



講座 高密度相対論プラズマの粒子シミュレーション技法

2. 広密度領域プラズマへの粒子シミュレーションの適用

2. Particle-in-Cell Scheme for Large Density Scale Plasmas

千徳靖彦

SENTOKU Yasuhiko

ネバダ州立大学リノ校物理学科

(原稿受付：2014年1月29日)

粒子シミュレーションを低密度から広密度まで変化する広密度プラズマに適用する上で留意すべきことについて、筆者の経験を踏まえて論じたい。ここで議論する広密度とは基本的には無衝突プラズマで運動論的な低密度領域から、衝突散乱が支配的になる超高密度プラズマまでを一括で取り扱うという意味である。本章の次から広密度領域で重要な物理過程の具体的なモデルの紹介がなされるが、そこへ進む前にプラズマ粒子コードを高精度化し数値加熱を抑制することが必須である。そのあたりのことを筆者の経験したことを振り返りながら紹介させていただきたい。

Keywords:

particle-in-cell, kinetic plasma, collisional plasmas

2.1 はじめに

昨今の計算機の性能の向上により、プラズマ研究においても他分野においても、シミュレーションできるスケールが大きくなり、より実験に近いスケールでの計算や、複雑な物理モデルを組み込んだシミュレーションが可能になってきている。米国国立研究所の大型計算機では数十万の演算ユニットを並列に使った大規模シミュレーションが日常的に行われている。そういったパワーにモノをいわせて押し切るスタイルよりも、少ないリソースで同じようなことが、いやもっと面白いことができないかと、私はシミュレーションモデルを改善する研究に携わってきた。昨年、筆者の研究室で導入した800コア/1.6 TBのシステムは5万5千ドル、大型というわけではないけど、その程度の計算機で、レーザーと物質の相互作用において、衝突過程やイオン化過程等の原子物理、さらにX線輻射過程・輻射輸送まで含めた計算をすることが可能になっている。次章以降で個別の物理モデルの解説がなされるので、本章では基本となるプラズマ粒子コード (Particle-in-Cell, PIC) の高精度化のことに触れたい。特に、シミュレーション時間を短縮するために、デバイ長ではなく表皮長サイズのグリッドを使用する手法について述べたい。そのためには粒子ノイズに起因する数値加熱の制御が必要となる。

タイトルに含まれる耳慣れない“広密度領域”という言葉の意味は、粒子シミュレーションが得意とする無衝突プラズマの運動論的な取り扱いが可能な低密度領域から、衝突散乱が支配的になる高密度プラズマまで広い範囲の密度を含むプラズマという意味である。例えばレーザーと物質の相互作用では、レーザーが伝播し吸収される臨界密度近

傍の密度 ($1\ \mu\text{m}$ の波長に対し $\sim 10^{21}\ \text{cm}^{-3}$) 以下の低密度から、その100倍から1000倍の電子密度をもつ固体内部までとなる。高速点火レーザー核融合では低密度プラズマ領域から爆縮コア領域まで密度は5桁以上変化し、その広密度プラズマ内でレーザーの吸収過程とエネルギー輸送を自己無撞着に取り扱わなくてはならない。太陽や星の物理でも同じような広密度プラズマを扱うことと思う。これまでは低密度の運動論領域と高密度領域は別々のコードで取り扱ってきた。しかし連続的に領域が変わるような状況で、一つのコードで包括的にシミュレーションできれば楽しいと思うのは私だけであろうか。

次節ではまず広密度領域をシミュレーションする上で問題となる点を議論する。その上でその問題を解決するための方法を紹介したい。

2.2 広密度領域を計算する上での問題点

私の博士課程の研究の一つは、Takizuka-Abeの2体衝突モデル[1]を相対論的なエネルギー領域まで適用できるように拡張することであった。研究していたのは90年代の終わりだったが、当時は超高強度レーザーとプラズマの相互作用の研究では、レーザーの吸収過程や高速電子の生成機構の解明に重きが置かれていて、作った衝突モデルはしばらく日の目をみることはなかった。渡米して加わった研究グループのリーダーのTom Cowan (現ドレスデン大学教授) に、衝突モデルを使ってレーザーによる固体の加熱計算をやってくれと頼まれて、固体中のエネルギー輸送の計算を始めたが、エネルギー保存がおかしくて使い物にならなかった。また初期に低温の固体密度から計算するため

