J. Plasma Fusion Res. Vol.82, No.10 (2006) 693-698

解説

微粒子プラズマにおける臨界現象

東 辻 浩 夫
岡山大学大学院自然科学研究科（工学系）

（原稿受付：2006年 8 月 9 日）

微粒子プラズマは様々な基礎的物理法則を構成粒子レベルで改めて実験的に検証することのできる場として役立っている．さらに，最近，統計物理学の重要な研究課題の一つである臨界現象についての実験対象として期待が高まっている．微粒子プラズマにおける臨界現象観測の可能性については，微粒子間の実効的引力相互作用の存在によるとするものと，クーロンおよびクーロン類似系に特有の熱力学的不安定性によるとする議論がある．後者を中心に紹介する．

Keywords:
fine particle (dusty) plasma, critical point, critical phenomena, thermodynamic instability, Yukawa one-component plasma, strongly coupled plasma

1．微粒子プラズマによる基礎物理学研究の新たな可能性

微粒子を含むプラズマ（微粒子プラズマ，ダストプラズマ）は，この10年余りの間，クーロン結晶の観測をはじめとするいくつかの基礎的な物理現象の実験的検証の舞台となってきた[1]．さらに，最近，統計物理学分野の重要な研究対象である臨界現象について，分子レベルでの観測が可能な系として改めて注目されている．

物質の性質が不連続に変化する相転移は系を構成する粒子が多数協力して引き起こす協力現象の典型として古くから研究されており，臨界点付近においては個々の系の詳細によらない共通の振る舞いをすることが近年明らかになった．臨界点付近の振る舞い，特に，大きな密度の揺らぎなどは現象として興味深いだけでなく，応用上も重要である．一方，例えば揺らぎが発達する過程を分子レベルで観測することは容易ではなく，計算機シミュレーションにも規模の限界がある．したがって，微粒子プラズマで臨界現象の観測ができれば大いに役立つ．臨界点付近の微粒子プラズマの応用の可能性は現時点では不明であり，研究の関心も現象の存否と観測の方法が中心となっているが，含まれる微粒子の自由度を活かした応用が必ず拓けると期待する．以下に概要を紹介する．

2．相転移と臨界現象

はじめに，関連する一般的事項を要約する[2]．熱平衡における物質は，温度，密度，圧力の状態変数によって決まる固体・液体・気体などの相をとる．状態変数のうち独立な変数は２つで，これらを縦軸・横軸として相図が描ける．２つの相の境界は相図の上の曲線で表され，この曲線の上では２つの相が共存し，状態変数がこの曲線を横切るとき相転移が起きる．温度・密度面および温度・圧力面の相図は図１(a), (b)のようなものである．

固体・液体，固体・気体の共存線には終端がない．固体には結晶の長距離秩序があるが，液体または気体には長距離秩序がなく，固体と液体または気体とはいつでも区別ができるからである．一方，気体・液体の共存線の両側の違いは密度だけであり，共存線上を密度の差が減少する方に移動すると，やがて両者の密度が同じ点に達する．ここで２つの相の違いはなくなり，共存線は終端となる．この点が臨界点である．共存線上での自由度１に密度が同じとい

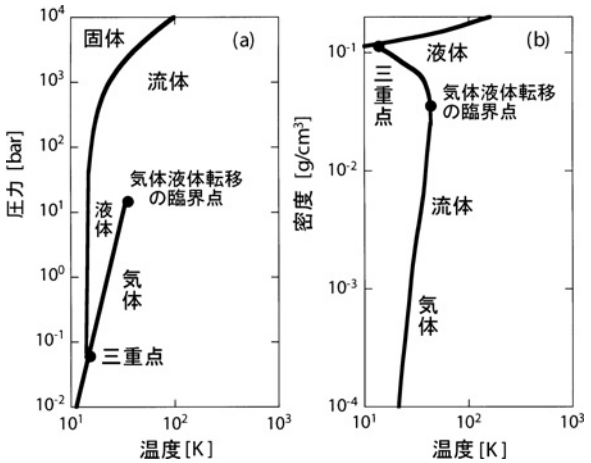

図１　温度・圧力面の相図(a)，および温度・密度面の相図(b)（水素の例）．

Critical Phenomena in Fine Particle Plasmas
TOTSUJI Hiroo
author's e-mail: totsuji@elec.okayama-u.ac.jp

