目次

✓第1回目 高エネルギー天体物理の基礎 「星の進化、超新星爆発の標準理論」

✓第2回目 シミュレーション研究最前線 「爆発天体現象のエンジンは解明されたか?」

✓第3回目 ニュートリノ輻射流体数値計算法 ガンマ線バーストの中心天体

✓第4回目 マルチメッセンジャー天文学に向けて (重力波・ニュートリノ・多波長電磁波観測) 「天体物理・素核物理へのフィードバック」

Outline

§2-1「球対称モデルの問題点」
✓観測からのアプローチ
✓理論からのアプローチ

§2-2 「<u>多次元シミュレーション研究最前線</u>」 (爆発天体現象のエンジンは解明されたか?)

§3-1 流体基礎方程式の導出(時間が許す限り)

§ **2-1**

球対称モデルの問題点 「超新星モデラーたちの苦闘の歴史」

この20年を振り返って(1/3)

<u>Neutrino-heating mechanism (Wilson '82, Bethe'85) in spherical</u> <u>symmetry fails to explode massive stars with iron cores.</u>





・重力崩壊型超新星の撮像

- (Wang+.01,02)
- Multidimensional explosions are favorable for reproducing the synthesized elements. (Nagataki+.97, Maeda+.03, Kifonidius+.07, Maeda+08...)

多次元の効果が本質的!

爆発の多次元性を支持する観測

図提供:前田啓一さん、田中雅臣さん(IPMU)

✓超新星の後期分光観測





爆発の多次元性を支持する観測

✓超新星の後期分光観測



✓ bipolar explosion & 非軸対称:2D・3D効果が重要

図提供:前田啓一さん、田中雅臣さん(IPMU)

2002ap

2004gq

2006ck

2005nb

2004fe

2006

爆発の多次元性を支持する観測

✓超新星の後期分光観測





✓ bipolar explosion & 非軸対称:2D・3D効果が重要

この20年を振り返って(1/3)

<u>Neutrino-heating mechanism (Wilson '82,Bethe'85) in spherical</u> symmetry fails to explode massive stars with iron cores.





・重力崩壊型超新星の撮像

- (Wang+.01,02)
- Multidimensional explosions are favorable for reproducing the synthesized elements. (Nagataki+.97, Maeda+.03, Kifonidius+.07, Maeda+08...)



この20年を振り返って(2/3)

・この分野のメインストリーム:1次元球対称 but ...

<u>より詳細なマイクロ物理・高精度なニュートリノ輸送法で!</u>

Neutrino reactions in the supernova core

	Reaction			References Sophistications	
	VG±	=	VE±	Mezzacappa & Bruenn (1993a)	
				Cernohorsky (1994) Horowitz (1997)	
	v A	+	vA		
narged				Bruenn & Mezzacappa (1997)	
urrent	vN	=	νN	Burrows & Sawyer (1998)	
	v _e n	+	e ⁻ p	Burrows & Sawyer (1999) Burrows & Sawyer (1999)	
	$\overline{v_e} p$	+	e ⁺ n		
	ve A'	+	e ⁻ A	Bruenn (1985), Langanke et al. (2003)	
				Mezzacappa & Bruenn (1993b)	
	vv	=	e ⁻ e ⁺	Bruenn (1985), Pons et al. (1998)	
	vv NN	+	NN	Hannestad & Raffelt (1998)	
	$v_{\mu,\tau}\overline{v}_{\mu,\tau}$, 1	VeVe	Buras et al. (2003)	
	$\nabla_{\mu,\tau} \nabla_e$	≑	$\nabla_{\mu,\tau} \nabla_e$	Buras et al. (2003)	

ニュートリノと電子のinelastic scattering

$$\nu_e + e^{\pm} \rightleftharpoons \nu_e + e^{\pm}$$

(Bruenn & Mezzacappa '93,'97 ApJ)

Down-scattering of energy neutrino

Mean neutrino energy <u>neutrino</u>







この20年を振り返って(2/3)

・この分野のメインストリーム:1次元球対称だが、
 より詳細なマイクロ物理&高精度なニュートリノ輸送法で!