に、プラズマ電子のデバイ長で決まる小さなメッシュと、短い時間ステップでシミュレーションする必要があり計算量が膨大になった。二次元の計算を三週間走らせて、結果、固体温度10 keV達成！、しかしレーザーによる加熱ではなくて数値加熱によってという、とほほな結果になってしまった。

計算時間が異様に長くなったのは高密度を扱うためにメッシュや時間ステップを小さくすること以外に、低密度領域から高密度領域まで変わる広範囲なプラズマの密度プロファイルを、重みが同じ粒子を分布させて実現していたためだった。エネルギー吸収過程で重要な低密度プラズマを精度よく計算しようと、その低密度領域で1セルあたり数十個の電子を入れると、高密度領域では配置する粒子数が数千個以上となり、トータルで膨大な粒子数になってしまった。衝突計算がなければ粒子の重みを変えて密度プロファイルを形成できるので、全体の粒子数を抑えられるのであるが、当時私の2体衝突モデルでは異なる重みの粒子の衝突を取り扱えなかった。衝突モデルのベースとしたTakizuka-Abeモデルでは同じ重みの粒子間の衝突の前後で運動量とエネルギーの完璧な保存が保証されているが、異なる重みの粒子間の衝突計算に適用できない。後に異なる重みの粒子間の衝突において、運動量とエネルギーを統計的に保存するNambu-Yonemuraスキーム(リジェクション法)[2]を知り、取り入れたが、統計的にエネルギーの保存性をあげるためには、セル内に最低でも数百個以上の粒子が必要で、計算時間の改善にはなかなか結びつかなかった。

それとは別にエネルギーの保存が悪かった原因は、マクロ粒子の数の制限に起因するノイズだった。粒子シミュレーションはプラズマの電流や密度をセル内の粒子数で表現するため、粒子数を増やせばノイズは減り電流分布が滑らかになり、減らせばノイズが増える単純なスキームであるが、高密度領域はそもそも一つのマクロ粒子が表現する実際の電子やイオンの数が大きく、マクロ粒子一つあたりが運ぶ電荷量も大きくなる。その結果ノイズ電流が強い電磁波ノイズを誘起し、その影響で数値加熱が起こった。当時の私の研究課題は衝突モデルの改良とノイズの抑制、そして大きなスケールでシミュレーションをするために、グリッドサイズを大きくすることであった。

PICの教科書によるとグリッドサイズは、プラズマの電子の温度と密度で決まるデバイ長(v_{th}/ω_{pe})程度とするとある。ここで v_{th} は熱速度 ω_{pe} は電子プラズマ周波数。低温度のターゲットを加熱する場合、例えば初期温度50 eVで決まる固体密度のデバイ長はナノメートルとなり、100ミクロンスケールの計算をする場合に必要グリッド数は一次元で100,000個となってしまふ。レーザーの加熱実験でそのナノスケールの物理が重要かという、そうでもなく、不安定性などで励起されるプラズマ波、電磁波のスケールはデバイ長ではなく表皮長(c/ω_{pe})に依存する。ここで c は光速。

シミュレーションの計算量を大幅に減らすために、グリッドサイズをプラズマのデバイ長でなく表皮長程度に拡

大したかった。PICの教科書にはグリッドサイズは取り扱うプラズマ電子の最小デバイ長にすべしと書いてある。試しに大きなグリッドで始めると、数値加熱が発生し、外部からのエネルギー注入がなくてもプラズマの温度は上昇してしまつた。なるほどBirsall先生は正しい[3]。もちろん、メッシュを教科書どおりデバイ長以下にとり、配置するマクロ粒子を数百個/セルとすれば、固体中でも数値加熱は抑えられてエネルギー保存は満たされるのだが、多次元で実験と比較できるようなスケールで計算することは現実的には無理な話だった。

ちなみに粒子シミュレーションのセルあたりの粒子数を300個以上にすれば、ノイズが減ってプラソフ・シミュレーションとPICの計算結果が一致することは、私が阪大の博士課程の学生だった当時、ポスドクとしてレーザー研に滞在していたHartmut Ruhl(現ミュンヘン大学教授)と共に検証した。粒子ノイズは衝突過程でも発生し、そのノイズによってもシミュレーションのエネルギー保存が悪くなる。個々の2体衝突ではエネルギーも運動量も完全に保存しているのにも関わらずである。これが当時の私を最後まで悩ませる問題だったが、それはひょんなことから解決した。そのことについては次章の筆者が担当の衝突モデルのところで紹介する。ひとまず衝突計算のことは置いておいて、純粋なPICのパフォーマンスの改善について述べよう。閑話休題。

