



解説

太陽風アルヴェン乱流と非平衡プラズマ

成行 泰裕

富山大学人間発達科学部人間環境システム学科

(原稿受付：2012年8月27日)

太陽からは高速のプラズマ流（太陽風）が吹き出しているが、1960年代以降の人工衛星による「その場」観測によって、太陽風プラズマは熱平衡分布ではない、多様な非平衡性を持つプラズマであることが明らかになった。このようなプラズマの非平衡性は、太陽コロナでのプラズマ加熱過程や太陽風プラズマの加速・加熱過程を反映していると考えられており、その解明は今後計画されている内部太陽圏探査計画の重要な科学目的の一つでもある。この太陽風プラズマの加熱過程・非平衡性の理解へ向けた重要な課題のひとつに、太陽風プラズマ中の磁場とプラズマ速度の間の強い相関関係を持つ磁気流体乱流（アルヴェン乱流）の解明が挙げられる。本解説では、太陽風プラズマ中の低周波アルヴェン乱流とそれに伴う非平衡プラズマの基礎的な物理過程と最近の議論を解説する。

Keywords:

solar wind, Alfvén wave, parametric instability, Bernoulli's law, ion kinetics

1. はじめに

今日では、太陽から高速のプラズマ流（太陽風）が常時吹き出していることは良く知られているが、このことが人工衛星による観測で実証されたのは1960年代に入ってからである[1]。太陽風の理論モデルを衛星観測に先駆けて構築したのはParkerだが、1958年の論文ではBiermannによる彗星の尾の研究に示唆を受けたことが述べられている[2]。Parkerによる理論モデルは、秒速数百～一千kmという実際の太陽風速度をよく再現していたが、一方で太陽の外層大気（コロナ）の温度が高いほど太陽風の速度が速くなるという特徴があった。その後の観測の進展によって、秒速750～800kmの高速の太陽風（高速風）がコロナホールと呼ばれる周りのコロナよりも温度の低い領域から吹き出していることが明らかになり、Parker理論の修正が次の課題となった。この太陽風加速の問題は現在も未解決であり、コロナ自身が太陽表面と比べてはるかに高温である謎（コロナ加熱問題）と共に、現在でも太陽・太陽風物理学の重要な研究課題である。

このコロナホール・高速風の加熱・加速過程においては、アルヴェン波（Alfvén waves）と呼ばれる磁気流体波が重要な役割を果たしていると考えられている。アルヴェン波はHannes Alfvénが1942年に理論的に存在を予言していたが、太陽風プラズマにおいては彼のノーベル賞受賞（1970年）の前後に衛星観測による同定がなされた[3,4]。その後の衛星観測の進展により、アルヴェン波は太陽風中に遍在していることが知られるようになり、特に高速風、振動の低周波成分、太陽近傍（内部太陽圏）において磁気流体擾乱がアルヴェン波的（Alfvénic）であることが明ら

かとなった[5,6]。

一方で、太陽表面の光学観測および太陽風の直接観測によって、温度異方性やイオン種間の温度差・速度差、イオンビームなどの単純な平衡分布（等方マクスウェル分布）ではない非平衡な速度分布を持つプラズマの存在が明らかとなっている[7]。このような非平衡プラズマ（主にイオン）の生成に関連して、磁気流体的な近似が成立しないような、容易に無衝突減衰を起こす高周波（～イオンサイクロトロン周波数）の波動モードの寄与についても盛んに議論が行われてきた[7-9]。無衝突減衰を起こすような周波数帯・伝搬方向を持つ波動モードの励起・減衰過程は、乱流スペクトルの散逸領域のモードとして、低周波アルヴェン乱流の減衰過程とも密接な関係性がある。ただし、乱流の発展過程についての研究は観測・理論（シミュレーション）双方から様々なアプローチがとられている試行錯誤の状況であり、コロナの加熱から太陽風プラズマの分布関数の形状まで包括的に説明できるような理論モデルの構築には至っていない。

実際問題としては、低周波アルヴェン乱流が減衰し最終的にプラズマを加熱する過程を理解するには、散逸領域の波動モードへのカスケード過程（スケール間結合過程）が重要な研究課題である。しかしながら、低周波アルヴェン乱流に関する議論であれば磁気流体的な描像でよいかというと、実はそうではない。事実、コロナ加熱・太陽風加速が生じている太陽表面からコロナ下部の領域では磁気流体近似自体は良く成立するが、衝突の影響がほとんどなくプラズマベータの値が大きくなる太陽から約0.2 AU（1AU：太陽地球間距離）以上離れた領域では、低周波の現象に限

定しても非理想 MHD 的な効果が無視できなくなってくる。

本解説は、このような太陽表面から少し離れた惑星間空間プラズマにおける、低周波アルヴェン乱流に直接関係した非 MHD 的な非平衡プラズマの性質についての最近の研究（特に理論研究）の動向を簡単にまとめたものである。以下の章では、代表的な理論研究の進展について順次紹介する。本解説で扱う内容は、今後計画されている内部太陽圏探査計画（Solar-Orbiter, Solar Probe+ など）で重要になる、太陽・太陽風物理の理解へ向けた光学観測・衛星「その場」観測を意識したもので、大雑把には太陽コロナ加熱問題や太陽風乱流の散逸問題などの諸問題の繋ぎ部分に当たる。2章では、アルヴェン乱流と非平衡プラズマの基礎的な物理について、最近の話題を中心に紹介する。3章では、話を少しグローバルな視点に移し、太陽-地球間のアルヴェン乱流・非平衡プラズマに関する物理量の太陽を中心とした径方向への依存性を紹介する。4章ではまとめて替えて、本稿で取り上げた話題のコロナ加熱問題・太陽風乱流の散逸問題に対する位置づけについて論じる。

2. 非平衡プラズマとアルヴェン乱流

2.1 アルヴェン波の物理モデル

ここではまず最初に、無衝突プラズマの基礎方程式系におけるアルヴェン波解について簡単な紹介を行う。なお、本解説における「アルヴェン波」とは背景磁場に対し平行伝搬する有限振幅の磁気流体波動であり、「アルヴェン乱流」とは有限のスペクトル幅を持つアルヴェン波とする。

2.1.1 磁気流体系

まず最初に、磁気流体系におけるアルヴェン波解について考える。磁場を \mathbf{b} 、プラズマのバルク速度を \mathbf{u} 、質量密度を ρ 、圧力テンソルを \mathbf{P} とすると、磁気流体の運動方程式は

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{b}) \times \mathbf{b} - \nabla \mathbf{P}, \quad (1)$$

となる。 μ_0 は真空の透磁率である。ここでは、低周波の現象に着目するためジャイロ等方プラズマを考え、圧力テンソルを

$$\mathbf{P} = p_{\perp} (\mathbf{I} - \mathbf{e}_b \mathbf{e}_b) + p_{\parallel} \mathbf{e}_b \mathbf{e}_b, \quad (2)$$

のように置く[10]。ただし、 $\mathbf{e}_b = \mathbf{b}/|\mathbf{b}|$ であり、 $p_{\perp(\parallel)}$ は \mathbf{b} に垂直（平行）な圧力である。また、低周波の現象に着目するとして Hall 効果等無視した誘導方程式

