

媒質中を伝播するフェムト秒レーザパルスのシミュレーション

石川 顕一

東京大学 大学院工学系研究科 (〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1)
 科学技術振興機構 さきがけ (〒332-0012 埼玉県川口市本町 4-1-8)

Simulation of Femtosecond-Laser Pulse Propagation in a Medium

ISHIKAWA Kenichi L.

(Received May 8, 2006)

Key words: nonlinear schrödinger equation instruction, laser pulse propagation, ultrafast processes, self-focusing and defocusing, dynamics of nonlinear optical systems

1. はじめに

光は物質中、特に透明な媒質中をどのように進んでいくのか。これは、何世紀にも渡って科学者を魅了してきた問題である。レーザが様々な産業分野に応用されるようになり、フェムト秒レーザが加工に用いられる現在、レーザ光の媒質中の伝播を理解することの重要性も高まっている。

レーザ光の固体中の伝播は、スネルの法則やフレネルの法則に従って反射・屈折・集光するという光学の教科書にのっている描像とは大きく異なっている。加工に用いられる程度の強度を持つレーザと物質の相互作用においては非線形光学効果が本質的となる。その代表的なものは光カー効果であるが、これによって媒質の屈折率が変化し自己収束と呼ばれる現象を引き起こす。収束が進み局所的なレーザ光の強度が十分高くなると、多光子電離やトンネル電離によって媒質中にプラズマが生成される(そもそもこれによってフェムト秒レーザによる加工が可能となる)。プラズマの屈折率は固体とは異なるため、レーザ光の伝播に付加的な影響を及ぼす。このように、レーザ光が媒質に変化を引き起こし、媒質の変化がひるがえってレーザ光の伝播に影響を及ぼすという、まさに「相互作用」が起きているのである。さらに、パルス幅の短いフェムト秒レーザは広範囲の波長成分を含んでいるため、分散を考慮する必要がある。高次の分散でさえ無視することができない。フェムト秒レーザパルスの固体中の伝播のシミュレーションはこれらの効果を包含したものでなければならないのである。

レーザ光のシミュレーションというと、時間領域差分(FDTD)法を思い浮かべる人も多いであろう。これは、マクスウェル方程式を直接解く手法で、市販のソフトウェアもあり、レーザ光が弱くて線形な伝播だけを考えればよくまた分散も無視できるような状況においては有用であるが、上に述べたような様々な効果を取り入れるのは計算時間や安定性の観点から非常に困難である。これに対して、フェムト秒レーザの媒質中の伝播の計算には、非線形シュレーディンガー方程式(Nonlinear Schrödinger equation, NLSE)に

基づいたシミュレーションが用いられることが多い。「シュレーディンガー方程式」という名前がついているものの量子力学とは関係がなく、どうしてそのように呼ばれるのかは後述するが、FDTD法に比べて計算時間が短く、安定性の問題に直面することも少なく、また、プログラミングも比較的容易であるという利点がある。

本稿では、このNLSE法がどのような手法であるかを、実際にシミュレーションを行った結果をまじえながら紹介する。なお、レーザ加工を念頭に置いているため、固体(特に石英)を中心に議論していくが、液体や気体に対しても同様に適用することのできる汎用性の高い手法である。

2. 非線形シュレーディンガー方程式(NLSE)

2.1 基本的な導出

図1に示すように、凸レンズを通したフェムト秒レーザパルスを例えば石英中に集光するような状況を考えることにしよう。パルスは z 軸に沿って伝播するものと仮定する。あらゆる電磁現象同様、レーザ光の伝播をつかさどっているのもマクスウェル方程式

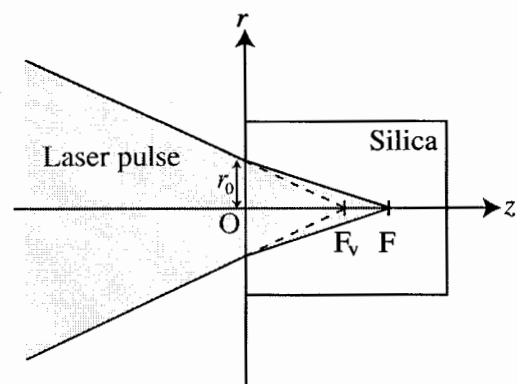


図1 計算体系。集光されたフェムト秒レーザパルスが z 軸に沿って左側の表面($z=0$)から媒質(石英)中に入射する。 F は幾何学的焦点(低強度極限での焦点)を、 F_v は媒質がない場合の焦点を表す。