2.3 電流と電磁場の高次補間

グリッドを表皮長を基準に決めることができれば、計算量を大幅に削減できる。しかし数値加熱が起こり、デバイ長が設定したグリッドサイズになるくらいまで、非物理的に急速に加熱されてしまふ。数値加熱は粒子ノイズに起因するので、セル内の粒子数を増やせば加熱は少し遅くなるが、粒子数は増やしたくない。当時粒子コードで大規模計算で取り扱う密度は、せいぜい数十倍の臨界密度($\sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$)程度の低密度プラズマだったので粒子ノイズによる数値加熱はあまり問題にされてなかった。しかし自分のやりたい研究は固体密度以上のプラズマの加熱物理の解明だったので数値加熱は致命的だった。そこでHockneyの教科書[4]に戻って、補間を高次に拡張してみた。現在は、固体密度以上の計算をする時は4次の補間を基本的に使っている。

ここで高次(n 次)補間の方法について述べる。粒子の重み分配関数 S は次に述べるルールで決められる。詳細はHockney&Eastwood[4]の5.3.2節を参照されたいが、図1の2次の関数を例に簡単に説明すると1)粒子のサイズはグリッドの($n+1$)倍。つまり2次では3.2)分配関数は n 次関数をグリッド幅で配置する。2次の場合サイズが3なので3つのセクション($-3/2 \leq x \leq -1/2$, $-1/2 \leq x < 1/2$, $1/2 \leq x < 3/2$)になる。図(a)で黒丸が各関数領域の境界点を示す。3)境界点で関数を滑らかに接続する。関数値及びその微分値(1から $n-1$ 次の微分まで)を接続する。4)粒子内にあるグリッド上の関数の値を足し合わせると1となる。また粒子境界では値をゼロ、微分値もゼロとする。

以上の条件に従って、 n 次関数の係数を連立方程式を解いて決める。重み分配関数 S が決まったら、粒子のセル内の位置 (δx) によって各グリッドに配分される重みを計算する。図 1 では簡略化のためグリッドサイズを 1 とした。

求めた分配関数を記しておく。1 次の補間では粒子のサイズは 2、二つのグリッドが粒子内に含まれ、分配関数は線形関数の対称形で三角形となる。グリッド内の粒子位置 δx を使って二点に粒子は分配される。

$$S(i) = 1 - \delta x, \quad ; S(i+1) = \delta x. \tag{2-1}$$

2 次補間の場合、3 つのグリッドに分配されて、グリッド上での補間値はそれぞれ

$$\begin{aligned} S(i-1) &= (0.5 - \delta x)^2 / 2; S(i) = 0.75 - \delta x^2; \\ S(i+1) &= (0.5 + \delta x)^2 / 2. \end{aligned}$$

3 つの値を足すともちろん 1 になっている。4 次補間では 5 つのグリッドに分配される。

$$\begin{aligned} S(i-2) &= 0.375 + 0.0096 \cdot (\delta x + 2)^4 - 0.12 \cdot (\delta x + 2)^2, \\ S(i-1) &= 0.375 + 0.0096 \cdot (\delta x + 1)^4 - 0.12 \cdot (\delta x + 1)^2, \\ S(i) &= 0.375 + 0.0096 \cdot \delta x - 0.12 \cdot \delta x^2, \\ S(i+1) &= 0.375 + 0.0096 \cdot (\delta x - 1)^4 - 0.12 \cdot (\delta x - 1)^2, \\ S(i+2) &= 0.375 + 0.0096 \cdot (\delta x - 2)^4 - 0.12 \cdot (\delta x - 2)^2. \end{aligned} \tag{2-2}$$

ここで分配されるグリッド数は 1 次元の話なので 2 次元計算では 5^2 の 25 グリッド、3 次元では 125 個のグリッドとなる。

Esirkepov の電流計算スキーム [5] ではこの分配関数を用いて電荷保存を保証し高次の電流計算が容易にできる。参照されたし。また、電磁場の粒子位置での値も同じ次数の分配関数を利用し計算しなければならない。

