega) - \phi_r(\omega) - \omega\tau$ と干渉位相に一定のスロープが加わり、図 2(c) の下段のように、スペクトル上の干渉縞は細かくなる。このスペクトルを逆フーリエ変換して、時間領域に移すと、 $\tilde{V}(\omega) \tilde{V}_r^*(\omega)$ 、 $S(\omega) + S_r(\omega)$ 、 $\tilde{V}^*(\omega) \tilde{V}_r(\omega)$ それぞれの逆フーリエ変換が、 τ ずつ離れた時刻に現れる。第 1 者は $G_{1,c}(t + \tau)$ 、第 2 者は、 $V(t)$ 、 $V_r(t)$ の電場自己相関(後述)の和である。これらが重ならないよう、大きい遅延 τ を与えれば、時間領域で両者を分離できる。これは、通常とは時間と周波数が逆転しているが、「キャリア周波数」 τ を利用した信号分離に相当する。以上で、 $G_{1,c}(t)$ を得れば、前同様ディコリレート演算を行える。結局、いずれの領域の測定も、他の領域に移って解析を行うのは興味深い。ここから学ぶべきは、「時間・周波数 2 つの領域を、自在に切り換える柔軟性」かもしれない。

さて、図 2(b) と (c) の測定器の「もち味」はだいぶ異なる。図 2(b) の時間領域の相関計は、遅延時間 τ を少しずつ変えて、非常に多くのデータを採取する。このため、測定時間が長く、そもそも、光を繰り返し入射する必要がある。他方、図 2(c) の周波数領域の相関計は、スペクトルを一挙に採取する構成をとっていて、単発現象の測定も可能である。多数の遅延時間につき一挙に信号を測定する「時間の並列化」は、分光手段における「周波数の並列化」に比して、容易ではない。したがって、大雑把にはここで相関計にみた特質を、時間・周波数、各領域のパルス計測法一般に敷衍できる。

図 2(a) で、相関計入射以前に、 $V(t)$ と $V_r(t)$ が経てくる相異なる(長い)光路の間に、長時間にわたる干渉計精度は一般に期待できない。時間領域の電場相関計が、汎用的に行える測定法となったのは最近であり、光路長差の変動を検出して自動的に遅延時間 τ を適合する構成⁶⁾ による。一方、周波数領域の電場相関計は、光路長差が変動するより早くに測定を終えられ、はるかに容易に実現されていた。

電場相関測定は、それを単発現象について行えば、双

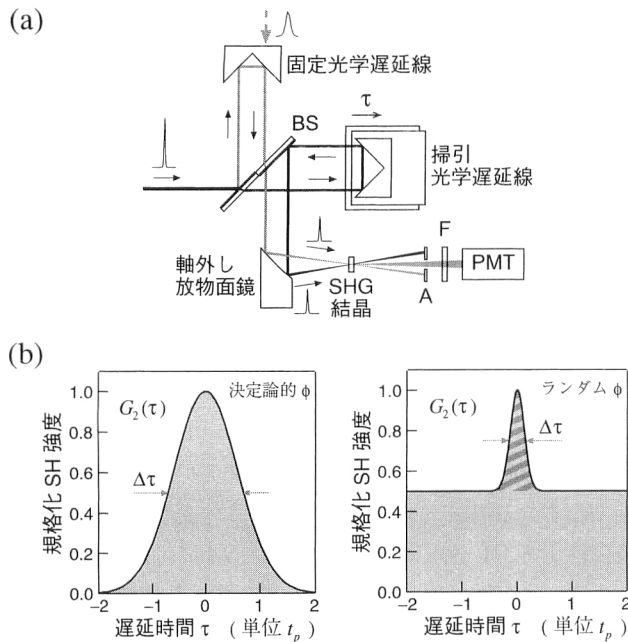


図3 SHG 相関計。(a) 非共軸構成, BS (ビームスプリッター) の移動で共軸に切り換えられる。A: アパーチャー, F: フィルター (基本波カット), PMT: 光電子増倍管, (b) バックグラウンドフリー強度相関信号。

方のパルスが別個の光源に由来してもよい。しかし、繰り返しパルス列の場合、光源を異にするパルス間では、スペクトル位相 $\phi(\omega)$, $\phi_r(\omega)$ の間に一定の関係がないので、干渉信号がならされてしまって、電場相関が測定にかからない。したがって、図2(a)に示したように、単一光源に由来する、互いにコヒーレントな光パルスの間でのみ現実的である。

繰り返し現象の場合、1つの光が含む異なる周波数成分のスペクトル位相の関係についても、思いを至さねばならない。これが、一定の関係をもたないならば、たとえパワースペクトル $S(\omega)$ が一定であっても、回ごとのスペクトル位相 $\phi(\omega)$ が異なり、毎回まったく異なる波形 $V(t)$ を呈するであろう。このような平均として波形が不定形な光は、(周波数的に) インコヒーレントな光とよばれる。ハロゲンランプの光といった日常的な白色光は、純然たるインコヒーレント光である。パルス光の計測法には、これとスペクトル位相の決まったパルス光とを、見分ける能力が必要である。