Neutrino reactions in the supernova core

				Oankistiantiana	
	Reaction		_	References Sophistications	
$v e^{\pm} \rightleftharpoons v e^{\pm}$ Mezz		VE±	Mezzacappa & Bruenn (1993a)		
				Cernohorsky (1994)	
	vA	_	vA 🛛	Horowitz (1997)	
harge	4			Bruenn & Mezzacappa (1997)	
curren	t vN	=	νN	Burrows & Sawyer (1998)	
	v _e n	, 1	е¯р	Burrows & Sawyer (1999)	
	$\overline{v_e}p$	+	e^+n	Burrows & Sawyer (1999)	
	ve A'	;≓	e ⁻ A	Bruenn (1985), Langanke et al. (2003)	
				Mezzacappa & Bruenn (1993b)	
	vv	#	e ⁻ e ⁺	Bruenn (1985), Pons et al. (1998)	
	vv NN	; +	NN	Hannestad & Raffelt (1998)	
	$v_{\mu,\tau}\overline{v}_{\mu,\tau}$	=	$v_e \overline{v_e}$	Buras et al. (2003)	
	$(\widehat{\mathcal{V}}_{\mu,\tau},\widehat{\mathcal{V}}_{e})$	⇒	$\nabla_{\mu,\tau} \nabla_e$	Buras et al. (2003)	

<u>原子核への電子捕獲率の見直し(1/3)</u>



(Langanke et al. '03 PRL, Hix et al. '04)



• Fuller, Fowler, Neuman in the 80's

GT Transition to lowest excited state was taken into account . N=40 shell closure.

原子核への電子捕獲率の見直し(2/3)



(Langanke et al. '03 PRL, Hix et al. '04)

(爆発しにくくなるセンス)



- In the reaction rates by Fuller, Fowler, Neuman in the 80's, the GT transition is assumed to be blocked when N > 40.
- SMMC simulation (+RPA model) reveals the unblocking mechanism.

lepton

⇒ 電子捕獲率up





原子核への電子捕獲率の見直し(2/3)



(Langanke et al. '03 PRL, Hix et al. '04)





 In the reaction rates by Fuller, Fowler, Neuman in the 80's, the GT transition is assumed to be blocked when N > 40.

- SMMC simulation (+RPA model) reveals the

Tasks for improvements..

✓ Reaction rates are only for 45 < A < 112
 A ~ 200 is needed to follow a full evolution in the SN simulation.
 ✓ Their reaction rates are not open... (open to only one group)

Improved estimate of electron capture rates on nuclei during stellar core collapse

NPA(2010)

A. Juodagalvis^a K. Langanke^{b,c,d} W.R. Hix^e G. Martínez-Pinedo^b J.M. Sampaio^f





✓ 2700核種に関してweak interaction rate を計算
 ✓ これまでのレートとほとんど変わらない
 ✓ データは、リクエストに応じてオープン。

原子核への電子捕獲率の見直し(3/3)



<u>原子中性子星内部で重要になってくる反応</u>

これまでの話

Reaction			Keferences
VE±	⇒	VE±	Mezzacappa & Bruenn (1993a)
			Cernohorsky (1994)
v A	⇒	vA	Horowitz (1997)
			Bruenn & Mezzacappa (1997)
νN	⇒	vN	Burrows & Sawyer (1998)
v _e n	≑	e ⁻ p	Burrows & Sawyer (1999)
$\overline{v_e} p$	⇒	e ⁺ n	Burrows & Sawyer (1999)
ve A'	⇒	e ⁻ A	Bruenn (1985), Langanke et al. (2003)
			Mezzacappa & Bruenn (1993b)
vv	≑	e ⁻ e ⁺	Bruenn (1985), Pons et al. (1998)
vv NN	⇒	NN	Hannestad & Raffelt (1998)
$v_{\mu,\tau}\overline{v}_{\mu,\tau}$	⇒	$v_e \overline{v_e}$	Buras et al. (2003)
$\nabla_{\mu,\tau} \nabla_e$	≓	$\nabla_{\mu,\tau}\nabla_{e}$	Buras et al. (2003)