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times H = \frac{\partial D}{\partial t} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot D = 0 \quad (3)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (4)$$

である。ここで E, H, D, B はそれぞれ電界, 磁界, 電束密度, 磁束密度である。真空の誘電率 ϵ_0 , 真空の透磁率 μ_0 , 媒質の分極 P を用いて, 電束密度と磁束密度は,

$$D = \epsilon_0 E + P, \quad B = \mu_0 H \quad (5)$$

と表すことができる。第 1 章で述べたようにフェムト秒レーザと媒質の相互作用では非線形効果が重要になるので, P を線形な部分 P_L (線形分散) と非線形な部分 P_{NL} に分け,

$$P = P_L + P_{NL} \quad (6)$$

と書く。式(1)の回転(curlまたはrot)をとり, 式(2)(5)(6)を用いて B と D を消去し, 真空中の光速を c として $\mu_0 \epsilon_0 = 1/c^2$ の関係を利用すれば,

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} \quad (7)$$

が得られる。

式(7)をそのままシミュレーションするのは困難なので, いくつかの簡略化を行う。まず, 電界は x 方向の直線偏光であるとし,

$$E(r, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [E(r, t) \exp(i\beta_0 z - i\omega_0 t) + c.c.] \quad (8)$$

と書く。ここで, \hat{x} は x 方向の単位ベクトル, β_0 は中心波長での角波数, ω_0 は中心波長に対応する角振動数, $c.c.$ は複素共役を表す。式(7)の右辺第 1 項の線形分極の効果は, 角波数 $\beta(\omega)$ の角振動数 ω 依存性を用いて表現すると便利である。そのために, 次式のように $\beta(\omega)$ を ω_0 のまわりにテイラー展開する。

$$\begin{aligned} \beta(\omega) &= \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 \\ &+ \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots \end{aligned} \quad (9)$$

ここで $\beta_m = (d^m \beta / d\omega^m)_{\omega=\omega_0}$ で, 特に β_1 は群速度の逆数である。 β_m は, 分散関係の実測データを多項式でフィッティングすることにより求めることができる。

式(7)の右辺第 2 項で表現される非線形光学応答の主要なものは光カー効果である。これは, 光の強度 I によって媒質の屈折率が変化する現象²⁾で, 3 次の非線形効果である。屈折率 $n(I)$ の強度依存性は, 線形屈折率 n_0 とカー係数 n_2 を用いて,

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (10)$$

と表される。ここで, $E(r, t)$ を V/m などの通常の電界の単位ではなく, $|E(r, t)|^2$ が強度を W/cm² などの単位で表した値になるように規格化すると, 実験との比較がしやすく便利である。このような規格化を用いた場合, 式(10)は,

$$n = n_0 + n_2 |E|^2 \quad (11)$$

と書き換えることができる。

式(8)を式(7)の左辺に代入し, 式(7)の右辺については上述

のような定式化を用いることにより, 次式のようなパルス伝播方程式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial z} &= -\beta_1 \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{i}{2n_0 k_0} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) E \\ &+ in_2 k_0 |E|^2 E \end{aligned} \quad (12)$$

ここで k_0 は中心波長における真空中での角波数である。右辺の第 1, 2 項が線形分散に, 第 3 項が回折に, 第 4 項が光カー効果にそれぞれ対応している。導出の詳細は文献³⁾に譲るが, $E(r, t)$ が空間的にゆっくり変化する関数であることを仮定し 2 次の導関数 $\partial^2 E / \partial z^2$ を無視している。直接の帰結として進行波だけが考慮され反射が無視されるが, これはバルクの固体中での伝播を対象とする場合にはよい近似である。また, 回折と光カー効果の項においては, $E(r, t)$ が光の振動数に比べて時間的にもゆっくり変化する関数であることを仮定して, 中心波長のみを考慮した形になっている。これらは, 緩包絡線近似 (Slowly varying envelope approximation, SVEA) と呼ばれる。この近似に対する補正項について第 3 章で簡単に述べる。式(12)は, 群速度 β_1^{-1} でパルスとともに運動する基準系

$$\tau = t - \beta_1 z \quad (13)$$

で表すことにより簡略化できる。式(13)に従って変数変換をほどこし, τ をあらためて t と書くことにより,

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -\frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{i}{2n_0 k_0} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) E + in_2 k_0 |E|^2 E \quad (14)$$

