OUKA
The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	核融合研究とコンピューター・シミュレーション：テーターピンチ実験への適用
Author(s)	石村, 勉
Citation	大阪大学大型計算機センターニュース. 1977, 24, p. 65-71
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/65337
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

核融合研究とコンピューター・シミュレーション

テーターピンチ実験への適用

工学部　石　村　　勉

近年コンピューターの発達にともなって，科学における各分野でコンピューター・シミュレーションが行なわれるようになった。核融合の分野においても最近十年間にその普及は著しく，研究の発展に大きな寄与をなしている。それにともなって，ますます，コンピューター自身の性能の向上が要求されるとともに，この仕事を推進する人材の養成が必要となってきた。

核融合の研究，すなわち制御熱核融合反応の研究は数千万～数億度Kの重水素プラズマ，あるいは重水素・三重水素混合プラズマを生成保持し，プラズマ中でイオン同志の衝突によって起る熱核融合反応のエネルギーをとりだして発電を行なう核融合炉の開発を目標とした研究である。この研究が広く世界的に行なわれるようになったのは昭和３０年頃からで，当時は楽観的な見通しをのべる人が多く，その期待に応えるため巨大な核融合実験装置が多数製作された。しかし，その実験結果は予想に反してはかばかしくなかった。通常プラズマは放電管中に発生させるが，それが放電管壁に接触すると直ちに冷却するので，数万エルステッドの磁界を印加して放電管壁とプラズマを磁界によって分離してプラズマの保持を計る。そこで，プラズマ圧力の磁界のマクスウェル応力とのつり合いが必要であるが，予想されなかった不安定性のためそのつり合いが破れ，プラズマが急速に消失すると云う結果に終った例が多い。

このような困難に満ちたスタートをきった核融合の研究は，その後地道に各実験装置において起っている現象を解明し，不安定性に対する対策を見出すという方向に向った。その努力のかいがあって多くの実りある結果がもたらされ，その成果をもとにしてトカマク型装置を始めとして各種の装置の大型化が計画されつつある。

以上の研究の過程においてコンピューター・シミュレーションのはたす役割の重要性が認識され，現在ではほとんどすべての核融合の分野においてコンピューター・シミュレーションが行なわれるようになった。その主なものは基礎理論分野における非線型波動現象の解析，トカマク，テーターピンチ等の核融合実験装置におけるプラズマと磁界との相互作用の解析，最近盛んになった大出力レーザー照射による核融合プラズマの発生と慣性閉じ込めの解析などである。

ここではその動作原理が理解しやすいテーターピンチ実験に例をとって核融合におけるコンピューター・シミュレーションの実状の一端をのべる。テーターピンチ実験装置の主要部は直径～１０cm，長さ～１mの円筒状放電管でこれに～10^{-3} torr（1 torr＝1 $mmHg$ ＝ 1／760気圧）の重水素ガスをつめてこれをあらかじめ電離してプラズマ状態にしておく。大ざっぱに云えば蛍光灯を大きくしたものを想像されゝばよい。この放電管をとりまく一巻きの磁界発生用コ