©2006 The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

う条件が加わるから，自由度は0となり，臨界点の温度・密度・圧力は物質によって決まった値（臨界温度，臨界密度，臨界圧力）をとる．

気体・液体転移の臨界点付近の圧力・密度（体積）の等温線の振る舞いは**図2**のようなものである．温度が共存線のない側から臨界温度に近づくと，単調な等温線上に等温圧縮率の逆数 $-V(\partial p/\partial V)_T$ が0に近づく部分が現れ，温度が臨界温度のとき，ある点（臨界密度，臨界圧力）で等温圧縮率の逆数が0となる(等温圧縮率が発散する)．物質が均一な（一つの）相であると仮定して，さらに温度を変化させると，等温圧縮率が負の熱力学的に不安定な状態を含む等温線となる．しかし，臨界温度を越えると物質は均一ではなくなり，高密度相（液体）と低密度相（気体）が共存する．共存する相の間には等温線に沿って次のマクスウェルの規則が成り立つ：

$$\int_1^2 V\,\mathrm{d}p = 0. \qquad (1)$$

次のファンデルワールスの状態方程式は簡単でこれらの特徴を近似的に表すものとしてよく用いられる．

$$p = \frac{Nk_\mathrm{B}T}{V-Nb} - \frac{N^2 a}{V^2} \qquad (2)$$

臨界点付近では様々な物理量が特異な振る舞いを示す．臨界点の付近における規格化した温度 $t=(T-T_\mathrm{c})/T_\mathrm{c}$ に対するこれらの振る舞いは，次の臨界指数 α，β，…によって表される：比熱 $\propto t^{-\alpha}$，密度と臨界密度の差 $\propto(-t)^\beta$，等温圧縮率（一般には感受率）$\propto t^{-\gamma}$，相関長 $\propto t^{-\nu}$，相関関数の長波長空間フーリエ成分 $\propto q^{-2+\eta}$（q は波数）．また，臨界指数はすべてが独立でなく，3つの関係式が成り立つ(スケーリング則)：$\alpha+2\beta+\gamma=2$，$\gamma=(2-\eta)\nu$，$\alpha=2-d\nu$.

上のように，相関距離は臨界点に近づくと長くなり，臨界点では無限大となる．このため，臨界点付近の巨視的な静的および動的振る舞いは粒子間の微視的な相互作用の詳細（相互作用の特徴的距離，強さ）に依存せず，空間の次元数 d などだけによって決まる．これをユニバーサリティーがあるといい，ユニバーサリティーによる分類をユニバーサリティークラスという．気体・液体転移の臨界点は秩序変数がスカラー量（密度）であり，次元数が3であるので，3次元のイジングモデルと同じクラスである．ユニバーサリティーに基づけば，臨界点付近の性質を調べるには同じクラスの最も観測が容易な対象を選べばよいことになる．

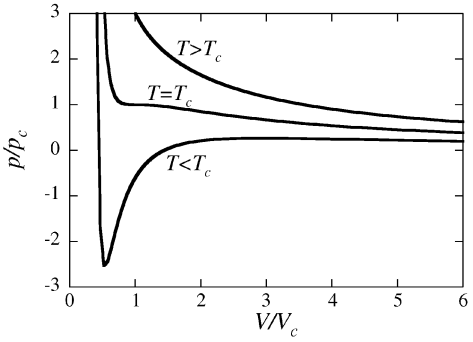

図2　圧力・体積（密度）の等温線．

3．臨界点の観測対象としての微粒子プラズマの利点

微粒子プラズマは，電子，イオン，中性原子（分子）からなるプラズマと，μm程度の巨視的な大きさの微粒子(ダスト)の混合物である[1]．通常の系では原子・分子間の平均距離は原子・分子の大きさ程度のミクロな長さであり，原子・分子一つ一つを観測して，原子・分子の配置の相関関数等を直接測ることは難しい．微粒子プラズマ中の微粒子は互いの平均距離が 10^2-10^3 μm で，かつ強く相互作用する状態が実現でき，しかも個々の振る舞いが例えばCCDカメラにより容易に観測・記録できる．したがって，粒子配置について調べ，データ処理することが容易で，微粒子プラズマは臨界現象の粒子レベルでの観測に非常に適した系といえる．注目されているのはこのためである．

それでは，そもそも，微粒子プラズマに臨界点はあるだろうか．微粒子の間のポテンシャルは，簡単に考えれば，微粒子のもつ負の電荷がプラズマにより遮蔽される結果として得られる斥力の湯川（線形デバイヒュッケル）相互作用である．しかし，粒子間の相互作用が斥力だけの場合には一般に臨界点は存在しないことが知られている．

これに対して，2つの異なる考え方により臨界点の存在が主張されている．一つは，微粒子間には，湯川斥力のほかに引力が働き得るから臨界点が存在する，というものである．もう一つは，微粒子間の相互作用には微粒子プラズマ全体の電気的中性に由来する項があることを考慮する必要があり，そうすると，微粒子プラズマでは，臨界点の存在に導くようなクーロン系一般に特有の性質を実験的に観測できる，というものである．以下では順に，**4**章で前者を，**5**章以下で後者を，特に後者に重点をおいて説明する．