が得られる。式(14)は, z と t を交換すれば非線形なポテンシャル項を持ったシュレーディンガー方程式に似た形をしていることが分かる。式(14)が非線形シュレーディンガー方程式と呼ばれるのはこのためである。

2.2 イオン化とプラズマ生成のメカニズム

第 1 章で述べたように, レーザ光の強度が十分高くなると媒質中にプラズマが生成される。本節ではこの効果をもとにして伝播方程式(14)に付加するのかを概説する。

プラズマは 2 段階の過程を経て生成される。まず, 光電離によって自由電子 (伝導電子) が生成される。パルス強度が高い間は光電離は継続して起こるが, それと同時に, 自由電子は光子を吸収して加速され (逆制動放射), 他の原子に衝突してさらなる電離を引き起こす。この過程をアバランシェ (なだれ) 電離と呼ぶ。これらをまとめると, プラズマ電子密度 ρ の時間変化は,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = W_{PI} (|E|^2) + \frac{\sigma_{IB}}{U_i} \rho |E|^2 - \frac{\rho}{\tau_r} \quad (15)$$

と書ける。この式で, 右辺第 1 項が光電離に, 第 2 項がアバランシェ電離にそれぞれ対応している。第 3 項は再結合による減衰を表しており, τ_r は再結合の時定数で, 例えば石英の場合約 150 fs である。アバランシェ電離の項において, U_i はバンドギャップエネルギーであり, 逆制動放射断面積 σ_{IB} は Drude モデル^{4,5)}を用いて計算することができる。

光電離のメカニズムとしては, 5×10^{12} W/cm² 以下の比較的低強度では複数の光子を吸収して荷電子帯から伝導帯に

移る多光子電離が、 10^{14} W/cm²以上の高強度ではレーザー光の電界によって大きくゆがめられた原子ポテンシャルをトンネル効果によって電子が抜けることによって起こるトンネル電離が支配的であり、それらの間の強度では中間的な振る舞いをする。電離レート W_{PI} を求めるには、厳密には量子力学的な計算が必要である。簡単な原子については時間依存シュレーディンガー方程式を直接解くことによりイオン化をシミュレーションする試みもあるが、固体に関しては事実上不可能である。Keldysh 理論⁶⁾を用いた詳細な取り扱い⁵⁾も可能であるが、次章で見るように例えば石英中を伝播するパルスの強度の最大値は 2×10^{13} W/cm² 程度なので、多光子電離としての簡単な取り扱いで実用上は十分である。石英の場合であればバンドギャップは 9.0 eV で、レーザーの中心波長としてチタンサファイアレーザに対応する 800 nm を考えるとその光子エネルギーは 1.55 eV であるから、イオン化には 6 光子必要で、電離断面積 σ_6 と荷電子帯の電子密度 ρ_0 を用いて、

$$W_{PI}(|E|^2) = \sigma_6 \left(\frac{|E|^2}{\hbar\omega_0} \right)^6 (\rho_0 - \rho) \quad (16)$$

と書くことができる。 σ_6 の値は Keldysh 理論⁶⁾を用いて求めることができる。

レーザーパルスの伝播は、式(15)によるプラズマ生成の影響を受ける。これにともない、非線形シュレーディンガー方程式(14)を次のように補正する必要がある。

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial z} = & -\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{i}{2n_0 k_0} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) E + in_2 k_0 |E|^2 E \\ & - \frac{\sigma_{PI}}{2} (1 + i\omega_0 \tau_c) \rho E - \frac{1}{2} \frac{W_{PI}(|E|^2) U_i}{|E|^2} E \end{aligned} \quad (17)$$

この拡張された非線形シュレーディンガー方程式の右辺第 4 項は逆制動放射による吸収と屈折率へのプラズマの寄与を、第 5 項は光電離による吸収を表している。なお、線形分散についてここでは 2 次の項まで含めてあるが、必要に応じて式(9)の展開のより高次の項を追加することも可能である(次章参照)。式(15)と(17)を連立して解くことにより、レーザーパルスの強度分布と自由電子密度分布の時間発展の様子を求めることができる。

2.3 数値解法(スプリットステップフーリエ法)

本節では、拡張された非線形シュレーディンガー方程式(17)の効率的な数値解法として広く用いられているスプリットステップフーリエ法³⁾について簡単に説明する。なお式(15)は、ルンゲ・クッタ法で解くことができる。