ここからの話





<u> 核子・核子間同士のnuclear interaction の効果</u>

Yamada & Toki, Phys.Rev. C61 (2000) 015803

(e.g.,Burrows & Sawer '98,'99)

0.2

0.4

.0.3

$$\nu + N \rightleftharpoons \nu + N$$

$$R(q^{in}, q^{out}) = \frac{G_F^2}{2} K_{\alpha\beta}(q^{in}, q^{out}) S_N^{\alpha\beta}(k).$$

$$S_N^{\alpha\beta}(k) = \int d^4x e^{ikx} \langle J_N^{\alpha}(x) J_N^{\beta}(0) \rangle.$$

$$Idynamical structure function$$

$$R_1(k) \sim h_F^2 \int d^4x e^{ikx} \langle J_N^{\alpha}(x) \rho_N(0) \rangle.$$

$$Idynamical structure function$$

$$R_1(k) \sim h_F^2 \int d^4x e^{ikx} \langle J_N^{\alpha}(x) \rho_N(0) \rangle.$$

$$Idynamical structure function$$

$$Idynamical structure function$$

$$R_1(k) \sim h_F^2 \int d^4x e^{ikx} \langle J_N^{\alpha}(x) \rho_N(0) \rangle.$$

$$Idynamical structure function$$

$$Idy$$



反電子型ニュートリノ: $\mathcal{O}(1/m_N)$ cross section を下げるセンス =>爆発にXのセンス

マイクロ物理の精密化のまとめ

この分野のメインストリーム:1次元球対称だが、
 より詳細なマイクロ物理・高精度なニュートリノ輸送法で!

eutrino reactions in the supernova core				
Reaction			References	explosion
ve±	≓	VE±	Mezzacappa & Bruenn (1993a)	×
			Cernohorsky (1994)	
vA	; `	vA	Horowitz (1997)	\times
			Bruenn & Mezzacappa (1997)	
v N	; `	vN	Burrows & Sawyer (1998)	\bigcirc
v _e n	⇒	e⁻p	Burrows & Sawyer (1999)	
ve p	\Rightarrow	e ⁺ n	Burrows & Sawyer (1999)	
ve A'	, 1	e ⁻ A	Bruenn (1985), Langanke et al. (2003)	\times
			Mezzacappa & Bruenn (1993b)	(smaller Ye)
vv	\Rightarrow	e^ e+	Bruenn (1985), Pons et al. (1998)	O
VV NN	⇒	NN	Hannestad & Raffelt (1998)	\bigcirc
$v_{\mu,\tau}\overline{v_{\mu,\tau}}$	\rightleftharpoons	$v_e \overline{v_e}$	Buras et al. (2003)	\cap
$\widehat{\nabla}_{\mu,\tau}\widehat{\nabla}_{e}$	≓	$\nabla_{\mu\tau}\nabla_{\epsilon}$	Buras et al. (2003)	(larger Lv)

マイクロ物理の精密化のまとめ

・この分野のメインストリーム:1次元球対称だが、
 より詳細なマイクロ物理・高精度なニュートリノ輸送法で!

Neutrino reactions in the supernova core					Good(O) or bad(×) for
	Reaction			References	explosion
	Vet	#	VE±	Mezzacappa & Bruenn (1993a)	×
				Cernohorsky (1994)	
	vA	; +	vA	Horowitz (1997)	×
				Bruenn & Mezzacappa (1997)	\cap
	νN	, 1	νN	Burrows & Sawyer (1998)	\cup
	$v_c n$	=	e_p	Burrows & Sawyer (1999)	—
	v _e p	=	e ⁺ n	Burrows & Sawyer (1999)	\checkmark
	v _e A'	=	e A	Bruenn (1985), Langanke et al. (2003)	(cmaller Ve)
	_			Mezzacappa & Bruenn (19936)	(smaller re)

✓ベストを尽くして1Dでは爆発しないのが現状。
 ✓パスタ・EOS(第1回)、非線形ニュートリノ振動の効果
 (第4回)等、マイクロ物理の精密化の余地は残されている。



<u>多次元シミュレーションでニュートリノ加熱駆動爆発をおこすのに必要な要素</u>

√ニュートリノ輻射パート:

Neutrino heating depends on neutrino luminosities, spectra, and angular distributions.

