

磁気流体力学シミュレーションにおける衝撃波の検出手法

清水 徹[†] 鵜飼 正行[†]

流体力学および磁気流体力学の数値シミュレーションにおいて衝撃波を可視化する方法が提案される。本可視化方法では、多次元数値シミュレーションにおいて求められる場のデータにおいて、複数の波面を同時追跡し、それら波面を合成することにより衝撃波可視化が行われる。これは一次元衝撃波管問題でよく用いられる特性曲線理論を多次元数値流体シミュレーションへ拡張適用するための一手法と考えてよい。特に、本方法は磁気流体力学シミュレーションに対して効果的に適用できる。本論文では磁気流体力学衝撃波問題の一例として高速磁気再結合問題の二次元数値シミュレーションを取り上げ、従来から行われているランキンユゴニオ式を用いた衝撃波判定解析法との比較を行い、本可視化方法の有効性を示す。

The Visualization Method of Shock Waves in Magnetohydrodynamic Simulations

TOHRU SHIMIZU[†] and MASAYUKI UGAI[†]

A visualization method of shock waves generated in hydrodynamic and magnetohydrodynamic (MHD) numerical simulations is proposed. In the visualization method, some arbitrary-shaped propagating waves which are initially assumed are traced in the field data obtained in the time-developing numerical hydrodynamic simulations. Then, the shock wave is easily visualized by the overlapping of those traced waves. The visualization method may be considered to be a multi-dimensional extension of the one-dimensional characteristic wave theory (the method of characteristics) which is widely applied for the shock tube problem. In particular, this visualization method can be effectively applied for MHD simulations. In 2-dimensional MHD simulations of the fast magnetic reconnection problem, shock waves are, in fact, clearly visualized. It is revealed that this visualization method is more effective and exact than the traditional shock wave analysis, in which the Rankine Hugoniot relation is used.

1. はじめに

近年では高速なベクトル並列計算機を用いて大規模かつ複雑な流体力学および磁気流体力学問題の数値シミュレーションが可能になっている。そのような流体力学問題の中で、衝撃波は象徴的な波動現象の1つである。衝撃波は、そこであらゆる物理量が急激に変化する。そのため、従来の流体力学シミュレーションに出現する衝撃波の可視化は、まず、圧力勾配や流速変化の激しい場所を示すことによりおおまかに行われる。さらに、衝撃波を他の圧縮波と区別するための厳密な判定解析においては、ランキンユゴニオ関係式が用いられる。すなわち、その衝撃波面の法線方向や移動速度を測定し、さらにその場所の上下流側近傍の場

のデータ(流速, 圧力, 密度など)をサンプリングし、それらがランキンユゴニオ関係式を満たすとき、衝撃波と判定される^{1),2)}。しかし、有限差分近似による数値シミュレーションの場合、ランキンユゴニオ式を厳密には満たさない。なぜなら、たとえレイノルズ数が無限(非粘性流体)であったとしても、衝撃波を厳密な不連続変化として扱わないからである。つまり、数値的安定性を得るために人工的散逸効果やスムージング処理³⁾を導入し、衝撃波を有限な空間勾配を持つ波としてシミュレーションする。この「ぼやけた」衝撃波は、特に、磁気流体力学衝撃波の解析において、従来のランキンユゴニオ式による解析作業を困難にする場合がある¹⁾。

磁気流体力学とはプラズマすなわち電離気体の運動を流体近似的に扱う学問であり、それは流体力学に磁気効果を付加したものである。流体力学では衝撃波を形成する波動モードが音波だけであるのに対し、磁気

[†] 愛媛大学工学部

Faculty of Engineering, Ehime University

流体力学では3つの波動モードが存在し、そのうち、少なくとも2つの波動モードが衝撃波を形成する⁴⁾。また、磁気流体衝撃波は、他の波動や接触不連続面と長時間融合することがあり⁵⁾、その場合、圧力分布や流速分布だけでは衝撃波判定、位置測定や形状可視化が困難となる。その場合、衝撃波の法線方向や移動速度すら正確に決定できないから、ランキンユゴニオ関係式も正確に適用できない。本論文では、このように従来法では可視化や検出判定が困難な衝撃波問題の数値シミュレーションに対して、衝撃波を正確に可視化するため、特性曲線理論に基づいた波面追跡を行い、複数の波面の重ね合わせにより衝撃波を可視化する方法を提案する。