4．微粒子間の引力による臨界現象の可能性

微粒子プラズマでは微粒子に電子およびイオンが常に降り注いでいる．また，地表では，微粒子は電荷が電界から受ける力と重力とがつりあう所に分布するが，プラズマ中に電界があるのはシース領域であり，そこではイオンの流れがある．電子とイオンのプラズマの働きはまずダスト粒子の電荷を遮蔽することであるが，さらにこれらのことを考慮すると，微粒子の間に引力が生じる可能性がある．

等方的環境における引力は微粒子に流れ込むイオンによるものである[3]．孤立した微粒子にはイオン（と電子）は等方的に流入するから流入する運動量のベクトル和は0である．ところが，2つの粒子が近づくと，互いに相手の粒子への流れに影をつくるので，各粒子の中心から見た流入は等方的でなくなる．その結果，各粒子は，影になった流れとバランスするはずの流れのもつ運動量を受け取ることになり，実効的に互いに引力が働くという機構であり，このためにはイオンの平均自由行程が十分長い必要がある．斥力だけでは臨界点は存在しないが，適当な条件を満たせ

ば，斥力とともにこの引力が働き，微粒子系の相図に臨界点が現れるというものである[4]．

5．強結合一成分プラズマの負の圧力と等温圧縮率の発散

まず，一成分の荷電粒子と，電気的中性を保つ以外には不活性な背景電荷とから成る一成分プラズマについて考え，臨界点の存在とほとんど同じ意味をもつ等温圧縮率の発散が強結合クーロン系に内在する性質であることを示す．

一般に，粒子間に統計力学的相関が生じれば相関エネルギーは減少する．理想気体の相関エネルギーは0であるから，相関エネルギーは負で，絶対値は相関が強くなれば大きくなる．クーロン力で相互作用する一成分プラズマの圧力pと単位体積あたりの相関エネルギーe_cとの間には次のビリアルの関係式が成り立つ（体積をV，密度をn，温度をT，ボルツマン定数をk_Bとし，古典力学・古典統計に従うとする）[5]：

$$p = nk_BT + \frac{1}{3}e_c. \tag{3}$$

したがって，圧力に対する相関の寄与は負であり，プラズマの圧力は粒子間の相関が増大すると理想気体の値に比べて低下する．このため，相関の負の寄与が理想気体の値を打ち消すほど大きいような，相関の強い強結合一成分プラズマの圧力は負となる．しかし，圧力が負になるのは特に不思議なことではない．

着目するのは，圧力が低下すると同時に，等温圧縮率$-(nk_BT/V)(\partial V/\partial p)_T$が増大し，やがて，相関の強さが一定の値になると発散することである．具体的に古典一成分プラズマの場合には，圧力pは次の形に近似的に表される（$1<\Gamma<180$）[6]：

$$\frac{p}{nk_BT} = 1 + \frac{1}{3}(c_1\Gamma + c_2\Gamma^{1/4} + c_3\Gamma^{-1/4} + c_4), \tag{4}$$

（$c_1 = -0.898004$，　$c_2 = 0.96786$，　$c_3 = 0.220703$，　$c_4 = -0.86097$）．ここで，$\Gamma = Q^2(4\pi n/3)^{1/3}/k_BT$は相関の強さを表す結合度である（$Q$は粒子の電荷）．これによれば，圧力$p$と等温圧縮率の逆数$-(V/nk_BT)(\partial p/\partial V)_T$は$\Gamma\sim2.4$と$\Gamma\sim3.0$でそれぞれ0となる．したがって等温圧縮率は$\Gamma$が3に近づくと発散する．一般に，等温圧縮率の発散は均一な相が熱力学的に不安定となり，相分離が起きることを意味する．これが起きるΓの値3は強結合の領域ではあるがそれほど大きくない．