√流体パート:



$$\dot{\epsilon} = \frac{X_n}{\lambda_0^a} \frac{L_{\nu_c}}{4\pi r^2} \langle E_{\nu_c}^2 \rangle \langle \frac{1}{\mathcal{F}} \rangle + \frac{X_p}{\bar{\lambda}_0^a} \frac{L_{\bar{\nu}_c}}{4\pi r^2} \langle E_{\bar{\nu}_c}^2 \rangle \langle \frac{1}{\bar{\mathcal{F}}} \rangle$$

 $\overline{f(t,r,\theta,\phi,E},\theta_p,\phi_p)$

$$f(t,r,\theta,\phi,E,\theta_p,\phi_p)$$
 "MGMA"(6 dimensional problem)
 $E_R(t,r,\theta,\phi,E) = \int d\theta_p \, d\phi_p \, f$ "MG"(Multi energy-Group:エネルギー

MG"(Multi energy-Group:エネルギー群)) **Or IDS**(isotropic diffusion source approximation) "Gray (no energy-dependence)"

(詳細については第3回目で)

自転,磁場を正確に扱うには3D計算が不可欠!

 $E_{R}(t,r,\theta,\phi) = \int dE \, d\theta_{R} \, d\phi_{R} \, f$

究極的には3次元一般相対論的MHD+ニュートリノ輻射輸送計算が必要





球対称モデルを越えて。

§2-2 <u>非(球)対称超新星爆発シミュレーションの現状</u>

取り組むべき問題は、

何が非対称性をつくるのか?

非対称性のニュートリノ加熱メカニズムに及ぼす効果は?

非球対称性の候補



✓ 停在衝撃波の不安定性:SASIの重要性

✓ 原始中性子星におけるG-mode excitation

✓星の持つ自転

✓星の持つ磁場

最近の話題なので、シミュレーション例を 取り上げながら説明。

多次元性の起源-その1:対流

gr

星の中で対流が起きる2つの条件



流体素片が対流不安定(上昇を続ける)な条件

レプトンの負の勾配: negative leptongradient convection) $dY_L/dr < 0$

超新星の何処で対流が起こるか?



<u>1990年代:対流の効果</u>



Shock revival に必要な臨界ニュートリノ光度

(Burrows and Goshy '93, ApJ, Yamasaki & Yamada 05,06, ApJ)



Shock revival に必要な臨界ニュートリノ光度

(Burrows and Goshy '93, ApJ, Yamasaki & Yamada 05,06, ApJ)



Murphy & Burrows (2008) ApJ

2DでFull calculation (type II)の計算を行ってみると・

Buras et al. (03) PRL

Time evolution of shock in 1D and 2D models





色;エントロピー

<u>2DでFull calculation (type II) の計算を行ってみると・</u>

Buras et al. (03) PRL

Time evolution of shock in 1D and 2D models

250	180.1ms	225.7ms
Volume 90, Number 24	PHYSICAL REVIEW LETTE	R S week ending 20 JUNE 2003

Improved Models of Stellar Core Collapse and Still No Explosions: What Is Missing?

R. Buras, M. Rampp, H.-Th. Janka, and K. Kifonidis

Max-Planck-Institut für Astrophysik, Karl-Schwarzschild-Strasse 1, D-85741 Garching, Germany (Received 7 March 2003; published 19 June 2003)

Two-dimensional hydrodynamic simulations of stellar core collapse are presented which for the first time were performed by solving the Boltzmann equation for the neutrino transport including a state-ofthe-art description of neutrino interactions. Stellar rotation is also taken into account. Although convection develops below the neutrinosphere and in the neutrino-heated region behind the supernova shock, the models do not explode. This suggests missing physics, possibly with respect to the nuclear equation of state and weak interactions in the subnuclear regime. However, it might also indicate a fundamental problem with the neutrino-driven explosion mechanism.

巴, 上ノトロヒー

✓ 2003年当時、2Dの方が1Dよりショックが外側に 伝搬するが、爆発はしない。






多次元モデルのキーワード: SASI"

Blondin et al. 2003 ApJ (pioneerling) Scheck et al. 2004,06 A&A Ohnishi, Kotake, Yamada 2006, ApJ Foglizzo et al. 2007 ApJ...