特性曲線理論は一次元の流体力学および磁気流体力学の衝撃波管問題に対して容易に適用できる。その場合、衝撃波は時空間内の複数の特性曲線に沿って動く波動要素が時間とともにある場所(特異点)に集積することにより可視化できる⁶⁾。つまり、その特異点が衝撃波となる。一次元問題では、そのような波動要素や衝撃波はいつも単純な平面波だから、波面追跡は容易である。しかし、多次元問題では波動要素や衝撃波が平面波であるとは限らず、しかも時間とともに形状変化してよいため、精度良く追跡する必要がある。

本論文では、流体力学および磁気流体力学の多次元数値シミュレーションにおいて衝撃波を検出し可視化する方法を提案する。2章は特性曲線理論とそれに基づいた多次元波面追跡の考え方と衝撃波の基本的性質について述べる。3章で二次元の流体力学および磁気流体力学シミュレーションにおける波面追跡法を示す。4章では、その波面追跡法を磁気流体力学シミュレーションに適用して衝撃波可視化を行う。衝撃波を可視化し解析する作業において、従来のランキンユゴニオ式を用いた方法に対し、本可視化処理の有効性が具体的に示される。最後に、5章をまとめとする。

2. 特性曲線理論

2.1 多次元の波動伝搬

散逸項を持たない時間発展型の流体力学方程式や磁気流体力学方程式は一般に次のような三次元双曲型偏微分方程式として記述できる。

$$\partial \vec{U} / \partial t = -\partial \vec{F}_1 / \partial x_1 - \partial \vec{F}_2 / \partial x_2 - \partial \vec{F}_3 / \partial x_3. \quad (1)$$

\vec{U} は m 個の場の量(流速, 圧力, 密度, 磁場などの物理量)から構成されている。 \vec{F}_μ は \vec{U} の関数であり、添字 μ は三次元空間の位置ベクトルの成分

x_μ ($\mu = 1, 2, 3$) に対応する。さらに、 $x_0 = t$ とし、 $\partial \vec{F}_\mu / \partial \vec{U} = A_\mu$ ($\mu = 1, 2, 3$)、さらに単位行列 $E = A_0$ と置くと、式(1)は次のように書き換えられる。

$$A_\mu (\partial \vec{U} / \partial x_\mu) = 0 \quad (\mu = 0, 1, 2, 3). \quad (2)$$

この式はすべての μ について和がとられている。 \vec{U} があるスカラー量 $\phi(x_\mu)$ と $\xi_s(x_\mu)$ ($\mu = 0, 1, 2, 3; s = 1, 2, 3$) に関して十分に滑らかな関数であると仮定し、その曲線座標 (ϕ, ξ_s) で上式を書き換えると

$$A_\mu (\partial \vec{U} / \partial \phi) (\partial \phi / \partial x_\mu) + A_\mu (\partial \vec{U} / \partial \xi_s) (\partial \xi_s / \partial x_\mu) = 0 \quad (\mu = 0, 1, 2, 3; s = 1, 2, 3) \quad (3)$$

と書ける。ここで、ある ϕ 値に対していつも

$$\det(A_\mu (\partial \phi / \partial x_\mu)) = 0 \quad (4)$$

であれば、式(3)はその ϕ 値をとる等値面内において $(\partial \vec{U} / \partial \phi)$ が特定されず、つまり非唯一解を持つから、その近傍で ϕ の変化に応じて \vec{U} の変化は一意に決まらない。これはある時刻において、 ϕ の等値面の法線方向に生じた \vec{U} の変動(波)がその等値面を横切って伝搬しえないことを意味している。なぜなら、もしその等値面を横切って \vec{U} の変動(波)が伝搬しようとする、少なくともそれは等値面で $(\partial \vec{U} / \partial \phi)$ 値が波の通過に応じた変化をしなければならぬから、 $(\partial \vec{U} / \partial \phi)$ は式(3)によって特定されなければならない。それは式(4)に反する。ゆえに、式(2)において波が伝搬するとき、その伝搬経路が ϕ の等値面に沿うことが伝搬のための必要条件となる⁶⁾。このように式(4)を満たす ϕ の等値面を特性曲面という。