実は、電場相関測定には、この能力がない。式(2)で $V_r(t) \rightarrow V(t)$ とし、自身との干渉を表す電場自己相関関数 $G_1(\tau)$ を作ってみよう。

$$G_1(\tau) = \text{Re} \int_{-\infty}^{\infty} V(t) V^*(t-\tau) dt \quad (3)$$

このフーリエ変換は、 $\tilde{G}_1(\omega) \propto S(\omega) (\omega > 0)$ と、単にパワ

ースペクトルを与えるだけである(フーリエ変換分光法)。したがって、電場相関測定は、自立的な光パルス計測法ではない。図2(a)のように、他の方法によって $V_r(t)$ が光パルスであると保証されている条件下でのみ有効な光パルス計測法である。そのようなとき、電場相関計の測定感度は他の追随を許さない。光非線形効果を用いず、さらに、参照パルスを局発光とするヘテロダイン(同一の光周波数の間の干渉なので、厳密にはホモダイン)検出を行うからである。

図2(a)中の波形変換が線形現象ならば、 $\tilde{G}_{1,c}(\omega) \propto t(\omega) S_r(\omega)$ となり、電場相関によって伝達関数 $t(\omega)$ が測定される。上の議論から、これがインコヒーレント光を用いても行えることは、もはや明らかであろう。実際、この原理に立った(干渉法の)分散測定器が、時間領域⁷⁾と周波数領域⁸⁾でそれぞれ実用化されている。

2. SHG 相関計

上でみた線形の電場自己相関は、パワースペクトルを与えるのみで、パルスの時間幅について、その下限値以外には何も教えなかった。そこで、非線形相関法が必要となる。

光学遅延線を経た光パルス対に、 $E \rightarrow EE$ の演算を施した後、二乗検出器をもって観測する方法が、2次の非線形相関法である。この演算に用いられる光非線形現象には、黎明期の二光子蛍光⁹⁾を経て、現在は、第二高調波発生(SHG: second harmonic generation)¹⁰⁾を標準的に用いている。SHGが使えない短波長域では、二光子イオン化¹¹⁾などが利用される。

2.1 SHG 相関計の構成

SHG 自己相関計の構成を、図3(a)に示した。光学遅延線の掃引には、目指すストロークとスピードを勘案してステップモーター、スピーカー、また piezo 素子等、さまざまな機構が用いられ、各製品の特徴が最もよく現れる。入射した光パルスの波形を極力保って非線形演算の場に導くため、SHG 結晶より前段の光学系には、分散への配慮が必要である。超短光パルス測定用には、ビームスプリッターを薄くし、図のように上部と下部で裏表を逆にして、二分された光パルスが受ける分散を均等化する。また、SHG 効率を高めるための結晶への集光にも、レンズでなく反射鏡を用いる。結晶で発生した第二高調波(SH)光のみを検出するために、光検出器(図で光電子増倍管)の前には、SH光に変換されなかった基本波光を除去するフィルターが置かれる。

図のように、相互に遅延 τ を与えた光線の対を、非共軸に SHG 結晶に集光し、片方だけで発生する SH 光を除去

表1 パルス幅、相関幅とチャープのない場合の帯域幅.

強度波形 $I(t)$ 関数形	$\Delta\tau/t_p$	$t_p\Delta\nu$	$\Delta\tau\Delta\nu$
矩形 $\theta(t-t_p/2)\theta(t_p/2-t)$	1.00	0.886	0.886
sinc ² 乗 $\text{sinc}^2(2.78t/t_p)$	1.33	0.886	0.180
ガウス型 $\exp[-(4\ln 2)(t/t_p)^2]$	1.41	0.441	0.622
三角 $1- t/t_p \quad (t <t_p)$	1.44	0.540	0.778
sech ² 乗 $\text{sech}^2(1.76t/t_p)$	1.54	0.315	0.488
ローレンツ型 $[1+(2t/t_p)^2]^{-1}$	2.00	0.221	0.442
片側指数 $\exp[-(\ln 2)t/t_p] \quad (t>0)$	2.00	0.110	0.220
両側指数 $\exp[-(2\ln 2) t/t_p]$	2.42	0.142	0.344

する構成としたのが、バックグラウンドフリー相関計である。図で、ビームスプリッターを左または上に移動すると、光線の間隔が狭まり、共軸のFRINGE分解 SHG 自己相関計¹²⁾となるが、これについての議論は、後の3.1節に譲ろう。

バックグラウンドフリー SHG 自己相関計で得られる信号は、強度自己相関関数とよばれ、

$$G_2(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t-\tau)dt \quad (4)$$

と表される。図3(b)に、パルス光(左)とインコヒーレント光(右)、それぞれの場合の信号を示した。パルス光では、両側に向かって信号がゼロに落ち、通常通り、 $G_2(\tau)$ のFWHMをもって、相関幅 $\Delta\tau$ が定義される。