スプリットステップフーリエ法の考え方を示すために、式(17)を形式的に、

$$\frac{\partial E}{\partial z} = (\hat{L} + \hat{D} + \hat{N})E \quad (18)$$

と書く。演算子 \hat{L} 、 \hat{D} 、 \hat{N} はそれぞれ、式(17)の右辺第 1 項(線形分散)、第 2 項(回折)、第 3~5 項(非線形効果)に対応する。ここで、これら 3 つの演算子は独立に E に作用すると近似し、位置 z から $z+h$ への伝播を次のように計算する。

$$\begin{aligned} E(x, y, z+h, t) \approx & \exp\left(\frac{\hbar}{2}\hat{L}\right) \exp\left(\frac{\hbar}{2}\hat{D}\right) \exp(\hbar\hat{N}) \\ & \times \exp\left(\frac{\hbar}{2}\hat{D}\right) \exp\left(\frac{\hbar}{2}\hat{L}\right) E(x, y, z, t) \end{aligned} \quad (19)$$

特に、線形分散に関するステップはフーリエ変換を用いると便利で、 z と t の関数 $A(z, t)$ について、

$$\exp\left(\frac{\hbar}{2}\hat{L}\right) A(z, t) = F_T^{-1} \exp\left[\frac{\hbar}{2}\hat{L}(i\omega)\right] F_T A(z, t) \quad (20)$$

のように計算することができる。ここで F_T は時間に関するフーリエ変換を表す。 $\hat{L}(i\omega)$ は \hat{L} 中の $\partial/\partial t$ を $i\omega$ に置き換えたもので、フーリエ空間では演算子ではなく普通の数なので、高速フーリエ変換(FFT)を用いれば、式(20)の計算は容易である。この方法は、高次の分散まで含めた取り扱いをする場合に特に効率的である。式(19)の \hat{N} を含む項はルンゲ・クッタ法で解くことができる。 \hat{D} を含む項は一般には差分法で解くことができるが、円筒対称な系で $\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 = \partial^2/\partial r^2 + (1/r)\partial/\partial r$ と書ける場合には Koonin による方法⁷⁾を用いればより効率的である。

3. シミュレーション結果

この章では、図1に示すようにフェムト秒レーザーパルスを石英中に集光した場合のパルス伝播を、拡張された非線形シュレーディンガー方程式に基づいてシミュレーションした結果⁸⁾を議論する。第 1 章で述べたように代表的な非線形光学効果は光カー効果による自己収束であるが、自己収束の起こるレーザーパワーの閾値 P_{cr} は、波長 800 nm の場合、空気では 3 GW、石英では 2.2 MW である。既存の研究は、気体中でその数十倍まで、固体中では数倍までのパワーを対象とするものがほとんどである。これに対してここでは、 P_{cr} の数百倍の高強度のレーザーパルスの伝播をシミュレーションする⁸⁾。複雑な線形および非線形効果のために、パルス形状は石英中を伝播するに従って劇的に変化し、多重円錐状の強度分布を持つようになることが示される。