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{b}), \quad (3)$$

を用いる。

ここでは、非圧縮の仮定 (ρ : 定数) の下で式(1), (3)の定常解を議論する。これは、低周波のアルヴェン波が非分散の波動であるため、波動静止系（アルヴェン波の位相速度で動く系）ではアルヴェン波解[11, 12]が定常解として得られるためである。式(3)の定常解として $\mathbf{u} = a\mathbf{b}$

(a : 定数) を考える。式(1)については、議論の見通しを良くするためにプラズマが完全に等方的な場合 ($p_{\perp} = p_{\parallel}$) について先に紹介する。この場合、定常な場合の式(1)は

$$\left(a^2 \rho - \frac{1}{\mu_0}\right) (\nabla \times \mathbf{b}) \times \mathbf{b} = -\nabla \left(p + \frac{\rho |\mathbf{u}|^2}{2}\right), \quad (4)$$

となる。右辺の勾配=0（：ベルヌーイ則）が成立する時、 $a^2 \neq (\rho \mu_0)^{-1}$ ならばフォースフリー磁場 ($(\nabla \times \mathbf{b})/\mathbf{b}$) が解となる。反対に、 $a^2 = (\rho \mu_0)^{-1}$ の場合は磁場の形に制約はなく、速度 \mathbf{u} と磁場 \mathbf{b} の間にはワレンの関係として知られるアルヴェン波の厳密解

$$\mathbf{u} = \frac{\pm \mathbf{b}}{\sqrt{\rho \mu_0}}, \quad (5)$$

が得られる[13, 14]。式(3)に Hall 項を残した系においても、基本的に同じ議論が成立する*1。磁場 \mathbf{b} を背景磁場 (\mathbf{B}_0) と背景磁場に垂直方向の磁場 ($\mathbf{b}_{a\perp}$) に分解すると、背景磁場方向の成分から位相速度 $\mathbf{V}_{\phi} = \pm \mathbf{B}_0 / \sqrt{\rho \mu_0}$ が得られる[14]。これを用いて波動静止系からプラズマ静止系へガリレイ変換すると通常アルヴェン波解 $\mathbf{u}_{a\perp} = \pm \mathbf{b}_{a\perp} / \sqrt{\rho \mu_0}$ が得られる[13]。等方プラズマ中のアルヴェン波解では磁場エネルギーとバルク速度のエネルギーが等しいので、式(4)右辺のベルヌーイ則は全圧 $p_{tot} = p + |\mathbf{b}|^2 / (2\mu_0)$: 一定という条件[12]を導く。

圧力に非等方性がある場合 ($p_{\perp} \neq p_{\parallel}$) も、上の議論を少し修正するだけで解が得られる。簡単のために $\mu^{-1} \equiv \mu_0^{-1} - (p_{j\parallel} - p_{j\perp}) / |\mathbf{b}|^2 = \text{const.}$ とする。この場合、式(2)の $\mathbf{e}_b \mathbf{e}_b$ の項に注意すると、式(4)の μ_0 を μ に、 p を $(p_{\perp} + p_{\parallel})/2$ に置き換えたベルヌーイ則が得られる。これより、非等方プラズマ中のアルヴェン波解[15]

$$\mathbf{u} = \frac{\pm \mathbf{b}}{\sqrt{\rho \mu_0}} \left(1 - \frac{\mu_0 (p_{\parallel} - p_{\perp})}{|\mathbf{b}|^2}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (6)$$

が得られる。また、ベルヌーイ則はこのアルヴェン波解を用いることで $p_{\perp} + |\mathbf{b}|^2 / (2\mu_0) = \text{const.}$ となることがわかる[16]。

2.1.2 Vlasov 系

次に、Vlasov 系

$$\frac{df(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f + \frac{d\mathbf{v}}{dt} \cdot \nabla_v f = 0, \quad (7)$$

におけるアルヴェン波解について考える。 $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ は速度分布関数、 $\mathbf{x} = (x, y, z)$ 、 $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$ 、 $\nabla_v = \left(\frac{\partial}{\partial v_x}, \frac{\partial}{\partial v_y}, \frac{\partial}{\partial v_z}\right)$ である。 $d\mathbf{v}/dt$ は個々の粒子の運動方程式

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{q}{m} (\mathbf{e} + \mathbf{v} \times \mathbf{b}), \quad (8)$$

*1 詳しくは文献[13]を参照。筆者の最近の論文[14]でも似たような話が運動論と合わせて紹介されているが、流体系のアルヴェン波解の話としては Yoshida[13]の議論の方がより一般的で明解である。

で与えられる。Vlasov系におけるアルヴェン波解は式(8)の保存量で与えることができる。あまり知られてはいないが、このような有限温度Vlasov系のアルヴェン波解はSonnerupとSuによって与えられている[17]。ただし、Sonnerup-Suの議論では単色のアルヴェン波解に対してHall項を含んだ磁気流体系の分散関係を満たすための条件として、温度比と周波数の関係式が得られている[14, 17]。以下の議論では磁気流体系の場合と同様に低周波極限を考えるため、Hall効果に伴う温度異方性は無視されていることに注意されたい。

ここでは $\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{e}_x$ (\mathbf{e}_x : x 方向の単位ベクトル)として、垂直方向の磁場 $\mathbf{b}_{a\perp} = (0, b_y, b_z)$ を複素磁場 $b = \sum_k b_k \exp(i\phi_k)$ ($\phi_k = v_\phi kt - kx + \phi_{k0}$)で表す。ただし、 $\mathbf{V}_\phi = v_\phi \mathbf{e}_x$ である。ここでは低周波極限を考えるため、位相速度 v_ϕ は背景磁場方向の波数 k に依らず、複素電場 $e = e_y + ie_z = -iv_\phi b$ となる。さらに、 $e_x = 0$ *2とすると式(8)より $E = ((v_x - v_\phi)^2 + v_y^2 + v_z^2)/2$ が定数となることが分かる。これは波動静止系におけるエネルギー保存則に対応している。また、低周波極限の場合 $db/dt \approx 0$ であることに注意すると、 $H \equiv \mathbf{v} \cdot \mathbf{b}$ が一定になることがわかる。これは、単色波の場合は運動の積分になる量である。この2つの保存量を用いて、Sonnerup-Su解の低周波極限[18] $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) = f(aH + \beta E)$ (α, β : 定数)が得られる。波動静止系を考えると保存量の時間依存性がなくなるので、Sonnerup-Su解は式(7)の定常解となる。背景磁場強度 B_0 が一定であることより $aH + \beta E = \beta(\mathbf{v} - c\mathbf{b})^2 + \text{const.}$ ($c = -a/\beta$)となることに注意すると、 $\mathbf{u} = c\mathbf{b}$ となる。ここでは詳細は省くが、アンペールの法則と連立されることによって、 c は磁気流体系のワレンの関係と一致することがわかる[14, 16, 17]。