これに対しインコヒーレント光では、 $\tau=0$ の値の1/2の裾がどこまでも平坦に続く。この裾の上の部分は、既出の電場自己相関関数 $G_1(\tau)$ を用いて、 $|G_1(\tau)|^2$ と表される。この部分の幅 $\Delta\tau$ は、TLパルスの場合の相関幅に近く(ガウス型のパワースペクトルの場合、完全に等しい)なるので、実験上、平坦な裾の有無に注意を怠らないことが肝要である。

強度自己相関関数のフーリエ変換は、 $\hat{G}_2(\omega) \propto |\hat{I}(\omega)|^2$ となる。これから、強度波形のフーリエ変換 $\hat{I}(\omega)$ の大きさは得られるが、その位相が不明なので、強度波形は一般に求められない。われわれは、ここでも位相再生問題に逢着するのである。ただ、強度波形が左右対称の場合には、 $\hat{I}(\omega)$ が実数となるので、 $|\hat{I}(\omega)|$ を滑らかにゼロをよぎるように符号拡張して $\hat{I}(\omega)$ を得、これから強度波形を計算できる。より古典的には、波形の関数形を仮定した上で、表1に計算されているようなパルス幅 t_p と相関幅 $\Delta\tau$ との比を用いて、測定で得た相関幅をパルス幅に換算する。

式(4)から明らかなように、強度自己相関関数には位

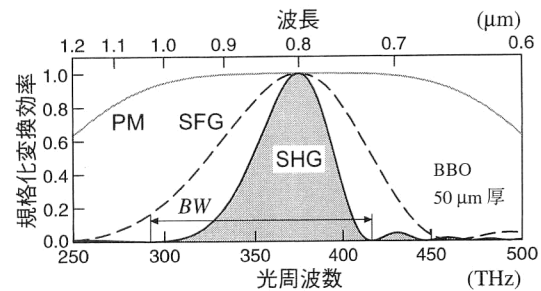


図4 非線形結晶の位相整合帯域. SFG: 単色光との和周波発生, PM: パラメトリック変換(単色光との差周波発生).

相 $\Phi(t)$ に関する情報はまったく含まれない。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、それを表1のチャープのない場合の値と比較する。この値が再び波形の関数形に依存する結果、この古典的方法ではチャープの有無の判定も、パルス波形の仮定に大きく左右されることになる。

2.2 SHG 相関計の分解能と感度

SHG 相関計の分解能をおもに決定しているのは、SHG 結晶の分散特性である。長さ L の結晶によって、2つの基本波光 ω_1, ω_2 から得る和周波光 $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ の強度は、 $\text{sinc}^2(\Delta kL/2)$ と、位相不整合量 $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$ に依存する。一般に、結晶の透明領域で単一の屈折率を考える限り、位相整合($\Delta k = 0$)は成立しないが、複屈折性を示す結晶では、結晶軸に対する伝搬方向 θ を選んで位相整合をとる角度位相整合の可能性もある。また、非線形定数が周期 $\Lambda = 2\pi|\Delta k|^{-1}$ で変化する構造を、人工的に結晶中に形成し、 Δk を解消しつつ伝搬させる擬位相整合が行われる。

光パルスの中心周波数で、位相整合しているとき、図4のような位相整合の帯域を考えよう。周波数 $\omega_1 = \omega_0 + \omega$ と $\omega_2 = \omega_0 + \omega$ から、 $\omega_3 = 2\omega_0 + 2\omega$ の第二高調波を作るとき、2つの基本波の偏光が同一のタイプI位相整合では、効率が、 $\text{sinc}^2(\alpha L\omega)$ となる。帯域幅 BW を、左右の最初のゼロ点の間隔にとると、 $BW = (\alpha L)^{-1}$ に等しい。ここで α は、結晶の単位長さ当たりの、基本波光と和周波光の群遅延時間の差(群遅延不整合)¹³⁾であり、代表的なSHG結晶についての値を、表2に示した。この帯域制限によって、相関信号は強度波形だけでなく、チャープにも依存するものとなる。そのため、純粹の強度波形測定についての時間分解能としては、一般的に表せない。SHG強度相関計の「時間分解能」の公称値に、帯域 BW の逆数の αL をあてるが、デルタ関数的パルスに対する相関幅が、「時間分解能」程度より狭くはならないといった常識的な性質はな

表2 SHG 結晶 (タイプI) の位相整合条件と群遅延不整合.

SHG 結晶	波長 (μm)	位相整合条件	α (fs/mm)
KDP	0.60	$\theta=60.4$ deg	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
PP-LN	1.55	$\Lambda=18.97$ μm	299

い.むしろ,周波数領域で,扱い得るスペクトルの範囲 BW として捉えるほうがよい.