1 次元のコードを使用し高次補間の効果を検証した。密度 40 倍の臨界密度 ($4 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$) の水素プラズマを初期温度 10 eV に設定して、プラズマエネルギーの時間発展を計算した。衝突計算は含まない。外部からのエネルギーの注入はないので、エネルギーは保存するはずである。図 2 を見ていただきたい。密度と温度から計算されるデバイ長は 1 nm 程度なので、400 グリッド/ μm でもデバイ長の分解能はない。400 粒子/セル、400 グリッド/ μm を使った 1 次補間の計算では数値加熱でプラズマのエネルギーが急激に増加している。一方で表皮長にグリッドを設定した 3 次補間の計算では、粒子数が 5 分の 1 にも関わらずよいエネルギー保存を達成している。

ちなみに陽解法を用いた場合、粒子コードの数値的安定性条件は

$$\omega_{pe} \cdot \Delta t < 2. \tag{2-3}$$

ここで ω_{pe} は電子プラズマ周波数で、計算領域の最も密度の高いところに対して $\omega_{pe} \cdot \Delta t < 2$ の条件を満たさなければならない。プラズマに一部でも高密度領域があれば、その密度で時間ステップが制限される。またプラズマ中の電磁的な不安定性を精度よく解くためにグリッドサイズは表

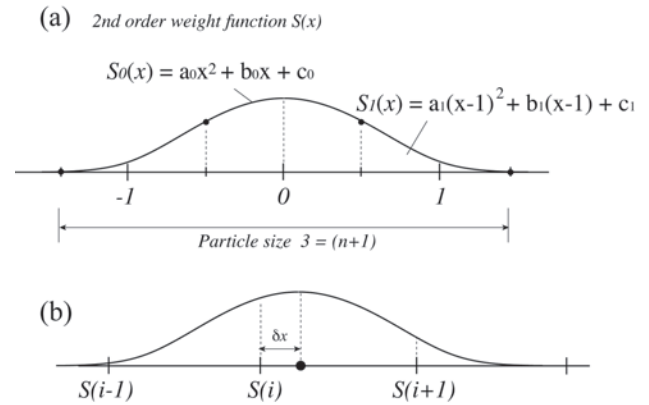


図 1 分配関数 S の例 ($n = 2$)。

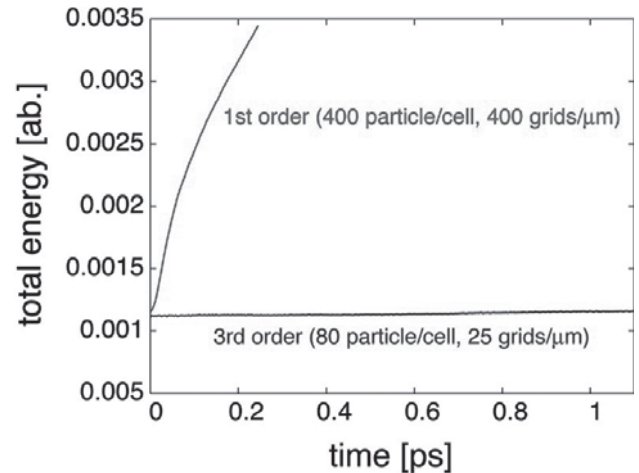


図 2 高次補間のエネルギー保存性の検証。

皮長 (λ_s) 程度としたい。グリッドサイズの安定条件は、Maxwell 方程式の解法に依存するが、私の使っている Directional Splitting 法では、光速 c を使って $c\Delta t = \Delta x$ となるので先の条件は $\Delta x / \lambda_s < 2$ となる。つまり表皮長の 2 倍以下なら安定となる。Finite Difference Time Domain (FDTD) 法ではクーラン条件 (2 次元の場合 $c\Delta t < \Delta x \Delta y / (\Delta x^2 + \Delta y^2)^{1/2} \sim \Delta x / 2^{1/2}$ 最後の近似は $\Delta x = \Delta y$) を満たす必要があり、グリッドの安定条件が変わることを留意されたい。