次に、磁気流体系の場合と同様に温度異方性を持つ場合のアルヴェン乱流解について考える。この場合は、先の議論からわかるようにワレンの関係の中に圧力が入ってくることから、1粒子の運動の保存量から直接話を展開させるのは不自然である。そこで圧力のような分布関数のモーメントに関する保存則を導入してアルヴェン乱流解に対応する平衡分布を導出することを考える。このような操作の時に便利なのが最大エントロピー原理である[19]。よく知られているように、Vlasov系(7)においてはラグランジュ的な意味でのエントロピーの増減はなく、局所平衡もあくまで力学的な平衡であると解釈すべきなので、ここでは磁気流体系の議論に整合する局所平衡な分布関数を導出するための「方便」として最大エントロピー原理を用いる。プラズマが等方の場合の局所平衡はいわゆるマクスウェル分布の形になり、与えられた密度、バルク速度、圧力などのモーメント量と整合するようにパラメータを与えることによってVlasov系の平衡解となる。実際、Sonnerup-Su解の最大エントロピー分布としては $f = A \exp(-\beta(\mathbf{v} - c\mathbf{b})^2)$ (A : 定数, c : ワレンの関係の係数)が得られるが[18]、圧力を使って $\beta = 1/v_{th}^2$ (v_{th} : 熱速度)に対応づけるとこの解が磁場に平行なドリフト速度を持つ等方マクスウェル分

*2 局所的な圧力を一定としたバルヌーイ則に対応する条件である。

布であることがわかる。この最大エントロピー分布は、通常用いられるエネルギー保存則(上の E の総和の保存)に加えてクロスヘリシティの保存則(上の H の総和の保存)を束縛条件としてエントロピーを最大化することで得られる。最大エントロピー原理の詳しい議論は本誌の過去の記事[19]や文献[20]を参考にされたい。等方プラズマのSonnerup-Su解を参考にして、温度異方性がある場合の解を

$$f = A \exp \left[-\frac{(v_{\parallel} - c|\mathbf{b}|)^2}{v_{th,\parallel}^2} - \frac{v_{\perp}^2}{v_{th,\perp}^2} \right], \quad (9)$$

とおく。 $\parallel(\perp)$ は \mathbf{b} に対して平行(垂直)な量を表す。背景磁場に平行な成分(x 成分)より $c = (U - v_\phi)/B_0$ (U : プラズマ静止系での x 方向のバルク速度)が得られる。この関係式を得るために既にファラデーの法則が用いられていることに注意すると、式(6)と合わせることで温度異方性を含むアルヴェン波の分散関係

$$v_\phi = U \pm \frac{B_0}{\sqrt{\rho\mu_0}} \left(1 - \frac{\mu_0(p_{\parallel} - p_{\perp})}{|\mathbf{b}|^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (10)$$

が得られる[16, 18]。

式(9)を与える最大エントロピー原理は、等方プラズマの場合に加えて磁気モーメントを拘束条件に入れたものとなる。等方プラズマの方がより緩和した状態であることから、新たな拘束条件の導入によってより複雑な構造の平衡解が得られるのは自然である。一方で、新たに導入した磁気モーメントと先に用いた H に関する拘束条件はそれぞれが2重断熱定理における断熱不変量に対応している。そのため、式(10)の分散関係は正確にはCGL (Chew-Goldberger-Low)系の分散関係ということになる[10]。

2.2 「非平衡性」と見かけの温度

前節では低周波アルヴェン乱流の物理モデルについて述べた。このようなアルヴェン乱流は「非共鳴」であるためプラズマの加熱には直接寄与しないと考えられてきた。ところが、近年になってアルヴェン乱流の非線形性による「非共鳴相互作用」によりプラズマの加熱が生じるというモデルが提唱され[21]、にわか低周波アルヴェン乱流によるプラズマ加熱の議論が盛り上がった[22-31]。このアルヴェン乱流の「非共鳴」な相互作用は前節で述べたワレンの関係で与えられる平衡点周りの捕捉であるが、いわゆるサイクロトロン共鳴のような共鳴過程のようにアルヴェン乱流の減衰をもたらさないため、局所的な「本物の」加熱は起こさない。ただし、電磁場構造に大きな影響を与えない程度の少数のピックアップイオン等に対しては「本物の」加熱を起こし得る[30]。そのため、非共鳴相互作用による加熱を「擬似加熱」、その結果得られる温度を「見かけの温度」と呼ぶが、本質的にはアルヴェン乱流を表す平衡点周りでの捕捉であるため、平衡状態は前節で述べたVlasov系のアルヴェン乱流解に一致すべきものであり、「見かけの温度」も背景磁場方向に垂直方向のエネルギーに過ぎないことがわかっている[18]。

結局のところ、低周波アルヴェン波による「擬似加熱」の議論そのものは、位相空間におけるプラズマの混合や準線形理論の発展などへの寄与はあったものの、太陽風中のプラズマ加熱過程に対して本質的な進展を与えるものではなかった。一方で、この低周波アルヴェン乱流の「擬似加熱」に関する議論に刺激される形で、これまで「非平衡プラズマ」として議論されてきた衛星観測結果に「見かけの温度」が含まれていることが認識されるようになった[31]。衛星観測結果に「見かけの温度」が含まれている理由は、実に単純な理由だが、衛星のサンプリング周期がアルヴェン乱流の周期よりも大きい場合があるためである。例えば、Helios 衛星のサンプリング周期が約10秒であるのに対し、0.5 AU（太陽地球間の中間地点）辺りのサイクロトロン周期は約1秒程度なので、波動の分散性がほとんどなくなるサイクロトロン周期の10倍程度の周期の波も「見かけの温度」として速度空間上に入ってきてしまう[31]。図1には式(9)を用いた「見かけの温度」を示している。太陽に近づくほどサイクロトロン周期は短くなるので、この見かけの温度の影響はますます大きくなる。Helios 衛星の観測データから太陽風イオンの非平衡な特徴が報告されてから大体4半世紀以上経過しており[7, 32]、内部太陽圏に関しては今でも Helios 衛星の観測データを用いた研究が行われているが、このような観点からアルヴェン乱流とプ

ラズマの速度分布関数の関係を議論したのは Araneda らによるイオンハイブリッドシミュレーションを用いた研究が最初である[33]。彼らは速度分布関数をアルヴェン波の波長よりも十分大きい空間に対する平均をとって評価したが、画期的だった点は、このような評価によって温度異方性だけでなくビーム成分も振幅変調に伴う捕捉イオンによる「見かけのビーム」として得られることを、単色アルヴェン波の非線形発展の自然な帰結として示したことである。この点に関しては、次節でもう少し詳しく述べる。

このような観測上の制約も、今後予定されている内部太陽圏探査計画では問題にならないことが示唆されている[31]。それでは「見かけの温度」の議論そのものが物理過程としても表面的なものだったのかということ、実はそうではない。それは、前節で述べたアルヴェン乱流解に付随するベルヌーイ則が「見かけの温度」の保存に対応していることからわかる[16]。実際、数値シミュレーションではアルヴェン乱流がコロナホール起源の太陽風プラズマのように「高いアルヴェン性」を保って減衰する場合には「見かけの温度」がほとんど変化しないことが確認されている[34]。アルヴェン乱流がアルヴェン性を保ったまま減衰する場合は次章で述べるように磁場エネルギーも徐々に減衰していくが、ベルヌーイ則から磁場エネルギーの減少分だけ μ が増加することがわかる[16]。つまり、アルヴェン乱流中の有限時間内の実効的な磁場エネルギーの減衰を考える場合、ベルヌーイ則による直接的なプラズマの加熱（磁気圧からプラズマ圧への変換）が生じる。この過程そのものは可逆過程であるが、地球軌道から内側 (< 1 AU) での太陽風アルヴェン乱流の発展過程において低周波の成分が励起される過程はそれほど重要ではないと考えられるため、考えている時間スケールの範囲においてこの過程は「本物の加熱」を与えるといえる。