しかし，一成分プラズマの数値実験において，この値に対応する結合定数Γの状態では何事も起こらない．その理由は以下のとおりである．一般に，圧力pには，(a)系の体積が$\mathrm{d}V$だけ等温変化したとき外力のなす仕事が$-p\,\mathrm{d}V$，(b)任意の面要素$\mathrm{d}\mathbf{S}$の単位断面積あたりに授受される運動量束$\Pi\cdot\mathrm{d}\mathbf{S}/\mathrm{d}S$の法線成分，の少なくとも2とおりの定義がある．通常の系ではこれらの定義は等価である．一成分プラズマの場合には，上の表式（4）は(b)の定義にあてはまるが，電気的中性を保つ背景電荷が存在するために，そのまま(a)の定義には対応しない．(a)の定義にもあてはまり，通常の系のように(a)(b)が等価であるためには，背景電荷が外力の仕事なしに自由に変形できること，いいかえれば，背景電荷は圧力をもたないことが必要である．実際，背景電荷の変形が自由に起こり得るとして背景電荷の空間的揺動スペクトルを求めると，等温圧縮率の増加とともに振幅が増大し，等温圧縮率の発散に対応して発散する[7]．周期境界条件を用いる通常の数値実験では，背景電荷が一様な密度に固定されているのと同じであり，等温圧縮率の発散に対応する現象は起こらない．それでは，一成分プラズマをモデルとできるような実在の系でそのような変形が起こり得るであろうか．

実在の系では，背景電荷は物理的実体をもつ．例えば，縮退した電子系を負の背景電荷とする古典イオン系は古典一成分プラズマの一つの典型であるが，縮退電子系はフェルミ統計に起因する大きな圧力をもち圧縮することは困難である．イオントラップ中のイオン系も同じく一つの典型であるが，背景電荷の役割はトラップ電極（と磁場）がつくる閉じ込めポテンシャルが果たしており，これは変形しない（ポテンシャルは外から制御できるが，イオン系の分布に対応して自動的には変化しない）．このように，一成分プラズマによりモデル化される実在の系では，背景電荷の変形は一般に困難であり，強結合一成分プラズマに特有の等温圧縮率の発散を実際の現象として観測することはできない．次の章で示すように微粒子プラズマが恐らく唯一の例外であると思われる．

上記では，古典力学・古典統計力学に従う一成分プラズマの例をあげたが，量子力学・量子統計力学に従う場合においても事情は同じである[8]．実在の系としては金属中の電子系が典型であるが，電子を供給した後のイオン化した原子が格子をつくり，背景電荷となる．イオンは自由電子となる電子以外のコア電子をもち，イオン同士は近距離で強く反発する．したがって，背景電荷の変形は容易には起きない．

6．強結合一成分プラズマにおける等温圧縮率の発散を微粒子プラズマで観測できる

微粒子プラズマは微粒子（ダスト），電子，イオン，および中性原子の混合物である．また，各成分の温度は異なる．電子およびイオンは常に生成され，微粒子に流入している．電子の熱速度はイオンに比べて大きいため，定常状態では粒子は絶対値が大きな負の電荷をもつ．典型的には電子の10^3倍程度である．微粒子の密度は電子・イオンに比べて低いが，この大きな電荷のために微粒子は強結合状態にあることが多い．

6.1　微粒子プラズマのモデル

微粒子プラズマのモデルを次のように構築することができる[9-12]．まず，(i)電子・電子間，電子・イオン間，およびイオン・イオン間の相関は無視できる，(ii)微粒子の電荷への電子およびイオンの応答は線形応答（線形デバイ遮蔽）で記述できる，(iii)微粒子の平均速度は電子およびイオンに比べて遅く，断熱近似が適用できる，と仮定する．そ

の上で，電子およびイオンの自由度について平均(積分)を行う．残る自由度は微粒子に関するものだけであり，ヘルムホルツの自由エネルギーは次のように表される（添字 e, i, n, d はそれぞれ電子，イオン，中性原子，微粒子に対応する）．

$$F = F_{\mathrm{id}}^{\mathrm{e}}(T_{\mathrm{e}}, V, N_{\mathrm{e}}) + F_{\mathrm{id}}^{\mathrm{i}}(T_{\mathrm{i}}, V, N_{\mathrm{i}}) + F_{\mathrm{id}}^{\mathrm{n}}(T_{\mathrm{n}}, V, N_{\mathrm{n}}) + F^{\mathrm{d}}(T_{\mathrm{d}}, V, N_{\mathrm{d}}), \tag{5}$$

$$F^{\mathrm{d}}(T_{\mathrm{d}}, V, N_{\mathrm{d}}) = -k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{d}} \ln\left[\frac{1}{(2\pi\hbar)^{3N_{\mathrm{d}}} N_{\mathrm{d}}!} \times \iint_V \prod_{\mathrm{i}}^{N_{\mathrm{d}}} \mathrm{d}\boldsymbol{r}_{\mathrm{i}} \mathrm{d}\boldsymbol{p}_{\mathrm{i}} \exp[-(K_{\mathrm{d}} + U_{\mathrm{d}})/k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{d}}]\right]. \tag{6}$$