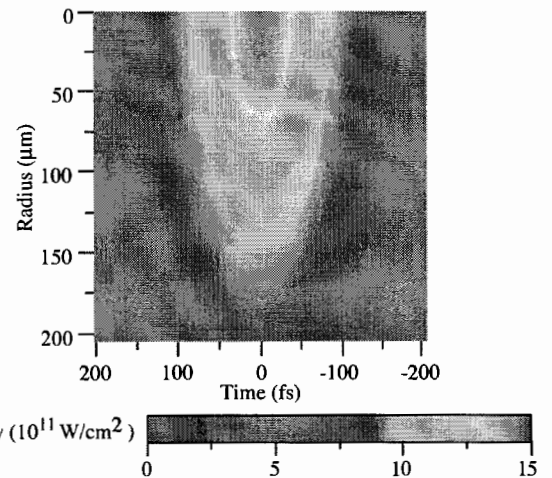


図2 入射面 ($z=0$) におけるレーザーパルスの時空間強度分布

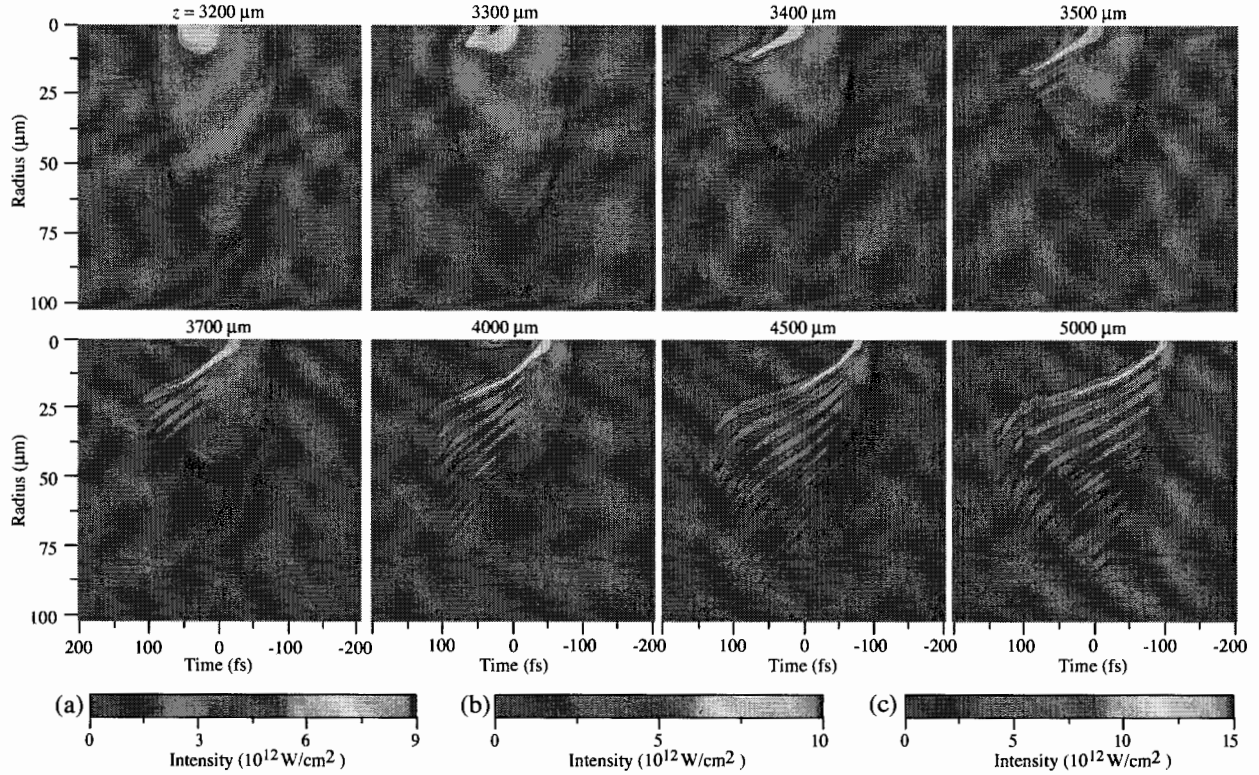


図3 入射エネルギー135 μJ のフェムト秒レーザーパルスの伝播ともなう時空間強度分布の変化
色パレット(a)は伝播距離 3200 μm に, (b)は 3300 μm に, (c)はその他の伝播距離に対応する. 強度分布は各パネルの上辺のまわりに円筒対称である.

3.1 計算条件

$E(r, t)$ が z 軸に関して円筒対称なパルスを仮定し, また, 式(17)を 3 次までの分散と緩包絡線近似に対する補正を含むようにさらに拡張し, 次に示すような非線形シュレーディンガー方程式を用いる.

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial z} = & -\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} \\ & + \frac{i}{2n_0 k_0} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \left(1 - \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) E \\ & + in_2 k_0 \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) |E|^2 E \\ & - \frac{ik_0}{2} \left(1 - \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\rho}{\rho_{cr}} E - 3\sigma_6 \left(\frac{|E|^2}{\hbar\omega_0} \right)^5 (\rho_0 - \rho) E \end{aligned} \quad (21)$$

ここで, $(i/\omega_0)\partial/\partial t$ を含む項が緩包絡線近似に対する補正であり, また, 最後の項には式(16)を代入してある. 同様の条件での実験⁹⁾でブレイクダウンは起こっていないことが確かめられているので, 右辺第5項でアバランシエ電離は無視しているが, それを考慮して計算しても類似の結果が得られることを確認している⁸⁾. ρ_{cr} はプラズマ臨界密度で, 伝導電子の実効質量 m^* と素電荷 e を用いて $\rho_{cr} = \epsilon_0 \omega_0^2 m^*/e^2$ と表され, 波長 800 nm に対しては $1.74 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ である. 他のパラメータの値としては, $\beta_2 = 0.034 \mu\text{m}^{-1}\text{fs}^2$, $\beta_3 = 0.03 \mu\text{m}^{-1}\text{fs}^3$, $n_0 = 1.4533$, $n_2 = 2.66 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$, $\rho_0 = 2.23 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, $\sigma_6 = 2.6$

$\times 10^{-180} \text{ s}^5 \text{ cm}^{12}$ を用いた.