まとめると、アルヴェン乱流の非共鳴相互作用の加熱への寄与は小さいものの、平衡状態が磁気流体系のアルヴェン乱流状態に対応しているため、アルヴェン乱流状態における磁場の減衰を考える限りベルヌーイ則を通じたプラズマの「本物の」加熱が生じる。この過程が太陽風プラズマである程度顕著であれば、「非平衡な」プラズマの性質の一部は「アルヴェン的な平衡」に対応しているということになる。また、この時の減衰過程はアルヴェン乱流の振幅変調に伴う非線形ランダウ減衰などであるが、注意すべき点はこれらの減衰過程に伴う磁場エネルギーの熱化はベルヌーイ則とは無関係に生じる点である*3。ベルヌーイ則を通じた「見かけの温度」から「本物の温度」への変換そのものは、あくまでプラズマのバルクの動圧（～磁気圧）からプラズマ圧への可逆な変換であり、散逸過程ではない。

2.3 アルヴェン乱流の減衰過程

それでは次に、低周波アルヴェン乱流の減衰過程について述べる。低周波アルヴェン乱流はプラズマと共鳴を起こさないため、線形の無衝突減衰をほとんど生じないことが知られている。そのため、低周波アルヴェン乱流の減衰過

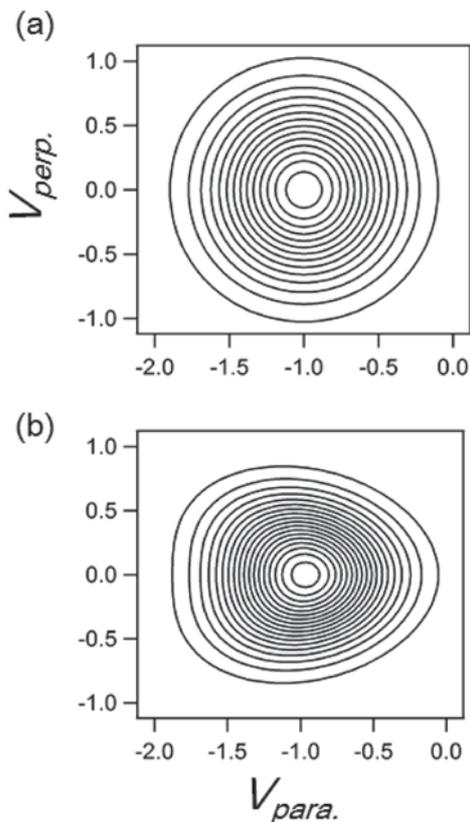


図1 式(9)を空間に対して1波長の長さで積分した分布関数。簡単のため単色波を用いている。 $|b_{a\perp}| = 0.3 B_0$, (a) $v_{th,\parallel}^2 = v_{th,\perp}^2 = 0.3 V_A^2$, (b) $v_{th,\parallel}^2 = 0.15 V_A^2$, $v_{th,\perp}^2 = 0.3 V_A^2$ である。

* 3 なお、本解説ではアルヴェン波に関する先行研究に倣い[49, 50]「非線形ランダウ減衰」を単に波の非線形性（振幅変調）によって生じるランダウ減衰という意味だけで用いて、粒子の捕捉等は含めない過程として考える。

程としては波動成分間の非線形相互作用が支配的な役割を担っていると考えられてきた。その中でも最もよく知られているのが、背景磁場に対し平行伝搬するアルヴェン乱流と同じく平行伝搬するイオン音波などの縦波との間で生じるパラメトリック不安定性[35-44]である。パラメトリック不安定性を通じて無衝突減衰をしやすい波動（イオン音波など）を励起することでプラズマの加熱に寄与する。太陽コロナの加熱の場合は、密度勾配などによるアルヴェン波の反射がもう一つ大きな意味を持つ[45]。反射アルヴェン波が崩壊不安定性の「種」となり、微小ノイズを考える線形解析よりも早く不安定性が生じるためである。一方で、惑星空間の太陽風アルヴェン波は後で述べるようにほぼWKB的（幾何光学的）であり、非一様性の影響は小さい。

アルヴェン波のパラメトリック不安定性は生成される子波のアルヴェン波の伝搬方向によって「崩壊型」と「変調型」に大別される*4。「崩壊型」では親波と逆方向に伝搬する子波が生成されるのに対して、「変調型」では縦波も含めて親波と同一方向に伝搬する。図2はそれぞれの不安定性を波数一周波数平面上で簡単に表したものである。ベータ比が1よりも小さいプラズマ中では、崩壊型の方の成長率が大きい場合が多い[44, 46]。ただし、アルヴェン波のパラメトリック不安定性では、崩壊型変調型共に2組の3波共鳴過程で生じており[47]、非線形性の次数が関係しているわけではない。2つの型の決定的な違いは、崩壊型の子