SHG 相関計では,信号強度が入力光パワーの2乗に比例する.詳しくは,測定の積分時間 T を,光パルスのピークパワー,平均パワーをそれぞれ P_p, P_{av} と書いて,信号は $\eta P_p P_{av} T$ に比例する.ここで,単一パルスの場合, $P_{av} T$ をパルスエネルギーに置き換えればよい.また次節に述べる相互相関の場合は,時間幅の長いほうのパルスのピークパワーを P_p ,幅の短いほうのパルスの平均パワーを P_{av} とする.

上の信号強度中, η は結晶の変換効率であり,有効非線形定数 d_{eff} を用いて, $\eta \propto d_{eff}^2 L^2$ と表される.ここで,結晶の帯域 BW が L に反比例したことを思い起こすと,効率 η は(公称)時間分解能の2乗に比例して低下する.そこで,最近,10 fs 程度以下の極短幅のパルスには,SHG 相関計に代えて,半導体光検出器の二光子キャリア発生を非線形効果とした相関計¹⁴⁾がよく用いられる.これによると,入射偏光への依存性も解消される.一方,サブピコ秒領域では, d_{eff} の大きい擬位相整合結晶を用いて,高感度化が図られ,実用感度が 0.1 (mW)^2 に達する SHG 相関計も実現している.これは,平均パワー 0.3 mW 程度の CW インコヒーレント光源についても強度自己相関信号を観測できる感度である.

2.3 光サンプリング

前の図3(a)の上部の反射器を外して,未知パルス(点線)を入射し,より狭い時間幅をもつ参照パルスとの,SHG 相関をとると,光サンプリングの名でよく知られた計測法となる.信号は,次の強度相互相関関数 $G_{2,c}(\tau)$ で表される.

$$G_{2,c}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t) I_r(t-\tau) dt \quad (5)$$

特に,参照パルス $I_r(t)$ の幅が十分細くてデルタ関数とみなせる場合, $G_{2,c}(\tau)$ が直接,未知強度波形 $I(t)$ を与える.また一般に, $I_r(t)$ が既知ならば,上述したディコリレート演算が行える.

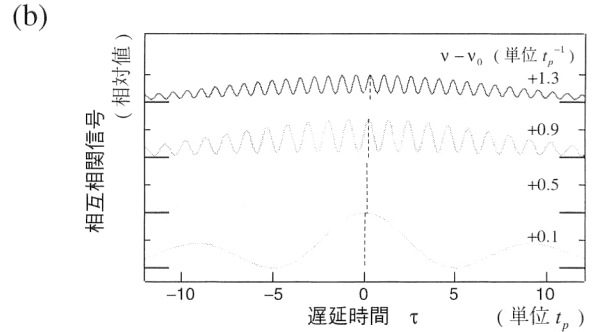
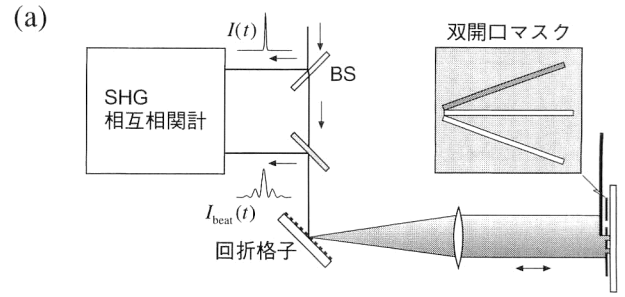


図5 光サンプリングによるスペクトル位相の測定. (a) 双開口マスクをもつ構成. BS:ビームスプリッター, (b) 観測されるビート波形.

未知パルスの位相特性を強度波形に転化しておけば,光サンプリング測定から,その波形 $V(t)$ を得ることもできる.この位相-強度変換器には,時間領域の位相 $\Phi(t)$ を転化させるものと,スペクトル位相 $\phi(\omega)$ を転化させるものがある.

前者に分類される自己ヘテロダイン法¹⁵⁾では, $\Phi(t)$ をビート信号として観測する.光電場 $\sqrt{I(t)} \exp[i\Phi(t)]$ から,エタロンにより局発信号となる狭帯域光電場 $\sqrt{I_r(t)} \exp[-i\omega_0 t]$ を切り出す.ここで, $I_r(t)$ は,エタロンのフィルター特性で決まる時間幅の広い波形である.2者の合波電場の強度波形, $I(t) + I_r(t) + 2\sqrt{I(t)I_r(t)} \cos[\Phi(t) + \omega_0 t]$ を,光サンプリングにより測定して,位相 $\Phi(t)$ を求める.

後者に属するものには,フィルターによって切り出した擬単色光の,ピークの時間位置 $d\phi(\omega)/d\omega$ を観測する方法¹⁶⁾がある.また,2つのフィルターの出射パルスを混合して生じるビート信号, $I_r(t) \{S(\omega) + S(\omega_0) + 2\sqrt{S(\omega)S(\omega_0)} \cos[(\omega - \omega_0)t - \phi(\omega) + \phi(\omega_0)]\}$ を,サンプリング測定して,スペクトル位相 $\phi(\omega)$ が直接観測されている¹⁷⁾.これを図5に示した.光パルスが,振動数の異なるさまざまなスペクトル成分から構成されていることを,直接みる点で印象深い.