What is SASI ?
 "Standing Accretion Shock Instability"

バウンス後、 失速した衝撃波

l = 1,2 が卓越した stalled shock の振動

 SASIは爆発のメカニズムの鍵
 ゲイン領域を落下する タイムスケールが伸びる。
 (非動径方向の運動により)

✔ ゲイン領域が球対称モデルより広がる。

※星の水平面対称性を課したシミュレーション ではフルにSASIは追えない。



多次元超新星モデル最前線

		initial setting	symmetry	SASI	v-driven convection	NS g-modes
2003	Blondin et al.	stalled	2D axi.	Х	-	-
2004	Scheck et al.	collapse	2D axi.	Х	Х	-
2006	Scheck et al.	collapse	2D axi.	Х	Х	-
	Burrows et al.	collapse	2D axi.	Х	Х	Х
	Ohnishi et al. 🛛 🔍	stalled	2D axi.	Х	Х	-
	Blondin & Mezzacappa	stalled	2D axi.	Х	-	-
2007	Blondin & Mezzacappa	stalled	3D	spiral	-	-
	Kotake et al.	stalled	2D axi.	Х	Х	-
	Burrows et al.	collapse	2D axi.	Х	Х	Х
	Blondin & Shaw	stalled	2D eq.	spiral	-	-
	Fryer & Young	collapse	3D	Х	Х	?
2008	Scheck et al.	collapse	2D axi.	Х	Х	-
	lwakami et al. 🛛 🔍	stalled	3D	Х	Х	-
-	Marek & Janka	collapse	2D axi.	Х	Х	weak
-	Ott et al.	collapse	2D axi.	Х	Х	?
-	Murphy & Burrows	collapse	2D axi.	Х	Х	?



http://tpot.jpn.ph/t-pot/program/88 SH/index.html

SASI = Standing Accretion-Shock Instability のメカニズム

Foglizzo (2008) ApJ

cm/s]

<lue><lue>10⁹

0.4





R [10⁷cm]





最終的には、 大きな揺らぎに成長 (L=1、2 modes) して、振動する

原子中性子星表面





Ohnishi, Kotake, Yamda,06 (ApJ)

SASI = Standing Accretion-Shock Instability のメカニズム



✓ 飽和のメカニズムなどまだ分かっていない点も多い。

✔ type II 計算への重要な教訓 : <u>「面対称性を外しなさい」</u>



<u>水平面対称性を課したモデル</u> では、SASIをフルに取り込め <u>なかった.</u>



2Dニュートリノ加熱メカニズム成功第一例

11.2 M_{sun}の親星

Buras et al. 2006 A&A



状態方程式依存性

15 M_{sun}の親星

Marek & Janka 2009 A&A



状態方程式依存性

15 M_{sun}の親星

Marek & Janka 2009 A&A





<u>自転, SASI, ニュートリノ加熱メカニズムによる超新星爆発</u>

Suwa, Kotake, Takiwaki, Whitehouse, Liebendoerfer, Sato (10), PASJ

- ✔ Nomoto & Hashimoto (1988) 13 Ms(高速回転 Ω₀= 2 rad/s)
- ✔状態方程式は Lattimer & Swesty EOS (K=180 MeV)
- ✔ Ray-by-ray 2C approx. Boltzmann transport (第三回目で詳述)

密度 ニュートリノ加熱率



(1)衝撃波の流体不安定性が発達

(2)自転の効果でbipolar explosion

爆発エネルギーの時間発展



☆<u>自転の効果で爆発エネルギーが大きくなる</u> <u>ただまだ10⁵⁰ erg(一桁足りない)。</u>

<u>Why rotation is good?自転による非対称ニュートリノ放射</u>

Kotake, Yamada, Sato (03) ApJ, Kotake et al. (2006)



☆ 2次元の 拡散近似のニュートリノ輻射輸送計算(Multi-Group Flux Limited Diffusion)







<u>Why rotation is good?自転による非対称ニュートリノ放射</u>

Kotake, Yamada, Sato (03) ApJ, Kotake et al. (2006)