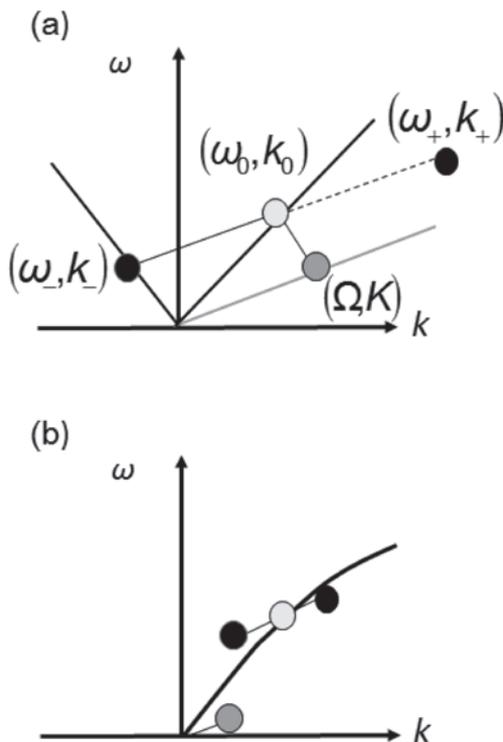


図2 分散関係上の(a)崩壊型不安定性、(b)変調型不安定性の共鳴条件。

波がおおよそ線形分散関係上に励起されるのに対して、変調型の子波は非線形性と分散性が打ち消しあった非線形な分散関係上に励起される点である。

一方で、無衝突減衰を生じやすい波動との非線形相互作用は、アルヴェン乱流へのパラメトリック不安定性そのものへも影響を及ぼす。具体的には、アルヴェン乱流そのものは流体的であっても、減衰過程（パラメトリック不安定性）は縦波を通じて運動論的な効果の影響を受ける。この効果について最初に言及したのはMjølhusら[48]とTerasawaら[43]である。Mjølhusらはラングミュア乱流の非線形ランダウ減衰を含んだ変調不安定性の解析を参考にして振幅変調するアルヴェン波を記述する非線形方程式の拡張を行った[48, 49]。実際は、Mjølhusらが導出したモデルはRogisterが一番最初に導出したモデル[50]と同じものであったが、Mjølhusらは今で言うランダウ流体的なクロージャーとして縦波の運動論効果を導入する方針をとっており、後続研究へ与えた影響も大きい[51-54]。さらに彼らは導出した系を用いて(1)流体系で存在する不安定性は非線形ランダウ減衰によって成長率が減衰すること、(2)運動論効果によって流体系では成長しない不安定性が出現することを示した[55]。(2)の不安定性は共鳴粒子の存在によるものであり、これも含めて非線形ランダウ減衰ということもある。一方で、Terasawaらは崩壊型不安定性まで含んだ線形分散関係式にランダウ減衰の効果を強制振動子の形で近似的に導入した。その後、分散関係中のイオン音波に関する項に運動論的なイオン音波の関形式を直接代入するモデルがAranedaによって提唱された[56]。しばらく時間を置いて、このモデルと等価なモデル[57, 58]が系統的に導出され*5、多種イオンや有限ラーマ半径の効果を取り入れたモデルへと拡張されている[46, 61, 62]。

ここでは、運動論効果を含むパラメトリック不安定性の分散関係式の概要を説明する。ここでは簡単のため等方

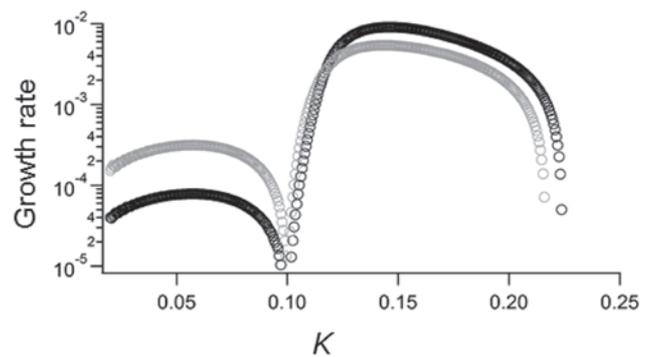


図3 (a) $\beta_i = \beta_e = 0.2$ (黒色)、(b) $\beta_i = 2\beta_e = 0.4$ (灰色)の時のパラメトリック不安定性の線形成長率。Kは励起される縦波の波数であり、イオン慣性長で規格化している。また、成長率はイオンジャイロ周波数で規格化している。ここでは $b_0 = 0.5$ かつ波長 $k_0 = 0.1$ の右偏波のアルヴェン波を親波として与えている。

* 4 本当はもう少し細かい分類があるが[44, 46]、ここではあまり深く立ち入らない。
 * 5 Aranedaによる最初の導出[56]は流体方程式の縦波の分散関係を運動論のものに置き換えるというものであるが、平行伝搬の場合は系統的な導出と結果が一致する[57, 58]。ただし、彼らの議論は背景磁場に垂直方向の温度を0と仮定しており[59]、その上でSonnerup-Su解などを持ち出しているので注意が必要である[60]。

ラズマを考える。この場合の分散関係式は

$$TL_{+L-} = b_0(\dots) \quad (11)$$

の形にかけると、 T はイオン音波の分散関係、 L_{\pm} は小波のアルヴェン波の分散関係である。変調型の場合はサイドバンド波、崩壊型の場合はストークス波とアンチストークス波にそれぞれ対応する[43]。右辺の b_0 は背景磁場で規格化した親波アルヴェン波の振幅であり、 $b_0 = 0$ の場合、線形分散関係 $T = 0$ と $L_{\pm} = 0$ がそれぞれ得られる。有限ラーマ半径効果や温度異方性を考えない場合、一様プラズマ中のアルヴェン波の分散関係は圧力や温度に依存しないので、縦波に関する情報は T のみに現れることになる。図3は線形分散関係[46] から求めた不安定性の成長率をいくつかのベータ比に対して計算したものである。図3ではイオン慣性長の約60倍の長波長の分散性の弱いアルヴェン波を考えているため、崩壊型不安定性が支配的である。ただし、崩壊型不安定性 ($K/k_0 > 1$) ではイオンベータが上がるほど成長率が小さくなるのに対し、変調型不安定性 ($K/k_0 < 1$) の成長率は上昇している (K : イオン音波の波数, k_0 : アルヴェン波の波数)。このパラメータ範囲では、流体極限においては変調不安定性は成長率を持たないため、 $K/k_0 < 1$ に現れる不安定性は縦波の運動論効果によるものであるといえる。この成長率は非線形ランダウ減衰そのものともいえるが、不安定性の文脈で共鳴粒子型変調不安定性と呼ばれることもある[55]。重要なのは、小さいながらもこの波数領域に有限の成長率が存在することであり、次段落で述べるようなアルヴェン波の有限なスペクトル幅(振幅変調)の効果によって成長率の小さい変調型不安定性が支配的になり得る。

図4は崩壊型不安定性の非線形発展の様子を数値シミュレーションしたものである。ここでは、縦波成分のみを運動論的に解く簡便な方法を使っている[63]。不安定性によって励起されたイオン音波は非線形性によって急峻化するが、やがて位相空間上でホール構造を作って成長を止め

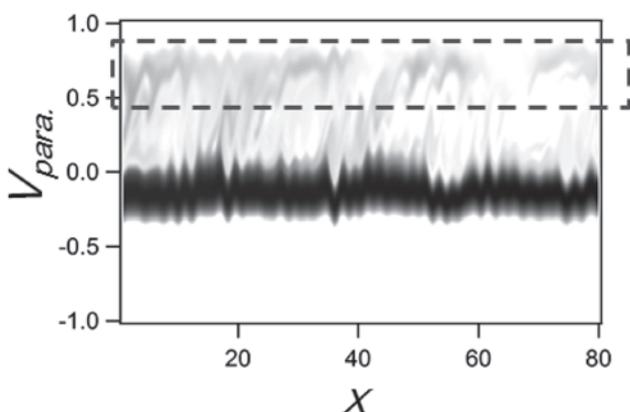


図4 アルヴェン波の崩壊不安定性に伴う $x-v_x$ 平面上での速度分布関数の変化。点線で囲まれた部分が「見かけの」ビーム成分になり得る。実空間・速度空間はそれぞれイオン慣性長とアルヴェン速度で規格化している。