イルにコンデンサ放電によって発生する急速に増大する電流を流す。その電流はコンデンサ放電開始後～百万分の１秒で～１千万アンペアに達する。

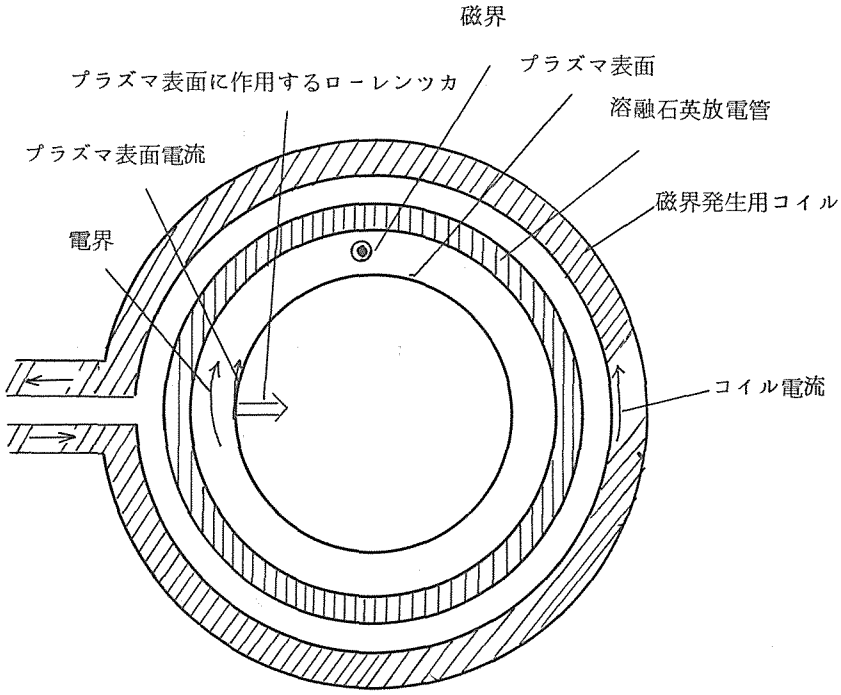

図1. テーターピンチ実験装置の模式図。

電流の増大と共に，図１の断面図に示したように，放電管の長さ方向の磁界が増大し，ファラデーの電磁誘導の法則に従ってテーター方向に外部コイルを流れる電流と逆向きに電界が発生する。電界の強さは放電管軸からの距離rに比例するので放電の初期には管壁付近のプラズマ中にこの電界による電流が流れる。このプラズマ電流によって電流層の内部に発生する磁界は外部コイルによる磁界と逆向きであるから，プラズマの電流層の内部では磁界は非常に小である。さてこの電流層には磁界によるローレンツの力が作用し，それは放電管軸に向って百万分の１秒当り～１０cmの速度で収縮する。その間に内部のプラズマは電流層に吸収される。最終的にはプラズマをふくむ電流層が中心軸に達し，その運動エネルギーが熱エネルギーに変り，温度～1千万度K，直径～1cmのプラズマ柱が中心軸上に形成され，熱核融合反応にともなって発生する中性子が観測される。このとき，

プラズマ柱の表面では半径方向内向きの磁界によるローレンツの力と，外向きのプラズマ圧力がつり合って，プラズマは放電管と接触することなく閉じ込めることができる。実際には放電管の両端からのプラズマの流出のため，プラズマは百万分の5秒程度で消滅する。現在はこの端部からのプラズマ損失を防止するため端部をもたないドーナツ状の放電管を使用するなどの方策が講じられつゝある。

以上テーターピンチ実験装置と実験結果のあらましをのべた。つぎにこの実験をシミュレートするためのモデルを考えよう。空気が窒素と酸素の混合気体であるように，プラズマは気体が電離して生じた自由電子と正イオンの混合気体である。そこでプラズマを圧縮性流体としてその運動が流体力学で知られている方程式系によって記述されるとするのはごく自然な仮定である。そうすると前記テーターピンチではつぎのような現象が起ることが期待される。電流をになうプラズマ表面層を現想化して放電管軸に向って動くピストンと考えると，その速度が大であれば内部のプラズマ中に通常の気体の場合と同様に衝撃波が発生するであろう。また，ピストン部が放電管軸に近づき静止したプラズマ柱が形式される直前になるとその速度が遅くなり，内部のプラズマは一様に静かに圧縮されるであろう。実際にはプラズマの表面を流れる電流層と云ってもその厚さも変化するし，その内部の電流分布も一様でない。その電流分布は電磁界に関するマクスウェルの方程式との関連して定まるもので，前以って規定できるものでもない。