さて、 $\nabla \phi = (\partial / \partial x_1, \partial / \partial x_2, \partial / \partial x_3) \phi$ 方向に単位ベクトル \vec{n} をとると、式(4)は、 ϕ の等値面上の各場所で、その法線ベクトル \vec{n} に関して、

$$\det(A_0 \partial \phi / \partial t + A_n \nabla_n \phi) = 0 \quad (5)$$

と書き換えられる。ここで、 A_n は A_μ ($\mu = 1, 2, 3$) の \vec{n} 方向への直交変換、 ∇_n は \vec{n} 方向微分である。式(2)は双曲型だから、 A_n は固有行列 B と実数固有値 λ_i ($i = 1, 2, \dots, m$) からなる対角行列 C を用いて、 BCB^{-1} と書けて、式(5)は

$$\det(A_0 \partial \phi / \partial t + BCB^{-1} \nabla_n \phi) = \det(A_0 \partial \phi / \partial t + C \nabla_n \phi) = 0 \quad (6)$$

となり、 A_0 が単位行列であることに注意すると、その解は、

$$(\partial \phi / \partial t) + \lambda_i (\nabla_n \phi) = 0 \quad (i = 1, 2, \dots, m) \quad (7)$$

となり、これは固有値 λ_i が ϕ の等値面を伝わる波の伝搬速度となることを意味している。なお、 λ_i は式(2)の

波動伝搬モードの数だけ存在し、その数は変数 \vec{U} の成分数 m に等しい。式 (7) は時空間 (t, x_μ) ($\mu = 1, 2, 3$) において波が (λ_i, \vec{n}) 方向に伝搬することを意味しているから、その方向はいつも ϕ の等値面内にある。いい換えると、その波はいつも空間内を波面に直角方向に速度 λ_i で伝搬する。

2.2 衝撃波

衝撃波の形成過程を簡潔に説明するために、式 (2) において、1 変数 ($m = 1$) かつ空間一次元 ($\mu = 1$) とし、

$$\partial u / \partial t = u \partial u / \partial x = \partial (u^2 / 2) / \partial x \quad (8)$$

なる非線形波動方程式を考えよう。これは Burgers 方程式と呼ばれる。この厳密解は解析的に得られるが、その解は複雑なだけで直観的理解には役立たないと思えるのでここには示さない。一次元問題であるから \vec{n} はいつも x 方向である。 $m = 1$ だから波動モードは1つのみ。その伝搬速度 λ は $-u$ となる。まず、初期的に u が図 1 (a) の実線のように与えられると、その $u = 0$ をまたぐ遷移領域の緩やかな勾配 (波) は時間とともにきつくなり、 $u = 0$ の点へ集中する。そして、ある時刻以降は階段関数となる (図 1 (b) の破線)。これが衝撃波である。図 1 (c) は、そのときの波動要素の動きを $x-t$ 時空間上の特性曲線 (直線) によって示

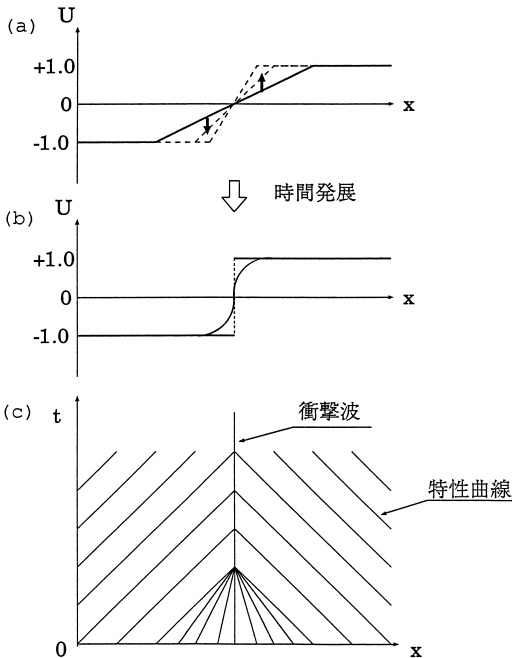


図 1 Burgers 方程式における衝撃波形成; (a) 過渡変化, (b) 最終定常状態 (c) 特性曲線
Fig. 1 The shock formation in the Burgers eq.; (a) Initial variations, (b) final steady state of shock and (c) the method of characteristics.