入射パルス強度の時間プロファイルは sech^2 に比例するものを考え, パルス幅は半値全幅で 130 fs とする. z 軸に垂直な方向のプロファイルは, 半値全幅 235.5 μm のガウス型であるとする. 図1において, 幾何学的焦点 F は入射面から 10.9 mm の距離にあるとする. 入射面での時空間強度分布を, パルスエネルギーが 135 μJ の場合について図2に示す. このエネルギーは約 1 GW のパワー, P_{cr} の約 470 倍に相当する. 円筒対称なパルスを考えているので, 強度分布はパネルの上辺(z 軸)のまわりに対称である. 従って, 入射パルスはディスクのような形状をしている.

3.2 強度プロファイルの変化と多重円錐構造の形成

図2のようなレーザーパルスが入射した場合の様々な伝播距離 z における時空間強度分布を, 図3に示す. 各パネルはある時刻でのパルス形状ではなく, z 軸に垂直なある平面を通過するパルスの時空間プロファイルであることに注意が必要である. これは, 1.3 節で述べた数値解法から理解できる. 実際には, その伝播距離でのパルス形状もおおよそ同じであると考えられる.

図3に見られる強度プロファイルの発展は, 光カー効果とプラズマ生成による屈折率変化,

$$\Delta n = n_2 |E|^2 - \frac{1}{2} \frac{\rho}{\rho_{cr}} \quad (22)$$

をもとに理解することができる. 伝播距離 3200 μm と 3300 μm における自由電子密度および屈折率変化の分布を, 図4に

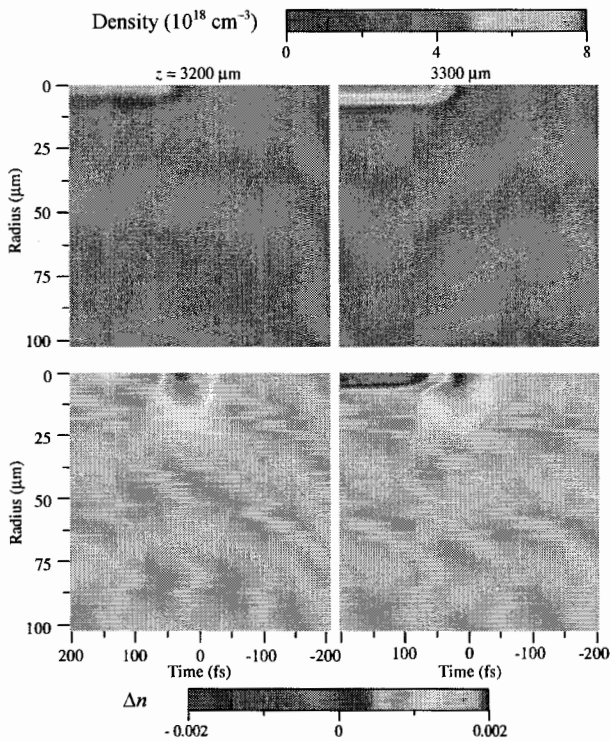


図4 伝播距離 3200 μm と 3300 μm における自由電子密度および屈折率変化 Δn の時空間分布

示す。図4の左側の2つのパネルから分かるように、自由電子の生成量が少ないうちは、強度の高い z 軸に近い部分ほど屈折率が高く、凸レンズと等価な効果によって収束が加速される。これを自己収束と呼ぶ。図3において伝播距離 3200 μm ですでにこの効果が見られ、入射プロファイル(図2)に比べて z 軸近傍が極端に高強度になっている。また、強度のピークが時間的に後ろに(図中では左に)かたよっているのが分かる。これは自己急峻化³⁾と呼ばれ、緩包絡線近似に対する補正項の効果である。自己収束がさらに進み局所的な強度が増加すると、プラズマ生成が始まる。図4の右上のパネルに伝播距離 3300 μm における伝導電子密度分布を示すが、パルスの後ろ側でプラズマが生成している様子が見られる。式(22)の右辺第2項からも分かるようにプラズマの屈折率への寄与は負であるために(図4の右下のパネル)、凹レンズと等価な作用によって図3の上段左から2番目のパネルに見られるように、パルスの後ろ側では非収束化が起こり強度が際限なく増加するのを防ぎ、さらに伝播距離 3400 μm では円錐状の強度分布となる。