る。この時、ホール上部(点線で囲った部分)は積分された速度分布関数上ではビーム成分のように見える。このような崩壊型不安定性は逆方向伝搬のアルヴェン波を生成することで乱流の「アルヴェン性」(ワレンの関係のような \mathbf{u} と \mathbf{b} の相関)を著しく低下させるため、アルヴェン性の高い太陽風中で生じているとは考えにくい。一方で、線形成長率自体は変調型よりも崩壊型の方が大きいため、崩壊型不安定性の成長を抑制する別の要因を考える必要がある。結論から言うと、先に述べた運動論効果に加えてアルヴェン乱流の非単色なスペクトルの効果によって崩壊不安定性が抑制される。崩壊不安定性は図2のように相互作用する子波との波数の隔たりが大きいため、親波が広いスペクトル幅を持っていたとしても不安定性そのものは親波中の個々の波数モードについて独立に起こる[64]。そのため、 $|\mathbf{b}_{a\perp}|$ そのものが大きくても、スペクトル幅が広いと個々の波数モードの振幅はその分小さくなるので、個々の線形成長率は小さくなる。一方で、変調不安定性の場合は親波のスペクトルに含まれる波数モードはそれぞれ互いに親波—子波の関係になっているので、不安定性の成長は促進される。ランダム位相のアルヴェン乱流を考えると最初から振幅変調を持っているので、これはごく自然である。加えて、図3で見たように運動論効果を考えても低周波アルヴェン波においても弱いながら変調型不安定性に対して不安定になるため、有限振幅の振幅変調によって「非線形的に」不安定性が駆動され得る[65, 66]。ただし、この場合の変調型不安定性は振幅変調に伴う非線形ランダウ減衰とエネルギー減衰の観点からはあまり区別がない*6。太陽風アルヴェン乱流の振幅 ($|\mathbf{b}_{a\perp}|/B_0 \sim O(1)$) のオーダーでは変調不安定性、非線形ランダウ減衰共にアルヴェン性を高く保つので、前節で述べたベルヌーイ則を近似的に良く満たしている[34]。言い換えると減衰過程としては弱いということであるが、無衝突減衰を生じる高周波の乱流成分と比べてそもそもの振幅が大きいため、プラズマ加熱への影響が無視できない可能性がある。

3. 惑星間空間の発展過程を記述するモデル

前章ではアルヴェン波の基本的な性質の話が中心だったが、本章では実際の太陽風プラズマを少し意識した議論を進めたい。太陽風プラズマの概要については過去の記事[67]を参考にさせていただき、ここでは太陽風プラズマを記述する簡単な物理モデルの紹介を行う。現在でも、太陽コロナの加熱・太陽風加速の機構は解明されておらず議論が続いているが、それらの議論の基礎的知見となる太陽風の物理モデルは1958年にParkerによって提唱された「パーカー加速」のモデルと「パーカースパイラル」の磁気流体モデルである[2]。一方で、太陽風の加速自体は0.3 AU以内でほとんど終わっていると考えられており[68]、惑星間空間中の太陽風プラズマの記述ではバルク速度を等速としても悪い近似ではない。

以下ではCGL系を用いた定常な太陽風モデルを紹介す

*6 ただし、波数モード間の位相相関によってこの2つは明確に区別することができる[34]。同じようなエネルギー減衰を起こす場合でも、ただの非線形ランダウ減衰と変調不安定性とでは波高に2倍近くの差が出る。

る[16]. ここでは簡単のため、スパイラル成分を無視した径方向に発散する磁場構造を考え、径方向のみの空間依存性を考える。まず、径方向の速度 U_r を定数とすると、定常な連続の式 $\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 \rho U_r)}{\partial r} = 0$ より、 $\rho \propto r^{-2}$ である (r : 太陽を中心とした径方向の距離)。同様に、径方向の磁場成分も $B_r \propto r^{-2}$ である。ここでは圧力は2重断熱定理 $p_{\parallel} |\mathbf{b}|^2 / n^3 = \text{const.}$, $p_{\perp} / (n |\mathbf{b}|) = \text{const.}$ (n : 数密度) によって決められるので、 $B_r \sim |\mathbf{b}|$ の場合は $p_{\parallel} \propto r^{-2}$, $p_{\perp} \propto r^{-4}$ となる[69].

一方で、太陽風中には大振幅の磁気流体乱流が存在するので、通常は $B_r < |\mathbf{b}|$ である。その場合、磁気流体乱流の振幅 $b_W^2 = |\mathbf{b}|^2 - B_r^2$ の径方向発展を決める必要がある。過去の観測データの解析[5]より、低周波太陽風アルヴェン乱流はWKB近似が良く成立することが示唆されているので、ここでもWKB近似を用いて b_W の径方向発展を決める[69-72]。WKB近似における定常な波の作用の保存則は $\nabla \cdot (\mathbf{v}_g S) = 0$ である[73]。太陽風中は $U_r \gg V_A$ なので群速度 $|\mathbf{v}_g| \simeq U_r$ として良い[70]。波の周波数を ω 、波のエネルギー E_W とすると波の作用 $S = E_W / \omega$ である。速度 U_r で径方向に動く系を考えると、 V_A は時間だけに依存するとして良い。この時、 $\omega = V_A k$ (k : 波数) において k は一定であり、 ω は $V_A \propto r^{-1}$ より $\omega \propto r^{-1}$ となる。よって、 S の保存則より $S \propto r^{-2}$ なので、 $E_W \propto r^{-3}$ となる[70, 72]。アルヴェン乱流の場合、前章でみたように温度異方性の効果が小さい場合 ($\mu \simeq \mu_0$) はバルク速度擾乱と磁場擾乱のエネルギーは等分配になる[16].

さて、CGLモデルと太陽風プラズマの観測とは、大きくずれていることが知られている[69, 74, 75]。図5には0.3 AU-0.9 AUの高速太陽風における温度比 ($T_{\perp} / T_{\parallel}$) と平行方向のプロトンベータ比の関係を示したものである。CGL

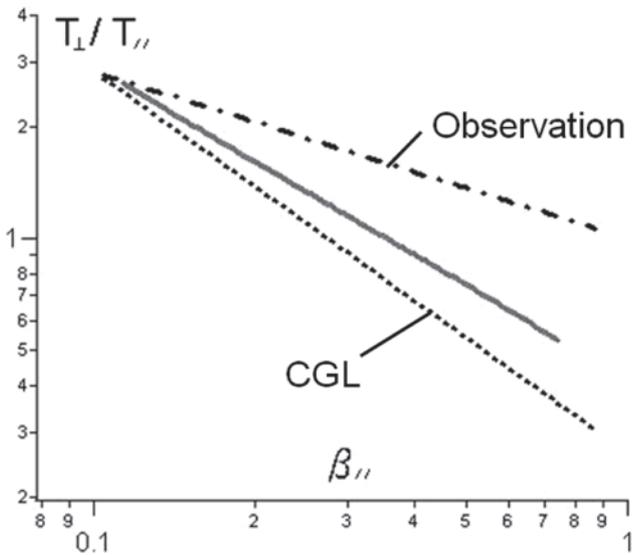


図5 0.3 AU-0.9 AU における温度比と平行方向のプロトンベータ比の関係。点線はCGLモデル、点線-破線は経験則[74]、実線は見かけの温度を含めたCGLモデルにそれぞれ対応している。

系の予測は観測から得られた経験則[75] ($T_{\perp} / T_{\parallel} \propto \beta_{\parallel}^{-0.45}$) と大きくずれている。このことは、惑星間空間の太陽風プラズマにおいても何らかの非断熱的な過程が生じていることを示唆している[75-77]。また、CGLモデルからは温度異方性起源の不安定性が生じるような強い異方性が示されているが、実際に観測される温度異方性は経験則のように比較的安定な範囲に収まっている[75]。不安定性は温度異方性を緩和する方向に働くと考えられるが、温度異方性を生成する過程とどのような関連性があるのかはまだはっきりしていない。イオンサイクロトロン周波数近くの高周波の波の寄与と合わせて今後の課題であるといえる[9, 78]。図5に参考までに「見かけの温度」の線を引いている。前章で述べたような観測上の問題がある場合、経験則で評価されているものの中に「見かけの温度」が混ざり込んでいる可能性がある。また、前章の議論から「見かけの温度」の分だけアルヴェン乱流にエネルギーが蓄えられていると見ることできるが、アルヴェン性を保っている乱流の減衰過程自体は強くないと考えられる。このエネルギーが実際に解放される過程は本解説の議論の範囲を超えたものになるが、低周波アルヴェン乱流のエネルギーそのものは高周波成分よりも大きいため、減衰過程自体が緩やかでも最終的な加熱への寄与は無視できない可能性がある。