結局，数学的には流体に関する方程式と電磁界に関する方程式を連立した偏微分方程式系の初期値問題となる。こゝで未知関数は流体力学的な量，すなわち，密度分布，圧力分布，温度分布，速度分布，電磁気学的な量，すなわち，電界，磁界，電荷分布，電流分布である。このように未知関数したがって方程式の数が多いので，差分近似によって数値解を求めるときに能率のよい陰伏法を用いることが困難となる。計算の際，次段の関数値を求める連立方程式を解く過程が複雑となるからである。たゞし，例にとっているテーターピンチ実験の場合にはその円筒対称性のため独立変数は時間 t と半径 r のみであるから，時間の刻みを小さくして陽的方法で差分近似式を解くことが可能で，その解を求めるに大型計算機で数分程度の所要時間ですむ。他の核融合の実験ではそのような対称性を持たないので，空間座標に関して2次元または3次元の問題となる。この種の問題も取扱われているが一つの計算に数時間を要するのが現状であり，コンピューターの計算速度の向上が望まれている。

さて，テーターピンチ実験のコンピューター・シミュレーションでは実際に前述の衝撃波の発生が確認され，また初期条件の選び方によってはプラズマ中の電流分布が広がって衝撃波も不鮮明になるなどの実験と一致する結果が得られた。しかし，このモデルではプラズマを一つの流体とみなしているので当然電子とイオンの温度は等しいとしているが，実験で測定された電子温度とイオン温度は異なっている。これは微視的にみると，電子とイオンはその質量の相違が大であるため互に衝突してもエネルギーの受授が少なく，両者がそれぞれ独立の熱力学的状態にあり得ると解釈された。

この実験事実をシミュレーションに反映するため考案されたモデルが二流体モデルである。す

なわち，プラズマを電子流体とイオン流体の混合したものとして各流体に流体の方程式を立て，これと電磁界の方程式を連立して解くのである。このモデルでは両流体の温度は異なるが，各時刻における各空間点でのそれぞれの温度は定義できるとしている。つまり，各空間点付近の微小体積にふくまれるそれぞれの流体の微視的運動の速度分布はマクスウェル分布をしていて，その分布のパラメーターとして温度が定まると仮定している。

しかし，この仮定は必ずしも自明のことではなく，プラズマの密度が低い条件の場合には上の仮定が疑わしいと推察される実験事実も現われた。このような困難から逃れるには，理想的にはプラズマを流体と考えるモデルを捨てゝすべての電子とイオンの軌道を追跡すればよい。現実には電子は軽くその運動速度が大であるため，その軌道追跡にたとえばルンゲークッタ法を用いるにしても時間刻みを非常に小さくとらねばならない。そこで計算時間が長くなり多数個の電子にこの方法を適用するのは困難となる。この理由によりテーターピンチ実験の解析には電子を流体とみなし，イオンは粒子とみなして軌道を追跡するハイブリッド・モデルによるコンピューター・シミュレーションが開発されつゝある。たゞし，粒子数を実際にプラズマにふくまれているイオン数と同数だけとることは不可能で，粒子数は数千～数万個とし，各粒子は質量，電荷ともに実在のイオンのそれの〔（実際のイオン数）／（採用した粒子数）〕倍であるとして計算する。われわれの経験では粒子数2千個の場合一つの条件での計算に約1時間を要する。そして，この程度の粒子数では少なすぎて，得られた結果から粒子密度分布などを求めると統計的なゆらぎに起因すると思われる無秩序なおうとつをふくむ分布となる。現在われわれは粒子数を1万個として計算を行ないつゝある。

この計算結果の一例を図2に示す。この図はテーターピンチの放電開始後 6.4×10^{-8}秒の時刻における放電の状況を示したものである。放電管軸方向の磁界の大きさは右上りの曲線で示されている。横軸は半径方向の位置 r を示し，左端が放電管軸で右端が放電管壁（$r=4.2$ cm）に相当する。縦軸は磁界の大きさを磁束密度で示していて，左端すなわち放電管軸上で5000ガウス，右端すなわち放電管壁上で2,500ガウスである。この例は比較的密度の低いプラズマ（10^{15} イオン／cm^3）を発生させた例である。密度の高いプラズマを発生させたときはこの曲線はある半径 r の値で不連続的に増大する階段状の曲線となり，その位置に電流が集中してプラズマを圧縮するピストン部となるのであるが，この計算例ではそのピストン部が広がって1 cmの巾をもつことを示している。