ここで，K_{d} は微粒子の運動エネルギー，U_{d} は微粒子間の相互作用エネルギー（微粒子の配置を与えたときのヘルムホルツ自由エネルギー）である．U_{d} は微粒子の配置に依存する項 U_{coh} と依存しない項 U_{sheath} の和で与えられる：

$$U_{\mathrm{d}} = U_{\mathrm{coh}} + U_{\mathrm{sheath}}, \tag{7}$$

$$U_{\mathrm{coh}} = \frac{1}{2}\sum_{i \neq j}^{N_{\mathrm{d}}} \frac{(Qe)^2}{r_{\mathrm{ij}}} \exp(-r_{\mathrm{ij}}/\lambda) - N_{\mathrm{d}}\frac{n_{\mathrm{d}}}{2}\int \mathrm{d}\boldsymbol{r}\, \frac{(Qe)^2}{r} \exp(-r/\lambda), \tag{8}$$

$$U_{\mathrm{sheath}} = -\frac{N_{\mathrm{d}}}{2}\frac{(Qe)^2}{\lambda}. \tag{9}$$

U_{sheath} は微粒子の周りに形成されるシースのもつ自由エネルギーである．また，遮蔽長 λ は次式で与えられる：

$$\frac{1}{\lambda^2} = \frac{4\pi n_{\mathrm{e}} e^2}{k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{e}}} + \frac{4\pi n_{\mathrm{i}} e^2}{k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{i}}}. \tag{10}$$

式(8)で与えられる U_{coh} の第1項が湯川型になるのは仮定(ii)のためである．U_{sheath} は配置に依存しないから，(8)が第1項だけであれば，斥力で相互作用する湯川一成分プラズマとなる．一方，(8)の第2項は，微粒子が相関なく一様に分布するときの平均の相互作用エネルギーを打ち消している．したがって，微粒子間に相関がなければ $U_{\mathrm{coh}} = 0$ である．これが単なる湯川斥力で相互作用する粒子系と大きく異なる点である．U_{coh} の意味は次の形に表すとより明確になる[11]：

$$U_{\mathrm{coh}} = \frac{1}{2}\iint_{\mathrm{V}} \mathrm{d}\boldsymbol{r}\,\mathrm{d}\boldsymbol{r}' \frac{\exp(-|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|/\lambda)}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}\rho(\boldsymbol{r})\rho(\boldsymbol{r}') - (\text{self interactions}). \tag{11}$$

ここで，

$$\rho(\boldsymbol{r}) = \sum_{i=1}^{N_{\mathrm{d}}} (-Qe)\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_{\mathrm{i}}) + Qen_{\mathrm{d}} \tag{12}$$

は微粒子の電荷密度（第1項）と，平均としてそれを打ち消す電子およびイオンの電荷密度（第2項）の和である．

このように，「微粒子間の湯川相互作用は斥力だから何らかの閉じ込めポテンシャルを外部から及ぼす必要がある」ということにはならない．元々微粒子プラズマは全体として電気的に中性であり，その結果，(8)および(12)の右辺第2項が現れる．(12)の右辺第2項は第1項の微粒子の電荷を平均として打ち消し，電気的中性を保つ役割を果たしている．言い換えれば，電子およびイオンの平均電荷密度が微粒子を閉じ込めている．そもそも外部電極に電荷を与えて微粒子プラズマの内部にポテンシャルを及ぼそうとしても，表面からデバイ長程度までしか浸透しないはずである．

6.2　微粒子プラズマの等温圧縮率の発散

上のように微粒子プラズマをモデル化すると，微粒子に対して，湯川系に関して知られている結果を応用できる[13-15]．湯川系としての微粒子の特性を決める2つの無次元パラメータは平均粒子間距離 $a = (3/4\pi n_{\mathrm{d}})^{1/3}$ を用いて $\Gamma = (Q^2/a)/k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{d}}$ および $\xi = a/\lambda$ と表される．強結合状態の熱力学関数は例えば次の式により近似できる[16]：

$$\frac{U_{\mathrm{coh}}}{N_{\mathrm{d}}k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{d}}} \approx a_1\Gamma \exp(a_2\xi) + a_3\Gamma^{1/4}\exp(a_4\xi). \tag{13}$$

(例えば $a_1 = -0.896$，$a_2 = -0.588$，$a_3 = 0.72$，$a_4 = -0.22$ とすると，誤差は $20 \leq \Gamma$，$0 \leq \xi \leq 5$ の範囲で1％以下．)これから，等温圧縮率の逆数は**図3**のようになる．強結合の領域に入るとすぐに等温圧縮率が発散する．湯川系にはビリアルの定理は成り立たないが，このように湯川系もクーロン系の特徴を共有している（近似式は等温圧縮率が発散する点の付近では精度がよくないが，微粒子プラズマとしての熱力学不安定が起きる値の付近では十分な精度をもつ）．