グリッドサイズをデバイ長から表皮長スケールに拡大できることのメリットは大きく、一次元で 100 倍、二次元では 4 桁ほど計算時間が短縮できる。これは高次補間の為に行なければならない追加計算の時間を補ってあまりある。もちろんグリッドを表皮長に拡大したので、それより小さいスケールで起こる物理現象は見られなくなる。いつだったか Imperial College の M. Haines 教授が自分のプレゼンを見て、「それだと熱不安定性 [6] が見られないね」と指摘してくれたが、もしその物理が重要でそれを観察したい場合はグリッドサイズをデバイ長に戻せばいいだけの話である。世に完璧なモデルは存在しない (と思う)。

衝突モデルの改善が次なる課題であるが、それは次回に譲るとして、次節ではさらに高密度のプラズマを計算する上でのテクニックを紹介する。

2.4 広密度プラズマの計算手法 (reduced-PIC)

この節の話は次章で紹介する広密度プラズマを取り扱える衝突モデルが前提になる。順序が逆になってしまったが、衝突モデルの詳細は次章で述べる。

4 次の補間をして表皮長までグリッドサイズを拡張しても、固体密度以上でしかも多次元計算をする場合、計算量はまだまだ膨大であり、実験と比較できるような計算はなかなか難しい。

ここでは"reduced PIC"というアイデアを紹介したい[7]。このスキームは高密度プラズマ内では運動論的現象が衝突によって散逸されることを前提にしている[8]。図3で連続的に密度が変わる広密度プラズマを示した。高密度領域では衝突・散乱過程により不安定性が抑制されプラズマ波が励起されず、モンテカルロ的な衝突過程が支配的になる。つまりその領域では小さな表皮長のスケールでのシミュレーションは必要ない。もし n_{damp} なる閾密度が定義できるとし、それより低い密度では基本的に運動論的取り扱いが必要で、それ以上の密度ではその必要はないと仮定する。グリッドサイズの基準となる表皮長を解像度密度 n_{pic} で決定し、 $n_{pic} > n_{damp}$ とすれば、必要な運動論的な効果は全て正しく計算できる。それ以上の高密度プラズマのためにグリッドを小さくする必要はない。物理的には理にかなった解釈だと思いがいかであろうか。

ただし先にも述べたように陽解法の粒子コードの数値安定条件は $\omega_{pe}\Delta t < 2$ であり、高密度領域でこの条件が満たされなくなると、シミュレーションは破綻してしまうので手当が必要である。参考文献[7]では電流計算するときに n_{pic} 以上の密度を便宜的に n_{pic} として計算する方法を紹介したが、その方法では高密度領域内の電流の速度が速くなり、衝突・抵抗などの効果を若干低く見積もることになるので、ここでは電子の質量を変える方法を紹介する。プラズマ周波数は電子の密度と質量に対し $(n_e/m_e)^{0.5}$ に比例し増加するので n_{pic} 以上に密度が上がった領域(密度 n_e)では、 (n_e/n_{pic}) の分だけ電子の質量を重くして運動方程式を解く。イメージ的には、高周波なプラズマ波に対する電子の反応を便宜上遅くして安定条件を満たしたといえる。具体的に、シミュレーション内では、粒子の重み (w) を変えて密度プロファイルを作っているのだから、解像度密度 n_{pic} の粒子の重み w_0 を基準とし、それより重みの大きい高密度域の電子の質量を (w/w_0) だけ重くすればよい。ただし、衝突

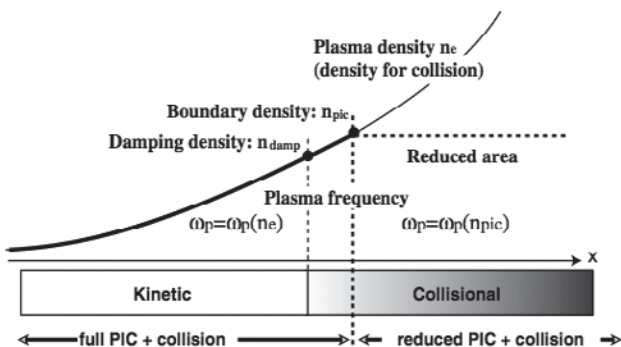


図3 広密度プラズマの取り扱い(reduced PIC)。

計算では通常の質量を使用する。注意点として閾密度 n_{damp} は加熱が進むと衝突周波数が減少し上昇する。そのためこのスキームを使う場合には閾密度がシミュレーションを通して n_{pic} より十分低くなるように設定しなければならない。