つぎに図中の星印は重水素イオンの半径方向の位置と速度を示したもので，横軸は前と同様に半径方向の位置，縦軸は半径方向の速度を示したものである。まず半径方向の分布に注目すると，右端の放電管壁から0.7 cmまでの間には星印がないが，これはその領域に存在したプラズマが電流層を形成するピストン部に吸収されその領域にはプラズマがなくなったことに対応している。

さらに半径方向のイオンの速度分布に着目しよう。図の左側の放電管軸から～1 cmの領域の星印の分布をみると，半径方向の速度分布は縦軸の速度0の点を通る水平な直線の上下にほゞ対称に分布している。この事実はつぎのように解釈される。この例に示した放電開始後 6.4×10^{-8}

秒の時刻では磁界による衝撃圧縮の影響はまだこの領域には及んでいないので，この領域におけるプラズマの状態は放電開始時における状態と同じ状態でイオンはその状態に対応する無秩序な熱運動を行なっている。そこであるイオンは半径方向外向きの速度をもち，別のあるイオンは内向きの速度をもち，詳しく云えばイオンの速度分布は放電開始時のプラズマのイオンの温度に対応するマクスウェル分布となっている。これに反して，半径 2 cm～3 cmの領域の星印の分布をみるとほとんどの星印は縦軸の速度 0 の点を通る水平線の下側にあることがわかる。つまり大部分のイオンは半径方向内向きの速度を持っているわけで，これは電流層を形成するピストン部の放電管軸方向への移動と共にプラズマも内側へ移動しているものと解釈される。