微粒子を湯川一成分プラズマとみなし，電子・イオン・中性原子の寄与を理想気体とすると，微粒子プラズマの等温圧縮率の逆数は次のように表される．

$$-\frac{V}{n_{\mathrm{d}}k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{d}}}\left(\frac{\partial p_{\mathrm{tot}}}{\partial V}\right)_{T_{\mathrm{e}},T_{\mathrm{i}},T_{\mathrm{d}},T_{\mathrm{n}}} \approx A - \frac{V}{n_{\mathrm{d}}k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{d}}}\left(\frac{\partial p_{\mathrm{d}}}{\partial V}\right)_{T_{\mathrm{e}},T_{\mathrm{i}},T_{\mathrm{d}}}. \tag{14}$$

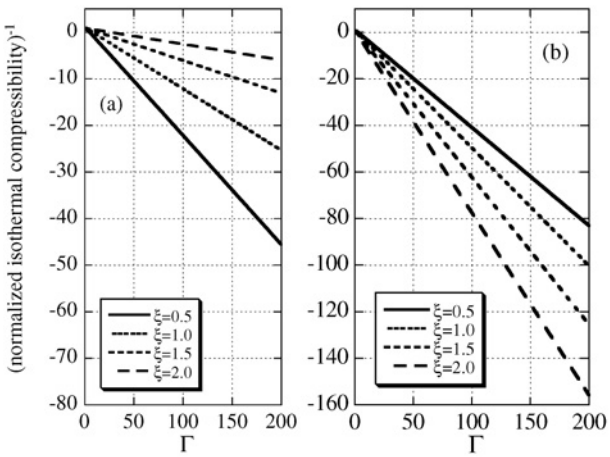

図3　湯川系の等温圧縮率の逆数．(a)は U_{coh} の寄与のみ，(b)は U_{sheath} の寄与を含む．

ここで，

$$A \equiv \frac{n_e k_B T_e + n_i k_B T_i + n_n k_B T_n}{n_d k_B T_d} \tag{15}$$

が電子・イオン・中性原子の寄与である．(14)の右辺第2項は，(13)から得られる微粒子系の等温圧縮率の逆数に，配置に依存しない項 U_{sheath} の寄与を加えたものであり，結合度が十分大きい場合には負の絶対値の大きな値をとる．これが，第1項の正の寄与を打ち消すだけの大きさになると，微粒子プラズマ全体の等温圧縮率が発散する．このための条件は**図4**に示すように A の値に依存する[16]．

一般に，電子・イオン・中性原子の密度は微粒子に比べて何桁も大きい．また，電子温度は微粒子より高い．しかし，微粒子の電荷は電子電荷の10^3〜10^4倍にもなり得るので，この条件を満たすことは容易ではないが可能であると考えられる．具体的には，例えば，次のようなものである：$T_e \sim 10$ eV，$T_i = (0.1-1)$ eV，$n_i \sim 10^{12}$ cm$^{-3} \geq n_e$，$n_d \sim 10^7$ cm^{-3}，$Q \sim 10^4$．

6.3 臨界点付近の振る舞い

上記では，微粒子の半径を無視しているが，等温圧縮率が発散した結果生じる相分離した状態のうち，高密度側を扱うには微粒子の半径を考慮する必要がある．微粒子を半径 r_d の球とし，微粒子間の相互作用が荷電コロイドと同じDLVO (Derjaguin-Landau-Verwey-Overbeek) ポテンシャル[13,10]になるとし，電子・イオン・中性原子の理想気体としての寄与に排除体積の効果があるとすると，例えば，**図1 (a), (b)**に対応して，**図5 (a), (b)**のような相図が得られる（$\Gamma_0 = (a/r_d)\Gamma$）．臨界点付近で等温変化をさせると，圧力は**図5 (c)**のように変化する．これは一般的な臨界点付近の等温線である**図2**に対応する．

相図と臨界点の位置は微粒子プラズマに含まれる多数のパラメータに依存する．ここに示した例は一つの可能性であり，すべての可能性についての網羅的な探索は未だ不十分である．また，微粒子の半径を考慮する方法もかなり粗い近似であり，得られた数値については精度が十分ではないかも知れない．この意味で半定量的ではあるが，クーロン系に特有の現象を観測できる可能性が示されている．

5章で述べたクーロン系に特有の現象の観測可能性の観点に戻れば，微粒子プラズマにおいては背景電荷となるのが電子・イオンの古典プラズマであることが幸いしている．プラズマを含むより複雑な系での新たな可能性を否定はできないが，現在考え得るものとしてほとんど唯一であるように筆者には思われる．しかも，個々に観測できる微粒子が気体の中を運動しており，粒子レベルの挙動が調べられる系として貴重なものといえる．