光サンプリングによる波形 $V(t)$ の観測法は,上で図2(a)に示した全体系で,電場相互相関計に代えて,行われる.強度相関計の場合,入射以前に, $V(t)$ と $I_r(t)$ がたど

ってくる光路の間に、電場相関計のような場合の干渉計精度は要求されず、同期精度、すなわち参照光パルスの時間幅よりも(1桁程度)細かい遅延精度で足りる。また、相互コヒーレンスや、光周波数の重なりも必要でないので、図2(a)中の、電場相互相関計の場合より広い範疇の波形変換に、対応できるのである。

3. 繰り返し計算による位相再生

相互相関法で用いる参照パルス自体の決定は、畢竟、真に自立的な計測法である自己相関法によるほかはない。そのため、非線形自己相関データを元にして、詳細なパルス波形 $E(t)$ を「再構築」する方法が検討されてきた。空間光学においても、ホログラフィーの対極ともいえるアプローチとして、なんらかの数学的束縛条件に立脚して、失われた位相を再生しようとするいき方があるが、これとの関連が深い。

3.1 干渉信号繰り返し計算法

前の図3(a)のSHG自己相関計で、結晶に入射する2光線を共軸に変えたときに測定される、フリンジ分解(FR: fringe-resolved)SHG自己相関信号は、

$$S_2(\tau) = 1 + 2G_2(\tau) + 4\text{Re}[F_1(\tau)\exp(-i\omega_0\tau)] + \text{Re}[F_2(\tau)\exp(-2i\omega_0\tau)] \quad (6)$$

と表される。ここで右辺第1項は、2つの光パルスの片方ずつが作るSH光に由来する成分で、バックグラウンドとよばれる。上の非共軸SHG強度相関計は、信号にこの項をもたないので、「バックグラウンドフリー」とよんだのである。第3項と第4項は干渉項であり、それらが含む相関関数は、

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

$$F_2(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} E^2(t) E^{*2}(t-\tau) dt \quad (7)$$

と表される。なお、式(6)の相関関数 $G_2(\tau)$ 、 $F_1(\tau)$ 、 $F_2(\tau)$ はすべて、 $\tau=0$ で大きさが1になるように規格化されている。

FRSHG自己相関信号 $S_2(\tau)$ を、図6(a)の下段に示した。強度自己相関関数 $G_2(\tau)$ の上下に、干渉項による振動がみられる。図で、この振動が立っている範囲が、 $G_2(\tau)$ の範囲よりも狭いが、これは、チャープをもつ光パルスに特徴的な様態である。 $|F_2(\tau)|$ は、チャープがなければ、強度波形 $I(t)$ によらず $G_2(\tau)$ に等しくなり、より明瞭な指標として使える。相関計の掃引中に、 $S_2(\tau)$ 信号から $|F_2(\tau)|$ を、電気的に分離・表示するチャープモニター¹⁸⁾も作られている。

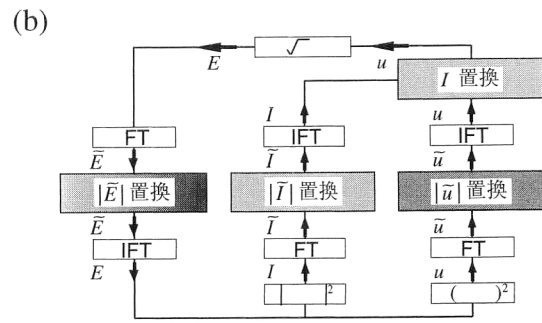
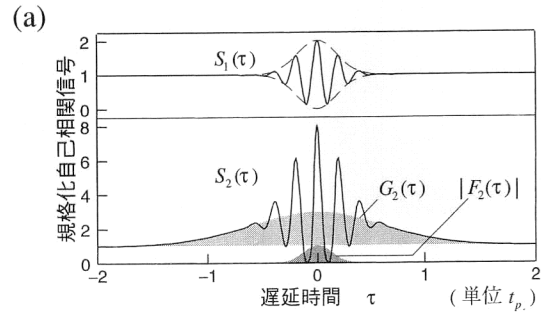


図6 IRIS. (a) インターフェログラム $S_1(\tau)=1+G_1(\tau)$ (上段)とFRSHG信号(下段)、(b) IRISの繰り返し計算。(I)FT: (逆)フーリエ変換。