ここで reduced-PIC の計算結果を紹介する。パラメータは高速点火核融合の条件を参照し設定した。1次元の粒子コードを使って、密度が $100n_c$ から $4000n_c$ まで指数関数的に変化するプラズマとレーザーの相互作用のシミュレーションを行った。レーザー強度は $2.5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 、初期プラズマ温度は 150 eV である。レーザーは臨界密度以上の平板ターゲット ($x=13-18 \mu\text{m}$) の手前で吸収されて、高速電子が高密度プラズマ領域に流れ込む(図4参照)。同じパラメータで二つの計算を行った。一つは $4000n_c$ の表皮長程度 ($c/w_{pe} \sim 0.004 \mu\text{m}$, $\Delta x = 0.0025 \mu\text{m}$) でグリッド設定した full-PIC で、もう一つは $600n_c$ までしかフルに解かない reduced-PIC である。グリッドサイズおよびタイムステップは reduced-PIC では full-PIC に比べて 2.5 倍大きい。両計算とも 200 個/セルの粒子を使用。計算は 4 次の補間を使用し、1 ピコ秒までシミュレーションした。図4に 165 fs 時に観測された電子の位相図を示す。レーザーはスラブターゲット手前で止まり、吸収され高速電子を生成する。高速電子が高密度領域に流れ込む様子がみて取れる。図5では full-PIC と reduced-PIC の比較をしている。軸方向の電場(a, c)とエネルギー密度(b, d)および、1 ps 時の電子のスペクトルを示した。図(c, d)においてグレーの領域が reduced-PIC で計算された部分である。励起された電場の様子、エネルギー密度ともに full-PIC とよく一致している。電子のエネルギースペクトルも高エネルギー部、低エネルギー部ともに一致している。reduced-PIC の計算リソースは full-PIC の 6 分の 1 であるが、時間を消費する衝突計算の回数が大幅に減るので、実際の計算は 10 分の 1 以下に改善された。論文[4]では二次元の計算結果も比較検討しているので参照されたい。

これまで reduced-PIC は高速点火核融合の加熱シミュレーション[9]や、固体の中のエネルギー輸送の計算

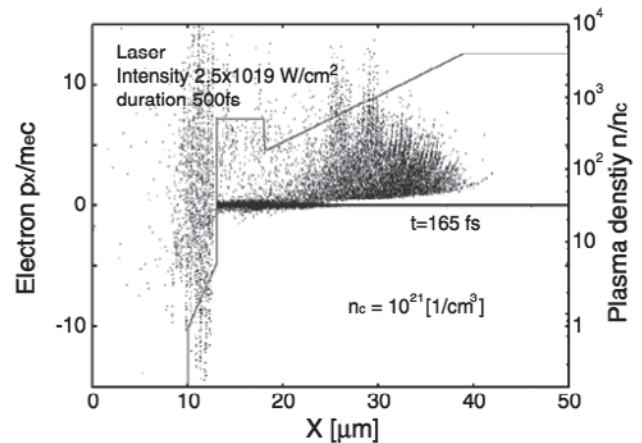


図4 レーザーの臨界密度で規格化された密度プロファイルと 165fs 時の電子の位相図 (X-px)。図は full-PIC 計算による。ただし reduced-PIC の計算結果も完全に一致している。