<u>音波爆発シナリオ (Princeton)</u>

Burrows et al. (2006) ApJ (2D-MGFLD (Multi-Group Flux Limited Diffusion) simulations)

11太陽質量 の星で~600 msec dynamics を追って爆発



<u>音波爆発シナリオ (Princeton)</u>

Burrows et al. (2006) ApJ (2D-MGFLD (Multi-Group Flux Limited Diffusion) simulations)

11太陽質量 の星で~600 msec dynamics を追って爆発



Acoustic-driven supernovae? (25太陽質量のモデルまで、爆発可能~10⁵¹erg (Burrows+07,ApJ)

✓ Objections to "acoustic mechanism"

☆ Little oscillations of PNSs in Garching & Tokyo simulations

(Marek & Janka 09, Suwa, Kotake et al. (10))

Time after bounce [s

0.1

0.2

\bigstar Semi-analytic studies predict that ..

It he saturation levels of g-mode oscillation are at most 10⁴[49] erg, much smaller than found in Burrows et al (06) (Weinberg & Quataert (08), ApJ).

there is a severe impedance mismatch between the typical frequency of SASI

(~30Hz) and the excited g-modes (~200~500) Hz. (Yoshida et al. 08, ApJ).

☆ Forcing the PNS oscillations by hand in 2D simulations, no acoustic-driven explosions ! (KK in prep)









0. ms t =

13

- ✓ 13 Ms proge ✓ Numerical] • Grid: 30 Process
 - Non-rot
- Resolution check needed.
- Peta-flops class supercomputer is soon at hand.







3 Dの方が爆発しやすいか? Yes or No! ✓<u>ニュートリノ加熱的には得</u>



✓ 流体力学的には損(φ方向に運動エネルギーが渡ってしまう)







(MHDメカニズムに進む前にちょっと) コーヒーブレイク(1/3)



初期条件(親星の進化計算)ほんとに正しいの?



コーヒーブレイク (2/3)

星の進化業界

吉田 敬さん プレゼンファイルより 超新星研究会@国立天文台 2011年

0.2

0.4

Si-28 Mass Fraction

0.6

0.0



Meakin & Arnett (2008) 多次元はFeコア まで追えない(e.g.,

Neon/Carbon

Burning

0 20 40 60 80 100

Net energy generation [1e+13 erg/g/s]

第一回)

Iron

Core

Silicon Oxygen

Burning Burning

.

	Mass loss	対流条件	Network ¹² C(α,γ) ¹⁶ O	
Umeda	Vink et al. 01 de Jager et al. 88	Schwarzschild	240(282)核種	
(YU11)	Nugis & Lamers 00		1.3(1.5)×CF88	
I CO6	Vink et al. 01	Schwarzschild	282核種	
ローマ大学	Nugis & Lamers 00	in H-burning)	Kunz et al. 02	
HMM04 ロスアラモス	Vink et al. 01 de Jager et al. 88 Nugis & Lamers 00	Schwarzschild (+overshoot in H & He-burning)	CNO+α-net+QSE+NSE NACRE	
WHW02 (RH02)	Kudritzki et al. 89 Niewenhuijzen & de Jager 90 Hamann et al. 82	Ledoux+semiconver +overshooting	11.24	
NH88 Hashimoto95	_	Schwarzschild	is Ro	

コーヒーブレイク(3/3)



To-do-lists...

- ✓超新星モデラー
- お互いの結果をちゃんと比較すべき ✓進化屋さん

多次元の効果などお願いします。 (両者ともHPCIのターゲットなりうる。)