式(6)の $F_2(\tau)$ を含む項は、SH光 $u(t)=E^2(t)$ の電場自己相関と同定でき、 $S_2(\tau)$ 信号は、強度自己相関とSH電場自己相関を含んでいる。また、共軸のSH相関計に、基本波の光検出器を付加すれば、図6(a)上段の電場自己相関 $G_1(\tau)$ も同時に得られる。以上3つの自己相関関数のフーリエ変換から、それぞれ、 $|\tilde{E}(\omega)|$ 、 $|\tilde{I}(\omega)|$ 、 $|\tilde{u}(\omega)|$ がわかる。

このどれをとっても位相が失われているが、この位相再生問題は、時間領域でのそれらの関係、すなわち $I(t)=|E(t)|^2$ と $u(t)=E^2(t)$ を束縛条件として解ける¹⁹⁾。波形再構築は、Gerchberg-Saxtonのアルゴリズム²⁰⁾に類似した、図6(b)の繰り返し計算によって行う。一般にこうした計算法は、時間領域と周波数領域の位相が単純な関係にはないので、大きさを入力データで置き換え、また、束縛条件を繰り返し込みつつ、2つの領域を繰り返し行き来しているうちに、正しい位相だけが「生き残る」だろうという見込みに立つものである。

ここの3つの相関関数はすべて、時間反転操作: $E(t) \leftrightarrow E^*(-t)$ 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 $E(t)$ にも、時間反転(スペクトル位相の符号)についての二意性が残る。これは、チャープの符号がわからないということなので、分散により受ける波形変形をみれば、正しいほうを選べる。以上の方法は、1つの共軸の相関計(干渉計)で得られるデータから、波形を再構築するので、干渉信号繰り返し計算法(IRIS)と名付けられ、光

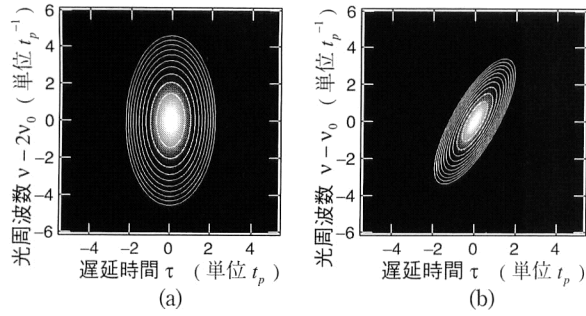


図7 FROG. (a) SHG-FROG と (b) PG-FROG 信号. 等高線は 3 dB(1/2) ステップ.

通信・情報処理分野に必要な感度 ($\sim 1(\text{mW})^2$) をもつ波形測定法として, おもに, 半導体光源の評価に用いられている.

3.2 FROG (周波数分解光ゲート)

図 3(a) の非共軸 SHG 強度自己相関計で, 光電子増倍管 (PMT) の前に分光器を入れ, 光周波数 $2\omega_0 + \omega$ の SH 光成分を取り出して, その強度を観測することを考える. この信号は, スペクトル分解 (SR) SHG 自己相関信号²¹⁾, または SHG-FROG 信号とよばれ,

$$I_{\text{SHG-FROG}}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t) E(t-\tau) \exp(i\omega t) dt \right|^2 \quad (8)$$

と表される. この信号を, 図 7(a) に示したが, これにはチャープの情報が含まれる. もしチャープがなければ, 図の 2次元像は, もっと上下に縮んだものとなるはずである.

上述した, SHG 結晶の位相整合幅の影響で, 強度相関は, 実はこの $I_{\text{SHG-FROG}}(\omega, \tau)$ の, 結晶の変換効率 $\text{sinc}^2(\alpha L \omega / 2)$ (ここでの ω は SH 域でとっているのだから, 前と係数 2 だけ異なる) についての加重積分となる. SHG-FROG では, この変換効率の影響を取り除くこともできる.

より高次の非線形効果を用いると, さらに直感的にチャープをみて取れる 2次元像が得られる. 遅延を与えたパルス対に, 光カー (Kerr) 効果による $E \rightarrow EEE^*$ の型の演算を施した後, 二乗検出器で検出するカーシャッター相関法で, シャッター透過光を分光観測する. 得られる PG-FROG 信号²²⁾ は, 式 (8) 中の $E(t-\tau)$ を, ゲートパルス強度 $|E(t-\tau)|^2$ で置き換えた表式をもつ. 図 7(b) に示した信号 $I_{\text{PG-FROG}}(\omega, \tau)$ では, 正のチャープが一目瞭然である.