4. おわりに

本解説では太陽風プラズマ中の低周波アルヴェン乱流における非MHD的な物理過程に関する最近の話題についての紹介を行った。前章の最後にも述べたように、実際の太陽風プラズマ中ではアルヴェン乱流状態からより乱れた乱流状態へのカスケードや不安定性による波動の励起過程など種々の過程が混在しており、それらを含めた太陽風乱流の解明は太陽風プラズマ物理の中心的な課題の一つであるといえる。特に2010年代の後半にはSolar Orbiterなどの内部太陽圏(1 AU以内の宇宙空間)の探査計画の実行が予定されており、太陽風プラズマの「その場」観測の大幅な進展が期待されている。

もう一つ、太陽風アルヴェン乱流の解明と密接に関連しているのが太陽表面におけるアルヴェン乱流の励起・減衰過程である。コロナの加熱問題は太陽物理学の大きな問題の一つだが、惑星間空間における太陽風アルヴェン乱流の発見と性質の解明を背景として、『太陽表面で駆動されたアルヴェン乱流がコロナ加熱・太陽風加速に寄与しながら、開いた磁場に沿って惑星間空間に伝搬していく』という太陽コロナ(太陽風)の『波動加熱モデル(波動駆動モデル)』として、アルヴェン乱流の励起・減衰過程が盛んに議論されている[8, 45, 72, 79-82]。太陽表面におけるアルヴェン乱流の励起過程およびアルヴェン乱流のエネルギー・運動量の開放過程において惑星間空間の太陽風アルヴェン乱流の場合と決定的に異なるのは太陽表面からコロナに至るまでの5-6桁にわたる密度変化や磁場形状の変化に対してWKB的な近似が成立しない点である*7。一方で、太陽から離れるにしたがって磁気流体乱流のアルヴェ

*7 それ以外にも衝突や輻射などを考慮する必要がある。詳細は文献参照[7, 83].

性は低下することが知られており、径方向の磁気流体乱流の発展過程モデルも盛んに議論されている[71, 81, 84, 85].

これらの太陽・太陽風のモデルはコロナホールから吹き出す太陽風を意識したものが多く、本解説の3章で紹介したような径方向発展モデルとの整合性が良い。一方で、フレア等の太陽表面の様々なダイナミクスや太陽風の3次元的な磁場・プラズマ構造なども、実際には太陽風アルヴェン乱流の励起発展過程と無関係ではない。例えば、波動加熱モデルの対抗モデルとして挙げられることの多いナノフレア加熱モデルにおいても、アルヴェン乱流の励起源としての側面も指摘されており[86]、現実の太陽・太陽風プラズマ中ではこれらの素過程が連動・複合して生じていると考えられる。これらの様々な過程や条件を体系的にまとめていくことの重要性は明らかであり、今後は太陽表面の光学観測による研究と衛星による「その場」観測研究の協働がより一層重要になるといえる。

謝 辞

本解説で出てくる筆者らによる研究成果は科研費 MEXT/JSPS (06J09778, 20840042, 22740324) の助成を受けたものである。

参考文献

- [1] M. Neugebauer and C.W. Snyder, *Science* **138**, 1095 (1962).
- [2] E. Parker, *Astrophys. J.* **128**, 664 (1958).
- [3] T.W.J. Unti and M. Neugebauer, *Phys. Fluids* **11**, 563 (1968).
- [4] J.W. Belcher, Jr. and L. Davis, *J. Geophys. Res.* **76**, 3534 (1971).
- [5] C.Y. Tu and E. Marsch, *Space Sci. Rev.* **73**, 1 (1995).
- [6] R. Bruno and V. Carbone, *Living Rev. Solar Phys.* **2** (2005). [Online Article], <http://www.livingreviews.org/lrsp-2005-4>
- [7] E. Marsch, *Living Rev. Solar Phys.* **3** (2006). [Online Article], <http://www.livingreviews.org/lrsp-2006-1>
- [8] V.J. Hollweg, *J. Astrophys. Astr.* **29**, 217 (2008).
- [9] S. Bourouaine, E. Marsch and F.M. Neubauer, *Geophys. Res. Lett.* **37**, L14104 (2010).
- [10] R.M. Kulsrud, in *Handbook of Plasma Physics*, edited by M.N. Rosenbluth and R.Z. Sagdeev (North Holland, New York, 1983).
- [11] L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Electrodynamics of continuous media*, (Pergamon, Oxford, New York, 1984).
- [12] 太田 浩; マクスウェル理論の基礎—相対論と電磁気学 (東京大学出版, 2002).
- [13] Z. Yoshida, *Comm. Nonl. Sci. Numer. Simulat.* **17**, 2223 (2012).
- [14] Y. Nariyuki, *Phys. Plasmas* **18**, 052112 (2011).
- [15] W. Baumjohann and R.A. Treumann, *Basic space plasma physics*, (Imperial college press, 1996).
- [16] Y. Nariyuki, *Phys. Plasmas* **19**, 084504 (2012).
- [17] B.U.O. Sonnerup and S.Y.- Su, *Phys. Fluids* **10**, 462 (1967).
- [18] Y. Nariyuki, *Phys. Plasmas* **18**, 092118 (2011).
- [19] 吉田善章; プラズマ・核融合学会誌 **76**, 713 (2000).
- [20] T.K. Nakamura, *Astrophys. J.* **531**, 739 (2000).
- [21] C.B. Wang, C.S. Wu and P.H. Yoon, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 125001 (2006).
- [22] C.S. Wu, P.H. Yoon, *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 075001 (2007).
- [23] Q.M. Lu and X. Li, *Phys. Plasmas*, **14**, 042303 (2007).
- [24] S. Bourouaine, E. Marsch and C. Vocks, *Astrophys. J.* **684**, L119 (2008).
- [25] C.B. Wang and C.S. Wu, *Phys. Plasmas* **16**, 020703 (2009).
- [26] B. Wang and C.B. Wang, *Phys. Plasmas* **16**, 082902 (2009).
- [27] P.H. Yoon, C.B. Wang and C.S. Wu, *Phys. Plasmas* **16**, 102102 (2009).
- [28] C. Dong and C.S. Paty, *Phys. Plasmas* **18**, 030702 (2011).
- [29] C. Dong and C.S. Paty, *Phys. Plasmas* **18**, 084704 (2011).
- [30] Q.M. Lu, X. Gao and X. Li, *Phys. Plasmas* **18**, 084703 (2011).
- [31] D. Verscharen and E. Marsch, *Ann. Geophys.* **29**, 909 (2011).
- [32] E. Marsch, K.H. Muhlhauser, H. Rosenbauer, R. Schwenn and F.M. Neubauer, *J. Geophys. Res.* **87**, 152 (1982).
- [33] J.A. Araneda, E. Marsch and A.F. Vinas, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 125003 (2008).
- [34] Y. Nariyuki, T. Hada and K. Tsubouchi, *Phys. Plasmas* **17**, 072301 (2010).
- [35] R.Z. Sagdeev and A.A. Galeev, *Nonlinear Plasma Theory* (T.M. O'Neil and D.L. Book, 1969).
- [36] K. Mio, T. Ogino, K. Minami and S. Takeda, *J. Phys. Soc. Japan*, **41**, 265 (1976).
- [37] E. Mjølhus, *J. Plasma Phys.* **16**, 321 (1976).
- [38] M.L. Goldstein, *Astrophys. J.* **219**, 2 (1978).
- [39] N.F. Derby, *Astrophys. J.* **224**, 3 (1978).
- [40] J.-I. Sakai and B.U.O. Sonnerup, *J. Geophys. Res.* **88**, 9069 (1983).
- [41] H.K. Wong and M.L. Goldstein, *J. Geophys. Res.* **91**, 5617 (1986).
- [42] M. Longtin and B.U.O. Sonnerup, *J. Geophys. Res.* **91**, 798 (1986).
- [43] T. Terasawa, M. Hoshino, J.-I. Sakai and T. Hada, *J. Geophys. Res.* **91**, 4171 (1986).
- [44] J.V. Hollweg, *J. Geophys. Res.* **99**, 23431 (1994).
- [45] T.K. Suzuki and S. Inutsuka, *J. Geophys. Res.* **111**, A06101 (2006).
- [46] Y. Nariyuki and T. Hada, *J. Geophys. Res.* **112**, A10107 (2007).
- [47] Y. Nariyuki and T. Hada, *Nonl. Proc. Geophys.* **13**, 425 (2006).
- [48] E. Mjølhus and J. Wyller, *Phys. Scr.* **33**, 442 (1986).
- [49] E. Mjølhus and J. Wyller, *J. Plasma Phys.* **40**, 299 (1988).
- [50] A. Rogister, *Phys. Fluids* **14**, 2733 (1971).
- [51] S.R. Spangler, *Phys. Fluids* **B1**, 8 (1989).
- [52] M.D. Medvedev and P.H. Diamond, *Phys. Plasmas* **3**, 3 (1996).
- [53] T. Passot and P.L. Sulem, *Phys. Plasmas* **11**, 5173 (2004).
- [54] Y. Nariyuki and T. Hada, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76**, 074901 (2007).
- [55] T. Fla, E. Mjølhus and J. Wyller, *Phys. Scr.* **40**, 219 (1989).
- [56] J.A. Araneda, *Phys. Scr.* **75**, 164 (1998).
- [57] Y. Nariyuki and T. Hada, *Phys. Plasmas* **13**, 124501 (2006).
- [58] Y. Nariyuki and T. Hada, *Phys. Plasmas* **14**, 024703 (2007).
- [59] J.A. Araneda, E. Marsch and A.F. Vinas, *J. Geophys. Res.* **112**, A04104 (2007).
- [60] J.A. Araneda, *Phys. Plasmas* **14**, 024703 (2007).
- [61] K. Kauffmann and J.A. Araneda, *Phys. Plasmas* **15**, 062106 (2008).