ここまでのパルス伝播は、入力パワーが P_{cr} の数倍程度の場合と似ている。しかしながら、さらに伝播すると、入力パワーが P_{cr} の数百倍の場合に特有の劇的な変化が現れる。図3を見ると、伝播距離 3500 μm で最初の円錐の外側に第2の円錐が形成されている。伝播に従って次々に新しい円錐が生まれ、 $z = 4000 \mu\text{m}$ までに多重円錐状の構造が形成される。この構造は数百 μm の短い距離の間に急速に形成され、2 mm 以上の距離、すなわちレイリー長(360 μm)の5倍以上を安定して伝播する。各円錐の時間スケールは

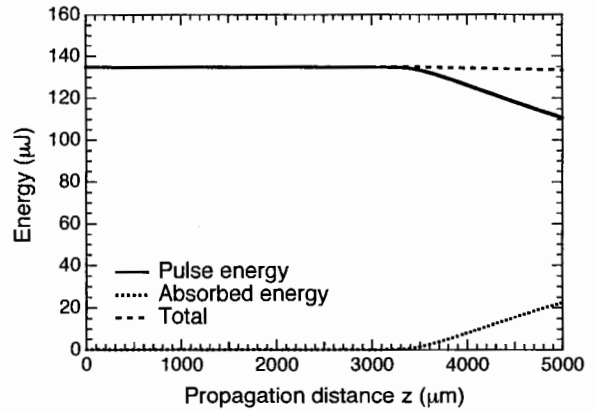


図5 パルスエネルギー、吸収されたエネルギー、両者の和の変化

15~25 fs である。強度の最大値は $1.5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 、フルエンスの最大値は 0.9 J/cm^2 であり、100 fs のパルスに関して実験的に得られているブレイクダウンのしきい値 ($3 \sim 4 \text{ J/cm}^2$) よりも低く、アバランシェ電離の無視が妥当なものであることが分かる。

z 軸に垂直な方向の強度分布と屈折率変化分布を調べることにより、多重円錐構造のできるメカニズムを議論することができる⁸⁾。伝播距離 3400 μm において形成された第1の円錐は、局所的な自己収束効果によって周囲からエネルギーを吸い上げる。このため、円錐のすぐ外側には強度の谷が、その外側には強度が極大の部分ができる。後者は局所的な自己収束によって第2の円錐を形成し、さらに周囲からエネルギーを吸い上げる。このような過程が連鎖的に起こることにより多重円錐構造が形成されるのである。

超短時間の光の振る舞いをイメージングする技術としてFTOP(フェムト秒時間分解偏光画像化計測法)⁹⁾があるが、この方法を用いて本シミュレーションと整合性のある測定結果が得られている⁹⁾。

3.3 エネルギー保存

強度分布を積分して得られるパルスエネルギー、自由電子の生成量から見積もられるエネルギー吸収、両者の和(全エネルギー)を、伝播距離の関数として図5に示す。全エネルギーが伝播距離に依存しないことから、このシミュレーションにおいてエネルギー保存がよく満たされていることが分かる。また、伝播距離 3300 μm 辺りから多光子電離によるエネルギー吸収が始まっていることが分かるが、これは図3、4とよく整合している。伝播距離 3800 μm 以上でほぼ一定の割合でエネルギー吸収が進行しているのは顕著な特徴である。これは図3に見られるような多重円錐構造の安定性を反映したものと見える。

3.4 入射パルスエネルギーに対する依存性

入射パルスエネルギーが 15 μJ および 45 μJ の場合の、多重円錐構造形成がほぼ終了した伝播距離での時空間強度分布を図6に示す。パルスエネルギーが大きいくほど、形成される円錐の数も多いことが分かる。これは、3.2節で述べた多重円錐構造形成のメカニズムから理解することができ、

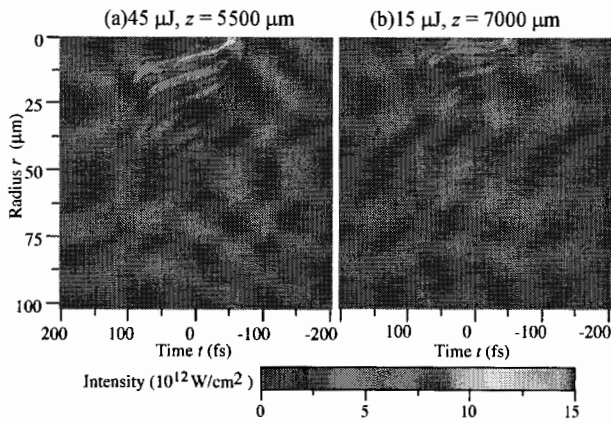


図6 入射パルスエネルギーが 15 μJ および 45 μJ の場合の時空間強度分布

各円錐に含まれるエネルギーがおおよそ一定であるためであると考えられる。また、パルスエネルギーが小さいほど、円錐が z 軸と平行になってくることが分かる。これは、プラズマの生成量が少なく、非収束化の作用が小さくなるからであると考えられる。