これら FROG 信号からも, 繰り返し計算による波形再構築が可能である. ここでの位相再生は, 2次元の問題となり, データ量は多くなるが, 上の IRIS の 1次元問題よりも

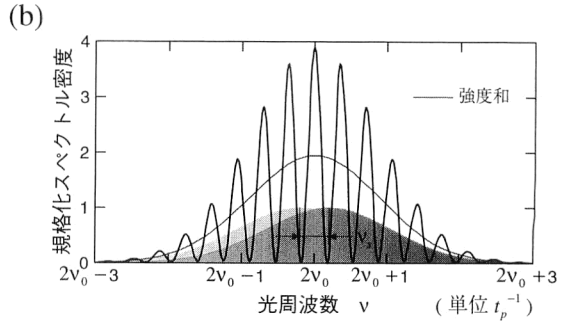
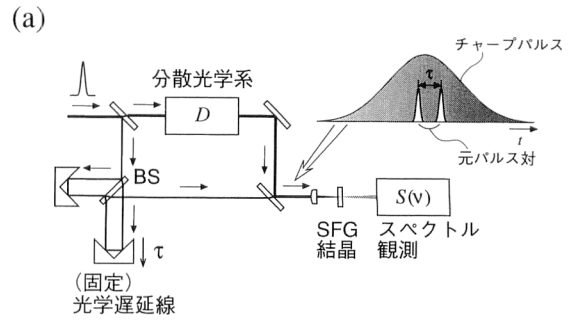


図8 SPIDER. (a) 構成, BS: ビームスプリッター, (b) 観測スペクトル, 塗りはシフトをもつ各和周波光スペクトル.

収束性がよい. SHG-FROG では, CW のフェムト秒レーザーが測定可能な感度が得られるが, 波形再構築には, IRIS 同様の時間反転についての二意性が残る. カーシャッターの非線形プロセスは, 効率はおく低いものの, 位相整合フリーなので, PG-FROG は増幅された高強度のフェムト秒パルスの測定に広く用いられている. 第三高調波発生 (THG) 等, 他の 3 次プロセスを用いた FROG²³⁾ もある.

4. スペクトル位相の直接測定

繰り返し計算による位相再生は, パルス波形の詳細な測定に一応の解を与えた. しかし, 非線形な繰り返し計算の結果の確度は, 入力データの確度と単純な関係にはなく, 精度の保証ができない. また, フーリエ合成²⁴⁾された光波形にみるように, 取り扱うべき波形が複雑化した結果, データ点の多数化に伴う計算時間の増大, 収束性・結果の信頼性の問題なども目立ってきた. そこで, スペクトル位相を, 周波数領域で直接検出しようとするアプローチが現れている.

いま, 図 2(c) の構成において, 参照電界 $V_r(t)$ を, 周波数シフト ν_s を付与した被測定光信号それ自体とすると, スペクトル位相の差分 $\phi(\nu) - \phi(\nu - \nu_s)$ が, 干渉位相として現れる. これが周波数シアリング干渉計 (FSI: frequency shearing interferometer) の原理である. 周波数軸上, 間隔 ν_s で離散的に得られる差分の累積和を作れば, 容易に (離散点上の) スペクトル位相が得られる.

現在までに, ピコ秒のパルス列に対しては, 位相変調器

を用いて周波数シフトを与える方法が行われている²⁵⁾。フェムト秒領域では、図8に示したように、分散光学系によりチャープさせたパルス上の、異なる時間位置をそれぞれ擬単色ポンプ光として作用させ、2系統の和周波発生(SFG)により、第二高調波領域で、相互にシフトしたスペクトルを得る巧妙な構成が案出されていて、SPIDER (spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction) と命名されている²⁶⁾。図4の(通常、2つの基本波の偏光が異なるタイプII位相整合を用いるSPIDERに直接相当する図ではないが)、SHGよりも広いSFGの位相整合帯域を用いる結果、位相整合帯域の問題も緩和される。

空間光学に、像をずらして干渉させるシアリング干渉計と、像を折り返して干渉させるフォールディング干渉計があるように、周波数フォールディング干渉計 (FFI: frequency folding interferometer) も考えられている²⁷⁾。スペクトルの折り返しは、位相共役波発生を用いて行え、図4で、SHGやSFGに比べ格段に広いパラメトリック効果 (PM) の位相整合帯域を用いることができる。

以上、さまざまな超短パルス光計測法について述べてきた。なかで光サンプリングは、長い測定時間フレームが容易に得られるという特長をもち、超短パルス光にデータを載せるなどの際の測定に、その重要性を増すだろう。ところで、今後、同期パルス光源を抜きには本格的な超短光パルス応用システムは考えにくい。逆に、そのような光源が使えれば、それを内蔵した光サンプリング、すなわち、現在の電気のサンプリングオシロスコープに相当する、使いやすい計測器が実現できる。このように、光パルス計測技術には、システムの小規模な実験場という側面もある。

もし、位相まで同期したパルス光源が実現するならば、最初に取り上げた電場相互相関計で、ほとんどの計測をまかなえるだろう。このようにみると、より高度な計測法は、すべて現状のなんらかの不完全性を補うための工夫とも考えられる。

SHG相関計に、インコヒーレント光に対する挙動とか、時間分解能が常識的な意味と異なるなど、いくつも陥穽があったように、より新しい方法もブラックボックスとして扱うのは、過誤の元であろう。測定法の中身を知って使うために、本稿が一助となれば幸いである。なお、本稿のグラフは、すべて最初の電界、 $E(t) = \exp[-(2\ln 2)(t/t_p)^2] \cos[10\pi(t/t_p) + 2\pi(t/t_p)^2]$ をもつ光パルスに対して計算してある。読者自身で信号をプロットしてみられる際の、参考とされたい。