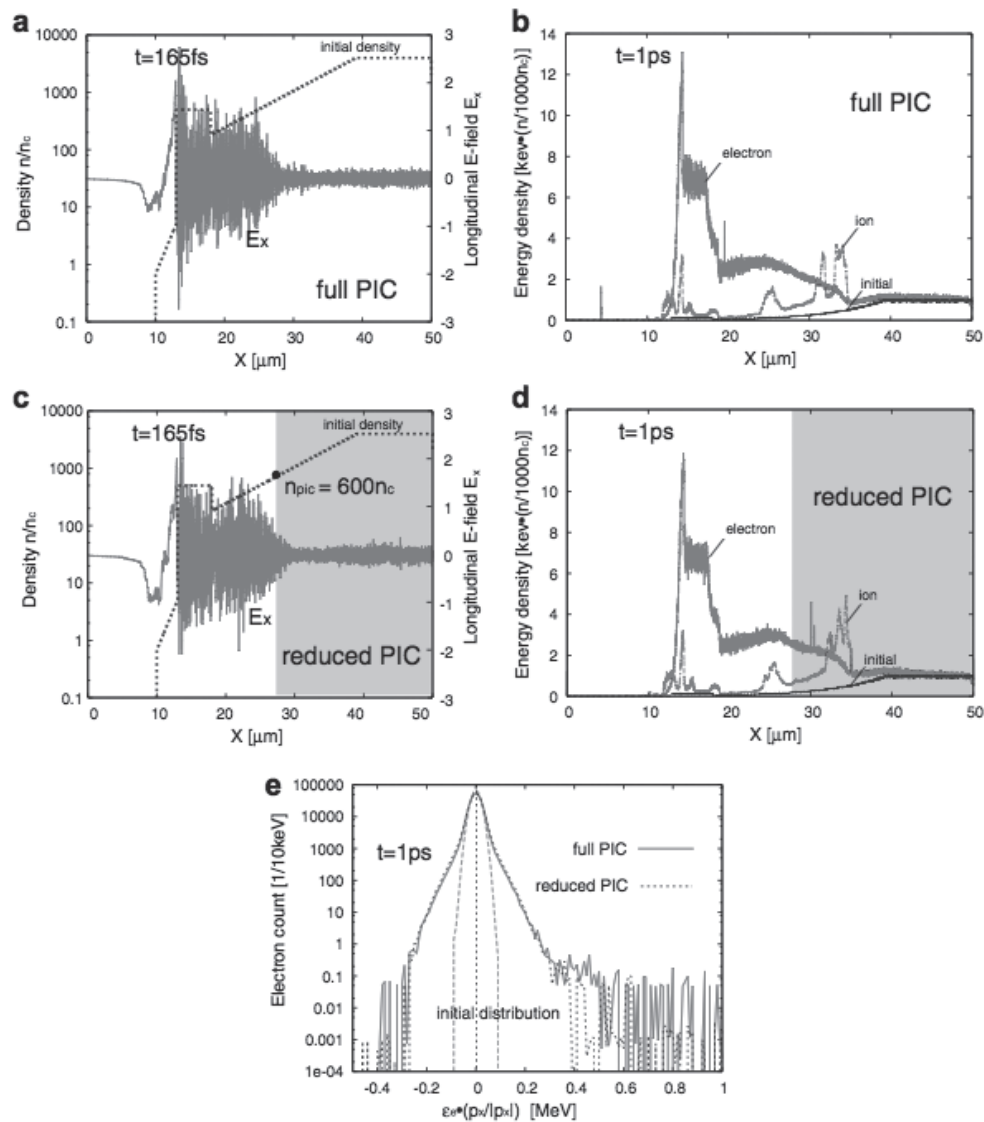


図5 (a) (full-PIC) 165fs 時に観測した軸方向電場 E_x , (b) (full-PIC) 1ps 時に観測した電子とイオンのエネルギー密度, (c) (reduced-PIC) (a) 図と同じ, (d) (reduced-PIC) (c) 図と同じ. (e) 1ps 時の電子のエネルギースペクトルの比較. 実線が full-PIC で破線は reduced-PIC の結果. 負のエネルギーは電子が X の負の方向に動いていることを示す.

[10, 11] に使われ成果をあげている. 固体内の高速電子輸送に関しては実験と比較されよい一致をみている.

最後にリバモア研究所の Cohen と Kemp より提案された広密度プラズマのシミュレーション手法 [12] について簡単に述べておく. この手法では reduced-PIC スキームと同様に高密度領域で高周波プラズマ波が衝突散乱により抑制されると仮定しマクスウェル方程式をフルに解かず, 簡略化された方程式により電場と磁場を決めている. ハイブリッド方式 (高密度プラズマを流体とし高速電子を粒子として取り扱う) との違いは, Cohen 等のスキームは高速電子も高密度背景プラズマも全てを粒子として取り扱う. つまりマクロ粒子とグリッド取り扱いに関しては PIC と全く同じである. そして低密度領域から高密度領域まで, 次章で説明する Sentoku-Kemp の 2 体衝突モデルを等しく適用する. 背景を流体として扱わないため, 背景電子が加熱され高速電子となる場合, あるいはその逆の取り扱いが容易である. 高速電子とする閾速度を決めておき, それ以上なら高速電子, 以下は背景電子と粒子を識別する. 高密度

領域でのシミュレーションは以下のステップで行われる.