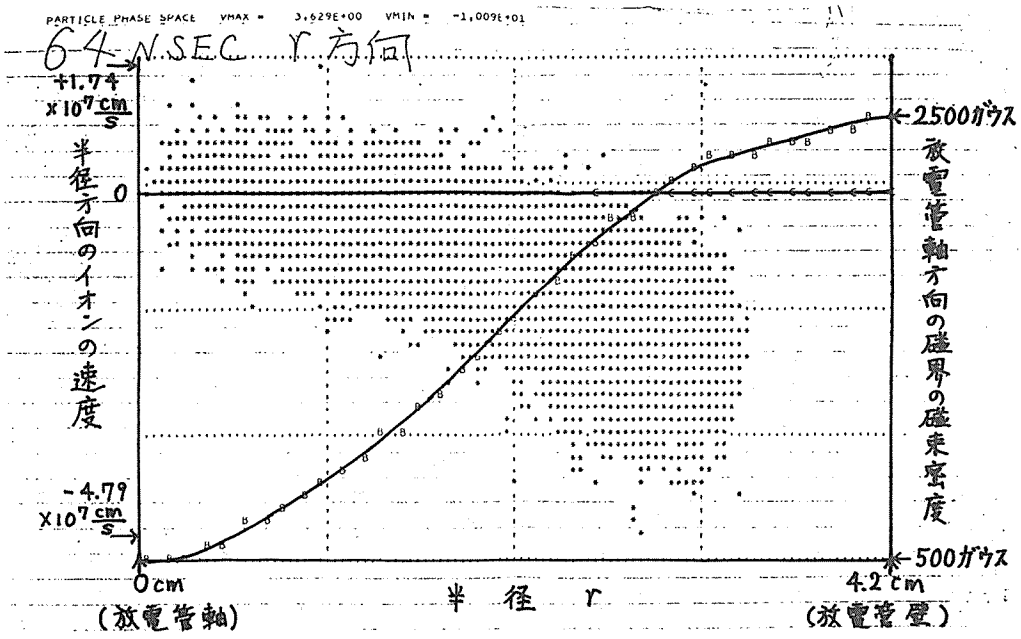

図 2. 放電開始後 6.4×10^{-8} 秒における磁界とイオンの半径方向の位置と速度の分布。

たゞし，その移動速度はそれぞれのイオンで大小まちまちの値をとるが，これは平均のイオンの移動速度に無秩序な熱運動の速度が加わったものが各イオンの運動速度となるからである。半径 1 cm～2 cmの領域での星印の分布は前述の 2 種類の分布の中間の性格をもった分布となっている。密度の大きいプラズマの場合にはある半径の位置を境にして（この境界は衝撃波面と呼ばれる）前述の 2 種類の分布を示す 2 つの領域に分れる。この計算例からは密度の低いプラズマの場合には衝撃波面がぼやけて中間の領域が生ずることがわかる。

こゝでは掲載を省略したが，このような図を放電開始の時刻からプラズマが放電管軸付近の領域に圧縮されるまでの間の各時刻について描いてゆくと，磁界の変動とプラズマのイオンの分布状況が手にとるようにわかる。

しかしながらそれぞれのイオンは決して半径方向にのみ移動しているわけではない。イオンの放電管軸方向の速度はその方向にはイオンは力を受けないので初速度に等しい一定の速度で運動しているだけであるが，放電管軸をとりまくテーター方向には力を受けて速度が変化する。すなわち，放電管軸方向の磁界による力によって磁力線のまわりにイオンが回転しようとし，また磁界の変動にともなう誘導電界によってテーター方向に加速されるためテーター方向の速度も刻々と変化する。そこで各イオンの軌道はその初期位置と初速度によってさまざまな軌道となることが想像される。