している。式 (7) が $\partial \phi / \partial t - u \partial \phi / \partial x = 0$ となるから、図 1 (c) では、 ϕ の等高線 (特性曲線) は x 軸上を伝搬速度 $-u$ で移動する波動要素の軌跡となる。そして、それらの特性曲線が集中し消失する場所が衝撃波となる。次章では、二次元の場合について波動要素を追跡する。一次元では波は無限に広がる平面波となるが、二次元以上では、波動要素は時間とともに変化する任意形状の波面となる。

ところで、実際の有限差分近似による時間発展型の数値シミュレーションでは図 1 (b) の破線のような階段関数を離散的に扱えない。すなわち、そのような数値計算は数値誤差により破綻する。それを避けるため、式 (8) に何らかの人工散逸項やスムージング項³⁾を加えて計算を安定化させるのが普通である。その結果として図 1 (b) の実線のように階段関数は有限厚さを持ち「なまって (ぼやけて)」しまう。これは弱い衝撃波が近傍の他の波動と融合しマスクされてしまう可能性が生じることを暗示して、衝撃波の可視化や検出に際し、大きな障害となりうる。

3. 波面追跡法

特定の波動モードに関して式 (4) を満たす ϕ の等値曲面をある時刻の断面で切り取ると、その断面が波面となる。前章で述べたとおり、その波面の移動方向はその波面上のいたるところで法線方向 $\nabla \phi / |\nabla \phi| = \vec{n}$ であり、それは移動速度 λ_i で進行する。図 2 に二次元の場合の波面追跡法を示す。ある時刻 t の波面を粒子列 \vec{x}_j ($j = 1, 2, \dots, K$) で表現する。 K は総粒子数である。各粒子は、 i 番目の波動モードの伝搬速度 λ_i で波面の法線方向 \vec{n} に進む。ただし、 λ_i と \vec{n} はその時刻の粒子位置 \vec{x}_j に依存している。つまり、波面追跡は各粒子 j に関して

$$d\vec{x}_j / dt = \lambda_i(\vec{x}_j) \vec{n}(\vec{x}_j) \quad (9)$$

なる常微分方程式を解くことに帰着できる。本可視化法では、一次打切誤差精度の時間前進差分式 $\vec{x}_j(t + \Delta t) =$

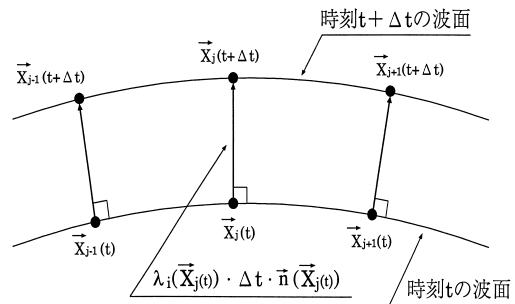


図 2 波面追跡法

Fig. 2 The calculation method of the wave trace.

$\vec{x}_j(t) + \Delta t \lambda_i(\vec{x}_j(t)) \vec{n}(\vec{x}_j(t))$ を用いて式 (9) を数值的に解く. それは数値シミュレーションで逐次生成される場のデータをもとに行うから, 数値シミュレーション実行中に行われる. なお, 空間二次元の場合の単位法線ベクトル $\vec{n}(\vec{x}_j)$ は最近傍の粒子 x_{j+1} と x_{j-1} を用いて差分近似 $(x_{j+1} - x_{j-1}) \times \vec{n}(\vec{x}_j) = 0$ と $|\vec{n}(\vec{x}_j)| = 1$ から求められる.

まず, 二次元圧縮性流体力学の場合の音波の追跡結果を図 3 に示す. 右方向へ一様な流速 $\vec{u} = (u_x, 0, 0)$ で流れる流体中を音速 $c_s = \sqrt{\gamma p / \rho}$ で等方的に伝搬する音波が示されている. ここで, γ 比熱比, p 圧力, ρ 密度であり, $\lambda = c_s + \vec{u} \cdot \vec{n}$ となる. 図 3 には, 初期波面 ($t = 0$) が等方的に拡大しながら右へ移動していく様子が丸い粒子の列で構成された波面 ($t = 0.72, 1.44$) として見られる.