4. ま と め

媒質中を伝播するフェムト秒レーザーパルスの変化をシミュレーションする強力な手法である NLSE 法を、その数値解法や具体的なシミュレーション結果もまじえながら紹介した。NLSE 法は、高次の分散・光カー効果・多光子電離・トンネル電離・アバランシェ電離・プラズマ電子の応答など、レーザー加工において重要な様々な効果を取り扱うことができ、また、固体に限らず液体や気体にも適用することのできる、汎用性の高い手法である。

一方で、計算機の性能の飛躍的な進歩にともない、マクスウェル方程式を差分法で直接シミュレーションする試みも行われるようになってきている。界面での反射が無視できない場合やパルス幅が 10 fs を下回るような超短パルスの場合には、そのような方法に頼らざるを得ない。実際、非線形カーフィルム中での自己収束を FDTD 法によってシミュレーションした例¹⁰⁾が報告されている。

このような計算手法の発展によって、フェムト秒レーザーと物質の相互作用やフェムト秒レーザーパルスの媒質中の伝播のシミュレーションが、レーザー加工技術の進歩にとって

ますます重要な貢献をなしていくことが期待される。

参 考 文 献

- 1) 宇野 亨: FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析, コロナ社, (1998).
- 2) Silfvast W. T.: Laser Fundamentals, Cambridge University Press, Cambridge, (2004).
- 3) アグラワール G. P.: 非線形ファイバー光学, 吉岡書店, (2004).
- 4) Stuart B. C., Feit M. D., Herman S., Rubenchik A. M., Shore B. W. and Perry M. D.: Nanosecond-to-Femtosecond Laser-Induced Breakdown in Dielectrics, Phys. Rev. B, **53-4**, (1996), 1749.
- 5) Sudrie L., Couairon A., Franco M., Lamouroux B., Prade B., Tzortzakis S. and Mysyrowicz A.: Femtosecond Laser-Induced Damage and Filamentary Propagation in Fused Silica, Phys. Rev. Lett, **89-18**, (2002), 186601.
- 6) Keldysh L. V.: Ionization in the Field of a Strong Electromagnetic Wave, Sov. Phys. JETP, **20-5**, (1965), 1307.
- 7) Koonin S. E., Davies K. T. R., Maruhn-Rezwani V., Feldmeier H., Krieger S. J. and Negele J. W.: Time-Dependent Hartree-Fock Calculations for $16\text{O}+16\text{O}$ and $40\text{Ca}+40\text{Ca}$ Reactions, Phys. Rev. C, **15-4**, (1977), 1359.
- 8) Ishikawa K., Kumagai H. and Midorikawa K.: High-Power Regime of Femtosecond-Laser Pulse Propagation in Silica: Multi-ple-Cone Formation, Phys. Rev. E, **66-5**, (2002), 056608.
- 9) Kumagai H., Cho S. -H., Ishikawa K., Midorikawa K., Fujimoto M., Aoshima S. and Tsuchiya Y.: Visualizing Complex Propagation of a Femtosecond Laser Pulse in a Dispersive Transparent Bulk Material, J. Opt. Soc. Am. B, **20-3**, (2003), 597.
- 10) Lee H. -H., Chae K. -M., Yim S. -Y. and Park S. -H.: Finite-Difference Time-Domain Analysis of Self-Focusing in a Nonlinear Kerr Film, Opt. Express, **12-12**, (2004), 2603.

著 者 紹 介

石川 颯一

ISHIKAWA Kenichi L.



1969年8月5日生。1992年東京大学工学部原子力工学科卒、1995年同大学大学院工学系研究科修士課程修了、1998年アーヘン工科大学博士課程修了。フランス原子力庁サクレー研究所ポスドク、理化学研究所基礎科学特別研究員を経て、2002年より東京大学大学院工学系研究科助教授。レーザー物質相互作用・高強度場物理現象・アト秒科学に関する研究に従事。応用物理学会、日本物理学会、生物物理学会各会員。

E-mail: ishiken@q.t.u-tokyo.ac.jp