7．微小重力実験の必要性

臨界現象の精密な観測には一定体積の等方的な環境が必要である．特に，**5**章および**6**章で説明したクーロン系の一つの特性としての臨界現象を観測するには背景となる電子・イオンのプラズマが3次元的な広がりをもつ必要がある．微粒子の質量は巨視的であるから，地上の実験では等方的な環境を実現することは難しく，微小重力環境の実験が望まれる[17]．

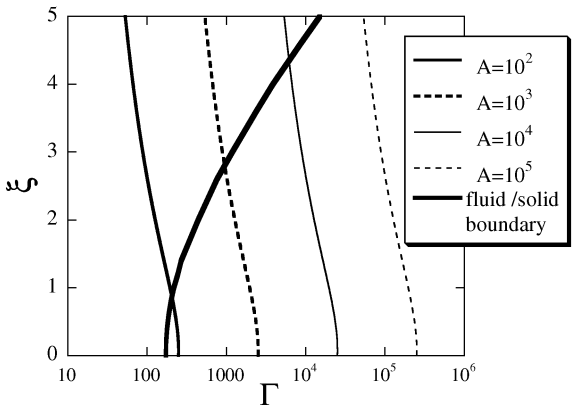

図4　微粒子プラズマにおける等温圧縮率発散の条件．A は理想気体としての電子・イオン・中性原子の圧力と微粒子の圧力の比(15)．太い実線は湯川系の固体・流体の境界．

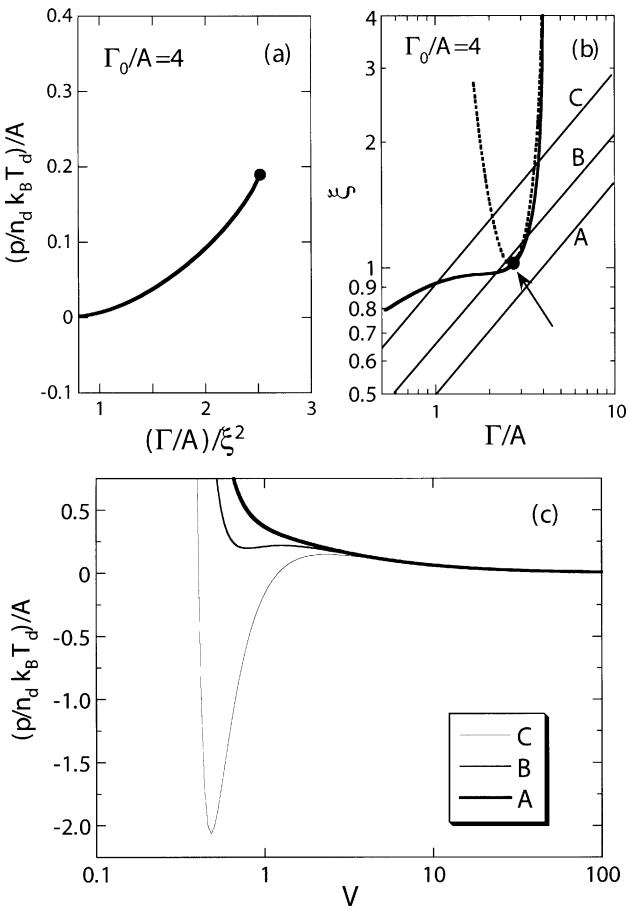

図5　p-Γ/ξ^2面上の相図 (a)，Γ-ξ 面上の相図 (b)，および，ABCに沿う等温線(c)．(b)の実線内は2相が共存，点線は過冷却・過熱状態の限界（V は規格化した値）．

微粒子プラズマについては，これまでにも微小重力下の実験が宇宙ステーションや弾道飛行を利用して行われ，興味ある結果が報告されている．現在，微小重力実験の新たな研究テーマとして，臨界現象の観測を共同で行う計画が，宇宙航空研究開発機構（JAXA）を窓口としてMax Plank Institute などとの間で協議されている．近い将来に

実現することが強く期待される．

ここで主に紹介したのは，宇宙環境利用科学委員会研究班ワーキンググループ「微小重力環境下微粒子プラズマ研究会」において，筆者が提案したものである．同委員会によるワーキンググループの支援と同研究会メンバーとの討論に感謝いたします．

参 考 文 献

［1］例えば，本誌小特集，プラズマ・核融合学会誌 **73**, 1220 (1997); *ibid* **78**, 293 (2002)：国際会議集録，R. Bharuthram *et al.* eds., *Dusty Plasmas in the New Millennium, Proceedings of the Third International Conference on Physics of Dusty Plasmas,* AIP Conference Proceedings **649**, AIP (2003)：最近のレビューとして，V.E. Fortov, A.V. Ivlev, S.A. Khrapak *et al.,* Physics Reports **421**, 1 (2005) など．

［2］例えば，L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Statistical Physics*, Part 1 (Pergamon Press, Oxford, 1980) Chapter VIII; P. M. Chaikin and T.C. Lubensky, *Principles of condensed matter physics* (Cambridge University Press, 1995) Chapter 5.