次に, 二次元圧縮性磁気流体力学を考えよう. 中性気体の音波に対応する波動モードとしては slow, Alfvén と fast 波の 3 つが存在する. それぞれの伝搬速度 c_i は,

$$\begin{aligned} c_1^2 &= \left\{ 2(c_s^2 + b^2) - \sqrt{(c_s^2 + b^2)^2 - 4c_s^2 b^2} \right\} / 4 \\ c_2^2 &= b_s^2 \\ c_3^2 &= \left\{ 2(c_s^2 + b^2) + \sqrt{(c_s^2 + b^2)^2 - 4c_s^2 b^2} \right\} / 4 \end{aligned} \quad (10)$$

である. ただし, c_s 音速, b は Alfvén 速度 ($b^2 = B^2 / \rho$), $B = |\vec{B}|$ 磁場強度である. また, これら磁気流体波動の伝搬速度は磁場に対して異方性を有しており, そのため $b_s = b \cos \theta$ (θ は磁場 \vec{B} と法線ベク

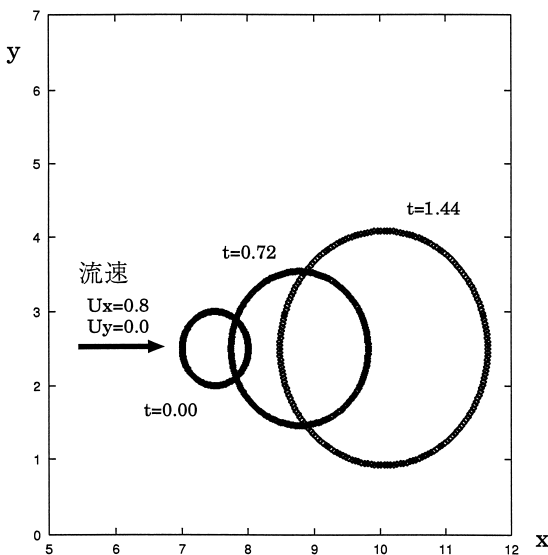


図 3 一様流れ場における中性気体の音波追跡

Fig. 3 The sound wave trace in an uniform flow field.

トル \vec{n} のなす角度) である. したがって, 流速 \vec{u} を考慮すると, 実際の波動伝播速度は $\lambda_i = c_i + \vec{u} \cdot \vec{n}$ ($i = 1, 2, 3$) となる^{4),7)}. 式 (9) の数値解を安定的に求めるためには, $|\lambda_i \Delta t|$ が粒子間隔 $\Delta x = |x_{j+1} - x_j|$ より十分小さくしなければならないことに注意する. 本章でこの波面追跡による衝撃波可視化結果を示す.

4. 磁気流体衝撃波の可視化

本章では磁気流体力学問題の 1 つである高速磁気再結合問題の数値シミュレーションにおいて衝撃波の可視化を試みる. 高速磁気再結合過程はプラズマの爆発的なエネルギー変換機構として知られており, 地球近傍で起こる磁気嵐のトリガー機構や太陽表面で発生するフレアの発生機構において重要な役割を果たしていると考えられている. そのような現象では様々な衝撃波が発生し, プラズマの加熱や加速に寄与している. したがって, 数値シミュレーションで得られたデータにおいて衝撃波を可視化し解析する作業はきわめて重要である^{1)~3),5)}.

初期条件として反平行磁場形状のプラズマ状態を与えて, 二次元数値シミュレーションを行うと, 高速磁気再結合過程が発生する. 図 4 (a), (b) はそれぞれ高速磁気再結合過程が十分に発達した時刻の磁力線と密度分布の様子を示している. x 軸と y 軸には対称境界条件が用いられているため, この現象はそれら両軸に関して対称に発展している ($x < 0$ 側は示していない). 図 4 (a) では磁力線の向きが分からないが, $y > 0$ と $y < 0$ の磁力線は反対向きになっており, つまり反平行磁場状態になっている. 流れのパターンは図 4 (a)