文 献

- 1) J.-C. Diels and W. Rudolph: *Ultrashort Laser Pulse Phenomena* (Academic Press, New York, 1996).
- 2) M. Born and E. Wolf: "A complex representation of read polythromatic fields," *Principles of Optics*, 5 ed. (Pergamon Press, New York, 1975) pp. 494-499.
- 3) P. Dietrich, F. Krausz and P. B. Corkum: "Determining the absolute carrier phase of a few-cycle laser pulse," *Opt. Lett.*, **25** (2000) 16-18.
- 4) D. N. Fittinghoff, J. L. Bowie, J. N. Sweetser, R. T. Jennings, M. A. Krumbügel, K. W. DeLong, R. Trebino and I. A. Walmsley: "Measurement of the intensity and phase of ultraweak ultrashort laser pulses," *Opt. Lett.*, **21** (1996) 884-886.
- 5) M. Takeda, H. Ina and S. Kobayashi: "Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry," *J. Opt. Soc. Am.*, **72** (1982) 156-160.
- 6) 長沼和則, 石橋茂雄: "フーリエ変換相互干渉(FTC)に基づく汎用的な電場相互相関計", 第48回応用物理学関連連合講演会講演予稿集 (2001) p. 1095.
- 7) K. Naganuma, K. Mogi and H. Yamada: "Group-delay measurement using the Fourier transform of an interferometric cross correlation generated by white light," *Opt. Lett.*, **15** (1990) 393-395.
- 8) J. Stone and D. Marcuse: "Direct measurement of second-order dispersion in short optical fibres using white-light interferometry," *Electron. Lett.*, **20** (1984) 751-752.
- 9) A. J. DeMaria, W. H. Glenn, Jr., M. J. Brienza and M. E. Mack: "Picosecond laser pulses," *Proc. IEEE*, **57** (1969) 2-25.
- 10) E. P. Ippen and C. V. Shank: "Dynamic spectroscopy and subpicosecond pulse compression," *Appl. Phys. Lett.*, **27** (1975) 488-490.
- 11) 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.
- 12) J.-C. Diels, J. J. Fontaine, I. C. McMichael and F. Simoni: "Control and measurement of ultrashort pulse shapes (in amplitude and phase) with femtosecond accuracy," *Appl. Opt.*, **24** (1985) 1270-1282.
- 13) 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.
- 14) J. K. Ranka, A. L. Gaeta, A. Baltuska, M. S. Pshenichnikov and D. A. Wiersma: "Autocorrelation measurement of 6-fs pulses based on the two-photon-induced photocurrent in a GaAsP photodiode," *Opt. Lett.*, **22** (1997) 1344-1346.
- 15) J. E. Rothenberg and D. Grischkowsky: "Measurement of optical phase with subpicosecond resolution by time-domain interferometry," *Opt. Lett.*, **12** (1987) 99-101.
- 16) J. L. A. Chilla and O. E. Martínez: "Direct determination of the amplitude and the phase of femtosecond light pulses," *Opt. Lett.*, **16** (1991) 39-41.
- 17) K. C. Chu, J. P. Heritage, R. S. Grant, K. X. Liu, A. Dienes, W. E. White and A. Sullivan: "Direct measurement of the spectral phase of femtosecond pulses," *Opt. Lett.*, **20** (1995) 904-906.

- 18) 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.
- 19) K. Naganuma, K. Mogi and H. Yamada: "General method for ultrashort light pulse chirp measurement," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-25** (1989) 1225-1233.
- 20) 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.
- 21) 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.
- 22) R. Trebino and D. J. Kane: "Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulse: Frequency-resolved optical gating," *J. Opt. Soc. Am. A*, **10** (1993) 1101-1111.
- 23) R. Trebino, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, J. N. Sweetser, M. A. Krumbügel and B. A. Richman: "Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating," *Rev. Sci. Instrum.*, **68** (1997) 3277-3295.
- 24) M. M. Wefers and K. A. Nelson: "Generation of high-fidelity programmable ultrafast optical waveforms," *Opt. Lett.*, **20** (1995) 1047-1049.
- 25) J. Debeau, B. Kowalski and R. Boittin: "Simple method for the complete characterization of an optical pulse," *Opt. Lett.*, **23** (1998) 1784-1786.
- 26) C. Iaconis and I. A. Walmsley: "Self-referencing spectral interferometry for measuring ultrashort optical pulses," *IEEE J. Quantum Electron.*, **35** (1999) 501-509.
- 27) 長沼和則, 石橋茂雄: "スペクトル位相の直接検出に基づく超高速光信号の位相波形測定法", *NTT R&D*, **49** (2000) 389-397.

(2001年9月27日受理)