［3］A.M. Ignatov, Plasma Phys. Rep. **22**, 585 (1996); V.N. Tsytovich, Ya. K. Khodataev and R. Bingham, Comments Plasma Phys. Control. Fusion **17**, 249 (1996).

［4］S.A. Khrapak, G.E. Morfill, A.V. Ivlev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 015001 (2006).

［5］例えば，L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Statistical Physics*, Part 1 (Pergamon Press, Oxford, 1980) Section 31.

［6］W.L. Slattery, G.D. Doolen and H.E. DeWitt, Phys. Rev. A **26**, 2255 (1982); S. Ogata and S. Ichimaru, Phys. Rev. A **36**, 5451 (1987).

［7］H. Totsuji and S. Ichimaru, Progr. Theor. Phys. (Kyoto) **52**, 42 (1974).

［8］例えば，N.H. March and M.P. Tosi, *Coulomb Liquids* (Academic Press, London, 1984).

［9］S. Hamaguchi and R.T. Farouki, J. Chem. Phys. **101**, 9876 (1994).

［10］Y. Rosenfeld, Phys. Rev. E**49**, 4425 (1994).

［11］H. Totsuji, C. Totsuji, T. Ogawa and K. Tsuruta, Phys. Rev. E **71**, 045401 (2005).

［12］H. Totsuji, T. Ogawa, C. Totsuji and K. Tsuruta, Phys. Rev. E **72**, 036406 (2005).

［13］M.O. Robbins, K. Kremer and G.S. Grest, J. Chem. Phys. **88**, 3286 (1988).

［14］R.T. Farouki and S. Hamaguchi, J. Chem. Phys. **101**, 9885 (1994).

［15］S. Hamaguchi, R.T. Farouki and D.H.E. Dubin, Phys. Rev. E **56**, 4671 (1997).

［16］H. Totsuji, J. Phys. A: Math. Gen. **39**, 4565 (2006).

［17］東辻浩夫：Journal of The Japan Society of Microgravity Application（JASMA，日本マイクログラビティ応用学会誌）**22**, 12 (2005)（佐藤徳芳，石原修，東辻浩夫，林康明，渡辺征夫による同誌の小特集の一部として書かれたもの）．

用語解説

スケーリング則（Scaling Relations）

ある物理量がいくつかの要素となる物理量の関数であるが関数形は未知のとき，要素となる物理量をそれぞれ定数倍したときの依存性あるいはそれから得られる結果．いわゆる次元解析もこの一種といえる．

ユニバーサリティー，ユニバーサリティークラス（Universality, Universality Class）

物質の臨界点の位置（臨界温度・密度など）は構成粒子間の相互作用によって決まるが，臨界点では相関距離が発散するため，臨界点付近の物性には粒子のもつ自由度・空間の次元だけが反映され，粒子間の相互作用の強さ，特性長などの微視的特徴は反映されない．したがって，臨界点付近の物性を各物質の臨界温度・密度などで規格化すると，臨界点付近の振る舞いは系が違っても共通性がある．これをユニバーサリティーといい，自由度・空間の次元による分類をユニバーサリティークラスという．

相関エネルギー（Correlation Energy, Cohesive Energy）

相互作用する粒子からなる系がある温度・密度の熱平衡状態にあるとき，粒子の間には相互作用による相関が生じる．このため，同じ温度・密度の理想気体に比べて系の内部エネルギーが変化する．この変化分を相関エネルギーという．

東辻浩夫（とうつじ ひろお）

1943年東京都出身．1971年東京大学大学院理学系研究科博士課程修了，理学博士．東京大学理学部助手，岡山大学工学部助教授・教授を経て，現在，岡山大学大学院自然科学研究科教授．主に，相関の強い荷電粒子系（量子系を含む）に関する理論およびシミュレーションによる研究を行っている．できるだけ新しい研究対象に取り組んできたつもりであるが，博士課程で銀河分布の相関関数を求めて以来，対象は変化してもcorrelationをキーワードとして眺めたものが多い．