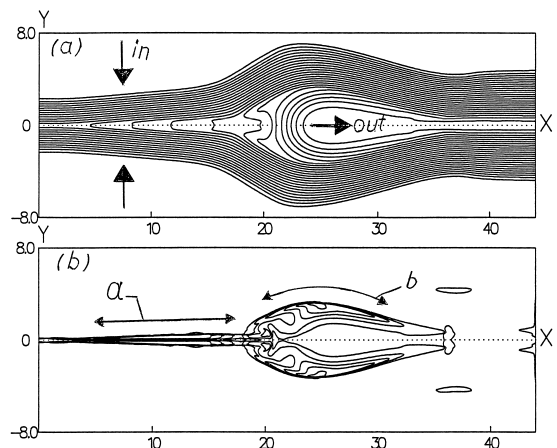


図 4 高速磁気再結合問題の二次元磁気流体力学シミュレーション; (a) 磁力線, (b) 密度分布

Fig. 4 The 2D Magnetohydrodynamic simulation for fast magnetic reconnection; (a) Magnetic field and (b) plasma density.

表 1 衝撃波の上下流データとランキンユゴニオ関係

Table 1 Comparisons with simulation data and theoretical data estimated by the Rankine Hugoniot relation.

(i) b_1	u_x	u_y	B_x	B_y	ρ	p
up (sim)	.050	-.583	-.069	.809	0.805	.105
down (sim)	.028	-.252	-.069	.616	1.429	.382
down (R-H)	.030	-.226	-.069	.604	1.320	.392
(ii) b_2	u_x	u_y	B_x	B_y	ρ	p
up (sim)	.076	-.528	-.088	.610	0.833	.152
down (sim)	.053	-.264	-.088	.438	1.085	.335
down (R-H)	.060	-.257	-.088	.401	1.051	.341

up: upstream data

down: downstream data

sim: simulation data

R-H: theoretical data by the Rankine Hugoniot relation

Those locations of b_1 and b_2 are marked in Fig. 5 (c)

中の 3 つの大きな矢印でだまかに示されており、その流れは図の上と下から流入し、 x 軸付近で右に偏向し、それと同時に加速されて、図の右境界から流出していく。密度と磁場が急激に変化する様子から、おおまかにいって、衝撃波は図 4 (b) の区間 a と b と、それらの x 軸 ($y = 0$) 対称な場所 ($y < 0$) に発生していることが分かる。つまり、そこでプラズマは偏向し加速している。しかし、この図から、その衝撃波の範囲 (どこまで伸びているのか) を正確に特定することは不可能である。そのため、従来の衝撃波判定解析ではランキンユゴニオ関係式が用いられる。

ランキンユゴニオ関係式は衝撃波の上流と下流の場の量の関係を示す理論式⁸⁾であり、衝撃波が厚さ零の階段状関数となる (非散逸、非粘性流体の) とき、その関係式は厳密に満たされる。表 1 (i) と (ii) は図 4 (b) の区間 b 内から 2 か所 b_1 と b_2 (図 5 (c)) を選んで、その上流側 (up) と下流側 (down) でサンプリングした場データ (実測値; sim) と、その上流データをランキンユゴニオ関係式へ代入して得られた下流側の理論値 [down (R-H)] を示している。なお、ランキンユゴニオ式は衝撃波とともに動くフレーム (deHoffmann-Teller 座標系) において適用されなければならないため、表 1 のシミュレーションデータは衝撃波の法線方向と移動速度の実測値により補正されている。いずれの表においても、下流の実測値 [down (sim)] と理論値 [down (R-H)] はきわめて近い値となっているが、厳密には一致しない。いずれの場合も両者のズレは、各物理量の絶対値を基準とすると、最大値で 11~12% 程度、平均で 2~3% 程度である。この厳密に一致しない理由は、シミュレーションの数値的安定性を維持するために付加されたスムージング処理のため、衝撃波がぼやけてしまい、図 2 (b) の実線で見