- (2008).
- [62] Y. Nariyuki, T. Hada and K. Tsubouchi, *J. Geophys. Res.* **114**, A07102 (2009).
- [63] Y. Nariyuki, T. Umeda, T. Kumashiro and T. Hada, *Planet Space Sci.* **59**, 767 (2011).
- [64] H. Umeki and T. Terasawa, *J. Geophys. Res.* **97**, 3113 (1992).
- [65] Y. Nariyuki, T. Hada and K. Tsubouchi, *Phys. Plasmas* **14**, 122110 (2007).
- [66] Y. Nariyuki, T. Hada and K. Tsubouchi, *Phys. Plasmas* **15**, 114502 (2008).
- [67] 小島正宜 ; プラズマ・核融合学会誌 **82**, 751 (2006).
- [68] M. Kojima, A.R. Breen, K. Fujiki, K. Hayashi, T. Ohmi and M. Tokumaru, *J. Geophys. Res.* **109**, A04103 (2004).
- [69] L. Matteini, P. Hellinger, S. Landi, P.M. Travnicek and M. Velli, *Space Sci. Rev. (Online first)* (2011). doi:10.1007/s11214-011-9774-z.
- [70] P.C. Liewer, M. Velli and B.E. Goldstein, *J. Geophys. Res.* **106**, 29261 (2001).
- [71] G.P. Zank, W.H. Matthaeus and C.W. Smith, *J. Geophys. Res.* **101**, 17093 (1996).
- [72] V.J. Hollweg, *Rev. Geophys. Space Phys.* **16**, 4 (1978).
- [73] T.H. Stix, *Waves in plasmas* (American Institute of Physics, New York, 1992).
- [74] E. Marsch, X.-Z. Ao and C.-Y. Tu, *J. Geophys. Res.* **109**, A04102 (2004).
- [75] L. Matteini, S. Landi, P. Hellinger, F. Pantellini, M. Maksimovic, M. Velli, B.E. Goldstein and E. Marsch, *Geophys. Res. Lett.* **34**, L20105 (2007).
- [76] P. Hellinger, L. Matteini, P. Travnicek and E. Marsch, *J. Geophys. Res.* **116**, A09105 (2011).
- [77] B.A. Maruca, J.C. Kasper and S.D. Bale, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 201101 (2011).
- [78] R. Schlickeiser, M.J. Michno, D. Ibscher, M. Lazar and T. Skoda, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 201102 (2011).
- [79] T.K. Suzuki, *Astrophys. J.* **640**, L75 (2006).
- [80] S.R. Cranmer, *Living Rev. Solar Phys.* **6**, 3 (2009). [Online Article] , <http://www.livingreviews.org/lrsp-2009-3>
- [81] B.D.G. Chandran and J.V. Hollweg, *Astrophys. J.* **707**, 1659 (2009).
- [82] S.R. Cranmer, *Astrophys. J.* **710**, 676 (2010).
- [83] L. Ofman, *Living Rev. Solar Phys.* **7** (2010). [Online Article] , <http://www.livingreviews.org/lrsp-2010-4>
- [84] N. Yokoi, *Phys. Plasmas* **13**, 062306 (2006).
- [85] G.P. Zank, A. Dosch, P. Hunana, V. Florinski, W.H. Matthaeus and G.M. Webb, *Astrophys. J.* **745**, 35 (2011).
- [86] 柴田一成 ; 太陽の科学 (NHK ブックス, 2010).



なり ゆき やす ひろ
成行 泰裕

富山大学人間発達科学部人間環境システム
学科准教授。主な研究テーマは太陽風・惑
星間空間プラズマ中の非線形現象。大学院
時代に3自由度のパラメトリック崩壊不安
定性モデルから初めて、最近ようやく3次元乱流の話ができ
るところまで辿り着きつつある。段階を踏んで育ててくれた
(+好きなようにやらせてくれた) 師匠に感謝。