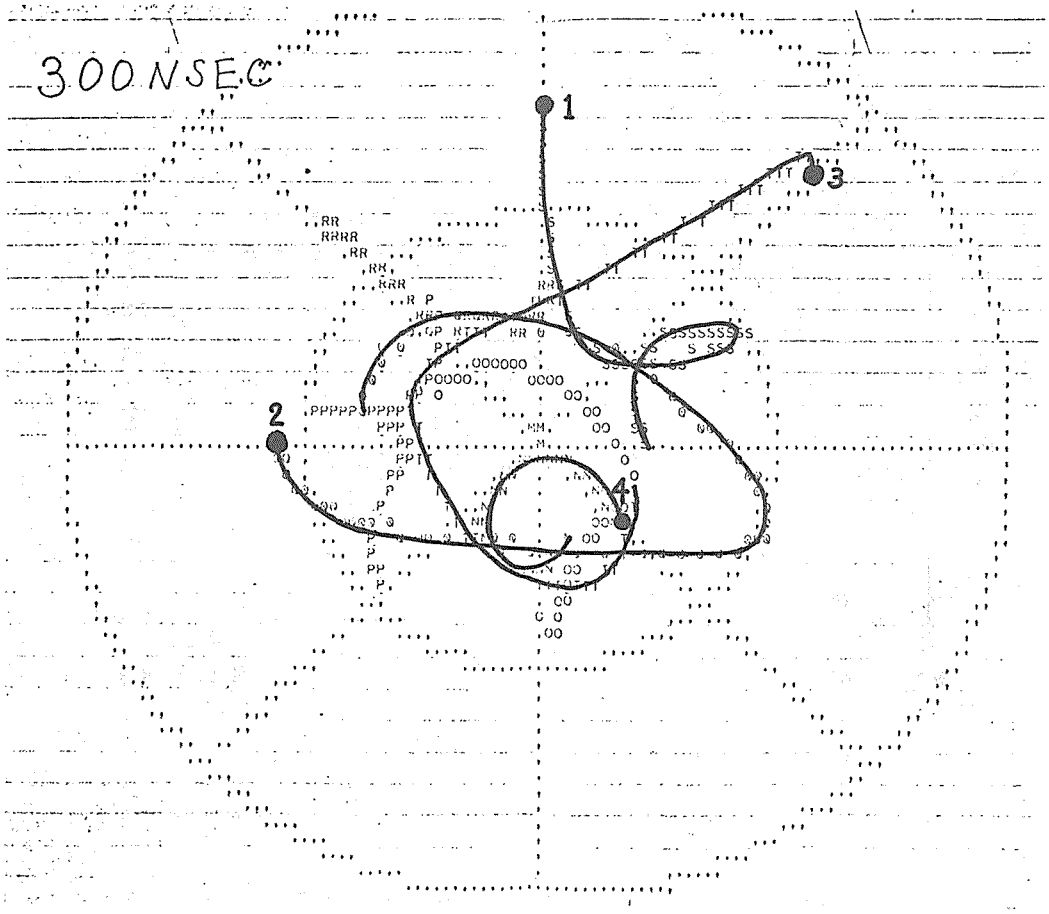

図3. 放電開始後 3×10^{-7} 秒までの代表的なイオンの軌道。

図3に初期位置と初速度を特定の値に選んだイオンが放電開始から3×10^{-7}秒までにどのような軌道を描くかを追跡した結果を示す。この図は放電管を輪切りにした断面図で外側の円が放電管壁に対応している。1～4の番号のついた黒丸は代表的なイオンの初期位置を示し，それに続く曲線は各イオンの軌道を示す。磁界の向きは紙面の表から裏に向う向きで，もし磁界が一様で他の効果がなければイオンは反時計方向に回る等速円運動を行なう。実際には磁界は空間的時間的に変化し他の効果も存在するのでイオンの軌道は図示するような複雑な形となる。たゞし定性的には各イオンは反時計方向に回転していることは図から明らかである。

もう少し詳しく各イオンの軌道を観察しよう。“1”のイオンは最初放電管軸に向っているが，磁界によって次第に右に曲げられ半径方向の速度はむしろ外向きに変化する。しかし電流層から成るピストン部に衝突して反射されふたゝび内向きの速度となり3×10^{-7}秒で半径～1 cmの位置に達する。ピストン部にイオンが達したとき，みかけ上ピストンを剛体とみなしてイオンが完全弾性反射するようにみえるが，その実際の反射の機構としてはピストン部では電子とイオンの荷電分離による半径方向の電界が生じ，その電界によってイオンは内向きに力を受け加速されるものと解釈される。“2”のイオンはゆるやかに回転しながら最初内側に向うがその後ふたゝび外側に向い，その軌道の右端の点でピストン部による反射を受けてふたゝび内側に向っている。“3”のイオンの挙動は比較的単調で回転運動を行ないながら徐々に放電管軸に向っている。“4”のイオンは初期位置が放電管軸に近いのでピストン部の影響は3×10^{-7}秒にはまだこの点付近には及んでいないのでイオンは一様磁界の場合の円軌道に近い軌道を描いている。以上により定性的には磁界による回転運動と電流層から成るピストン部におけるイオンの反射がイオンの運動を支配する要因であると考えられる。

これらの結果と実験結果の比較は省略するが，現在のところ定量的に完全に一致するには今一歩であるとの感がする。今後はシミュレーションの基礎式に用いる電気伝導度などのパラメーターの選択などについて詳しく検討して研究を進めればよいと考えている。

以上テーターピンチ実験のコンピューター・シミュレーションの実例についてのべたが，この例に示されるように現在では核融合の実験の結果は適切なモデルによるコンピューター・シミュレーションの結果と対比して議論されるのが通例となっている。これらの実績をもとにしてさらに一歩進んで核融合実験装置の設計製作に当ってあらかじめコンピューター・シミュレーションによって結果を予測する傾向も生じてきた。核融合実験装置の巨大化にともない，その建設に数年の年月と数百億円にのぼる費用が必要となってきた現在，大体この程度でよいであろうと云うような大まかな予測で設計製作を行なうことが許されなくなったからである。

しかし，核融合研究の分野においても他の研究分野と同様コンピューター・シミュレーションの歴史は浅く，研究を強力に推進するための人材の不足がその進歩を阻害している。この一文に刺激されて一人でもこの分野に進むことを希望される読者があれば筆者の幸これに過ぐものはない。