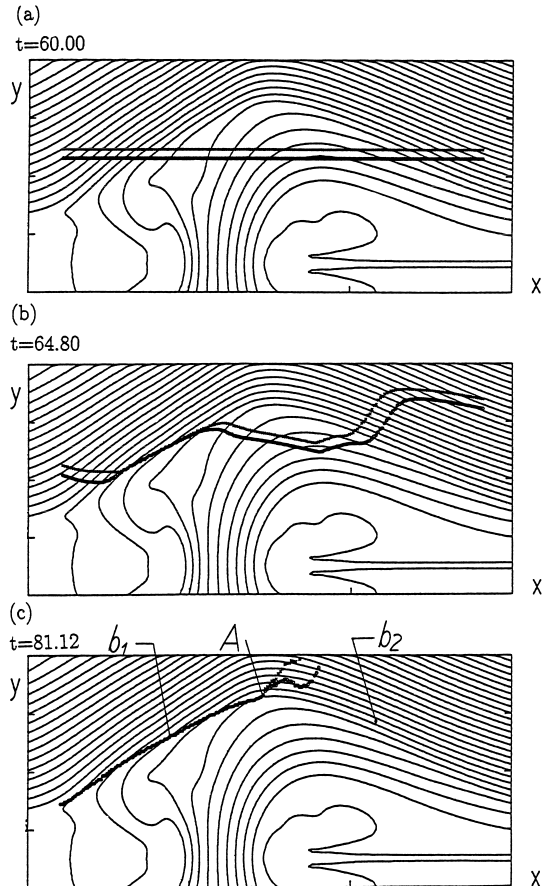


図 5 衝撃波可視化 (磁力線の図 4 (a) の部分拡大); (a) 2 つの波面の初期位置, (b) 衝撃波領域を横切って波面追跡中, (c) 最終状態, 点 A より左が衝撃波である

Fig. 5 The visualization of a shock wave in magnetic field lines (a part of Fig. 4 (a)); (a) Initial state of two waves, (b) tracing toward the shock region and (c) in the final state, a shock is visualized by the overlap of two waves leftside of the point A.

たように衝撃波が有限厚さを持つからである¹⁾。つまり、まず有限厚さを持つ衝撃波が他の波動と干渉すると上流下流の場の量は純粋な衝撃波の上流下流値とならない、また、その衝撃波厚さのため時間変化する衝撃波の移動速度や法線方向の厳密な測定は困難である。これらのことがランキンユゴニオ関係式の適用に際して障害となっている。しかしそれらのことを考慮すると、従来の判定レベル^{1),2)}ではこれらは両方とも表 1 により衝撃波であると判定されてよいかもかもしれない。

一方、本可視化方法はそのような曖昧なデータサンプリングや評価をまったく必要としない。図 5 は図 4 (b) の区間 b に生じた衝撃波の波面追跡結果を示す。図 5 (a) に 2 つの平行な波面の初期位置を示す。その初期位置と形状は任意に決めることができる。図 5 (b)、

(c) は波面追跡中の時間経過を示しており, (b) から (c) にかけて, これら 2 つの波面は衝撃波に到達している. 図 5(c) では, 中央部の点 A より左側で 2 つの波面がほとんど融合しているのに対し, 右側では 2 つの波面が融合せずに, 表 1(ii) において衝撃波であると判定された点 b_2 を通過している. したがって, 表 1(ii) のランキンユゴニオ解析結果に反して, 図 5(c) の点 A より右側は衝撃波ではないことが分かった.

もちろん, このように複数の波面が集まるからといって, そこが厳密に衝撃波であることは保証されない. なぜなら, それが圧縮波でありさえすれば, 複数の波面は集まるからである. しかし, 本方法で圧縮波として可視化されることは衝撃波であるための必要条件である. よって, 本可視化方法は, ランキンユゴニオ関係式を用いた従来の方法よりも, 衝撃波判定や可視化処理において有効に働くことが示された.

5. ま と め

本論文では, 流体シミュレーション中に複数の波動の同時追跡を行い, それら波動が衝撃波において重なることを利用して, 衝撃波を可視化する方法を提案し, 特に, 磁気流体力学シミュレーションにおいて有効であることを示した. 本方法は厳密に衝撃波判定できるものではないが, 基となる数値シミュレーション精度の範囲内において, ランキンユゴニオ式を用いて行われてきた従来の方法よりも高精度かつ容易に衝撃波を検出し可視化できることが実際に示された.

なお, 本方法では, 衝撃波の移動速度や法線方向が, 衝撃波に沿った追跡波面の移動速度や法線方向として, 容易かつ精度良く知れるので, ランキンユゴニオ式に対して高精度に適用されてよい. ゆえに, 本手法は, 衝撃波の有限厚さのためにその精密な衝撃波位置が分からない場合に効果を発揮するであろう.