- 1) 高密度領域では電子質量をゼロとし, 電荷中性を仮定する.
- 2) アンペールの法則で変位電流項を落とし, 背景プラズマ中の電流を磁場のローテーションと高速電子電流から計算する.
- 3) 求めた電流を使いオームの法則により電場を決める.
- 4) ファラデーの方程式より電場のローテーションから磁場を計算する.
- 5) 全ての粒子運動方程式を求めた電場磁場で解く.

安定に解くために電場と磁場の平均化を行っているが詳細は論文を参照されたし.

この Cohen-Kemp の手法は reduced-PIC に比べると, 高密度プラズマ中の電流の評価の精度がよいため, 抵抗加熱, 抵抗勾配による磁場の精度がいいといわれている. デメリットは, 一つのシミュレーションの中で別の方程式で電場と磁場を計算しているため, 境界の接続が簡単ではな

いことであろうか。密度の変化が緩やかで長いスケールで変わる場合、例えば高速点火核融合のような場合は、境界手前のバッファ領域でフルPIC側の電磁場を減衰することで高密度側にスムーズに移行することができる。抵抗磁場が生じる密度域が境界から離れていれば問題は生じない。

しかし密度の変化のスケール長が短い場合、例えば固体にレーザーが直接照射されるような場合、境界面で電磁場の接続が上手くいかず、安定に解くことが極めて難しくなる。世に完全なシミュレーションは存在しないのである。

2.5 まとめ

アメリカではこの十年で、OSRIS (W.Mori@UCLS), LSP (D. Welch@Voss-Scientific), PSC (A.Kemp@LLNL), そしてPICLS (筆者) の開発者が会議やワークショップを通して情報交換しながら激しく競争をしてきた。エネルギー省の高エネルギー高密度密度物理のプログラムも研究を予算面で支援してくれた。渡米したとき (2002年頃), 米国内で衝突モデルを組み込んでいたのは私のコードだけだったと記憶しているが、今では全てのコードが高次補間を導入して衝突過程やイオン化過程を組み込み、高密度高

エネルギープラズマの研究に応用されている。私が博士課程在学中の90年代中頃に、相対論的衝突モデルを研究テーマの一つに設定された三間啓興教授の先見の明に敬服するとともに感謝の気持ちをここに記したい。

参考文献

- [1] T. Takizuka and H. Abe, J. Comput. Phys. **25**, 205 (1977).
- [2] K. Nanbu and S. Yonemura, J. Comput. Phys. **145**, 639 (1998).
- [3] C.K. Birdsall and A.B. Langdon, *Plasma Physics via Computer Simulation* (Institute of Physics, London, 1995).
- [4] R.W. Hockney and J.W. Eastwood, *Computer Simulation Using Particles* (Institute of Physics London, 1988).
- [5] T.Zh. Esirkepov, Comp. Phys. Comm. **135**, 144 (2001).
- [6] M.G. Haines, Phys. Rev. Lett. **47**, 917 (1981).
- [7] Y. Sentoku and A.J. Kemp, J. Comput. Phys. **227**, 6846 (2008).
- [8] A.J. Kemp *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 235001 (2006)
- [9] Y. Kitagawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 155001 (2012).
- [10] Y. Sentoku *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 135005 (2011).
- [11] R. Mishra *et al.*, Phys. Plasmas **20**, 072704 (2013).
- [12] B.I. Cohen *et al.*, J. Comput. Phys. **229**, 4591 (2010).



せん とく やす ひこ
千 徳 靖 彦

現職University of Nevada, Reno, Physics, Tenured Full Professor. 授業と研究はほどほどにして、ビクトラウトを追い求めて近所の川や湖で釣りしています。好

きなアイテムはSAGEのフライロッドとリール。Mac歴25年以上。初代iPhoneからずーっとiPhone派だったが最近Androidに浮気中。一応、研究テーマはありましてレーザープラズマのシミュレーションなのですが、最近は粒子コードにX線輸送を組み込んでX線レーザーと物質の相互作用を密かに計算して楽しんでいます。