また, ここでは衝撃波の可視化処理過程を分かりやすく見せるため, 衝撃波の発生していそうな場所に 2 つの波面を初期配置した. しかし, 本方法は本質的に波面の初期配置や初期伝搬方向によらない. すなわち, たとえ衝撃波面に対し斜めに伝搬する波面を与えても, その波面はやがて自然に衝撃波に沿っていく. ゆえに, いかなる場所に衝撃波が出現しようとも, 多数の波面をシミュレーション領域全域に配置して, それらを同時に追跡し, それら波面の圧縮状態をモニタしていれば衝撃波可視化が可能である.

今後の課題として, まず, 図 5(c) のように, 波面の一部だけが衝撃波に到達した後の波面追跡計算が数値的に不安定化しやすいという問題の解決があげられる.

これは式 (4) を満たす ϕ が衝撃波とそうでない部分の境目で不連続となり, 結果として, 波面がそこで急激に折れ曲がることに起因している. 実際, 図 5(c) の後, その計算は徐々に数値的破綻に向かう. 一方, 本波面追跡法の三次元問題への拡張も考えられてよい. ここでは粒子配置や波面法線方向の決定ルーチンを再検討しなければならない.

謝辞 本論文で行われた数値計算は, 京都大学宇宙電波科学センターの電波科学計算機実験共同利用研究, ならびに名古屋大学太陽地球環境研究所の計算機利用共同研究の支援により, 京都大学および名古屋大学大型計算機センターの VPP システムを用いて行われた. 謹んで感謝の意を表する.

参 考 文 献

- 1) Shimizu, T. and Ugai, M.: Adiabatic Expansion Acceleration Mechanism of Superfast Jets in the Spontaneous Fast Magnetic Reconnection Model, *Phys. Plasmas*, Vol.7, No.6, pp.2417-2424 (2000).
- 2) Hoshino, M. and Nishida, A.: Numerical Simulation of the Dayside Reconnection, *J. Geophys. Res.*, Vol.88, No.A9, pp.6926-6936 (1983).
- 3) Ugai, M.: MHD Simulations of Fast Reconnection Spontaneously Developing in a Current Sheet, *Comput. Physics Communications*, 49, pp.185-192 (1988).
- 4) Sutton, G.W. and Sherman, A.: *Engineering Magneto-hydrodynamics*, McGraw-Hill series in Mechanical Engineering, p.309, McGraw-Hill Book Company (1965).
- 5) Ugai, M. and Shimizu, T.: Computer Studies on Noncoplanar Slow and Intermediate Shocks Associated with the Sheared Fast Reconnection Mechanism, *Phys. Fluids B*, Vol.1, No.2, pp.296-307 (1994).
- 6) 谷内俊弥, 西原功修: 非線形波動, pp.64-69, 岩波書店 (1977).
- 7) Brio, M. and Wu, C.C.: An Upwind Differencing Scheme for the Equations of Ideal Magneto-hydrodynamics, *J. Comput. Phys.*, 75, pp.400-422 (1988).
- 8) Hau, L.N. and Sonnerup, B.U.O.: On the Structure of Resistive MHD Intermediate Shocks, *J. Geophys. Res.*, Vol.94, No.A6, pp.6539-6551 (1989).

(平成 12 年 11 月 13 日受付)

(平成 13 年 2 月 1 日採録)



清水 徹 (正会員)

昭和 37 年生。昭和 62 年東北大学大学院工学研究科応用物理学専攻博士前期課程修了。同年より高知工業高等専門学校機械工学科助手，平成 4 年より愛媛大学工学部情報工学科助手。平成 8 年より同大学講師。数値計算法，太陽系プラズマ物理の計算機シミュレーション，およびそのデータ可視化処理に関する研究に従事。博士(工学)，日本応用数理学会，地球電磁気地球惑星圏学会各会員。



鶴飼 正行 (正会員)

昭和 23 年生。昭和 46 年京都大学工学部電気工学科卒業，昭和 48 年同大学大学院修士課程修了，同年愛媛大学工学部電気工学科助手，現在，同大学工学部情報工学科教授。計算物理の基礎研究に従事，現在は数値シミュレーション，数値解析，スーパーコンピューティング，グラフィックス等に興味を持つ。工学博士。American Geophysical Union，地球電磁気地球惑星圏学会各会員。