Nomoto & Hashimoto進化モデル



Woosley, Heger, Weaver 進化モデル



Switching gears to MagnetoHydroDynamic (MHD) mechanism

	\mathbf{O}				
門政、独磁场を					
			Source	Period	Period
Radio beam					Derivative
Axis				(s)	$(10^{-11} \text{ s s}^{-1})$
$r = c/\omega$ i Light	Detetional on		SGR 0526-66	8.0	6.6
cylinder	Rolalional en	ergy	SGR 1627-41	6.4?	_
Open Magnetosphere			SGR 1806-20	7.5	8.3 - 47
B			SGR 1900+14	5.2	6.1 - 20
Closed	- dinala radia	ntion	CVOII 010042 1 791124	8.0	
B Magneto-			$4II 0142\pm61$	8.7	0.20
			1E 1048.1 - 5937	6.4	1.3-10
	$9 / D^3 D$	$\sum_{i=1}^{2}$	1RXS J170849-400910	11.0	1.9
	$IO\dot{O} \sim \frac{2}{2} \left(\frac{R}{D}\right)$	$)$ Ω^4	XTE J1810-197	5.5	1.5
Neutron Star	$3c^3 \setminus 2$) "	$1E\ 1841{-}045$	11.8	4.2
Mass = 1.4 M_{\odot}	(-	/	AX J1844-0258	7.0	_
Magnetic field = $10^4 - 10^9 T$			$1E\ 2259+586$	7.0	0.048
HE IS,14 "HIGH ENERGY ASTROPHYSICS"					
	a 1/2				
	$3c^{3}I$) $(\dot{D}D)^{1/2}$		10-10	~. <i>P</i>	
$B \sim \left(\frac{1}{2}\right)$	$\left(\frac{3c^{3}I}{r^{2}P^{6}}\right)^{1/2}$ $(\dot{P}P)^{1/2}$		10 ⁻¹⁰		
$B \sim \left(\frac{3}{8}\right)$	$\frac{3c^3I}{\pi^2 R^6} \right)^{1/2} (\dot{P}P)^{1/2}$		10 ⁻¹⁰ B = 10 ¹³ G	⁸ <u>1</u> (++	
$B \sim \left(\frac{3}{8}\right)$	$\left(\frac{3c^3I}{\pi^2 R^6}\right)^{1/2} (\dot{P}P)^{1/2}$	_	$10^{-10} = \frac{B}{10^{12}} = \frac{10^{12}}{10^{12}} = \frac{B}{10^{12}} = \frac{10^{12}}{10^{12}} = \frac{B}{10^{12}} = \frac{10^{12}}{10^{12}} = 10^$		
$B \sim \left(\frac{3}{8}\right)$	$\left(\frac{3c^3I}{\pi^2 R^6}\right)^{1/2} (\dot{P}P)^{1/2}$		$10^{-10} = \frac{B}{10^{13}} \frac{10^{13}}{G}$		
$B \sim \left(\frac{3}{8}\right)$	$\left(\frac{3c^{3}I}{\pi^{2}R^{6}}\right)^{1/2} (\dot{P}P)^{1/2}$		$10^{-10} = \frac{B}{2} = \frac{1013}{1013} G$ $10^{-12} = \frac{B}{2} = \frac{1012}{1012} G + \frac{1}{1012} G + \frac{1}{1012} G$		
$B \sim \left(\frac{3}{8}\right)$ $B_{\rm dipole} = 3.2 \times 10$	$\left(\frac{3c^{3}I}{\pi^{2}R^{6}}\right)^{1/2} (\dot{P}P)^{1/2}$		$10^{-10} = \frac{B}{2} = \frac{10^{13} G}{10^{12} G} + \frac{10^{13} G}{10^{12} $		
$B \sim \left(\frac{3}{8}\right)$ $B_{\rm dipole} = 3.2 \times 10$	$\left(\frac{3c^{3}I}{\pi^{2}R^{6}}\right)^{1/2} (\dot{P}P)^{1/2}$)-14)	$10^{-10} = \frac{B}{2} = \frac{10^{13} G}{10^{13} G}$ $10^{-12} = \frac{B}{2} = \frac{10^{12} G}{10^{12} G} + \frac{1}{10^{12} G}$ $10^{-14} = \frac{1}{10^{12} G} + \frac{1}{10^{12} G} + \frac{1}{10^{12} G}$		
$B \sim \left(\frac{3}{8}\right)$ $B_{\rm dipole} = 3.2 \times 10$	$\left(\frac{3c^{3}I}{\pi^{2}R^{6}}\right)^{1/2} (\dot{P}P)^{1/2}$) ⁻¹⁴)	$10^{-10} = \frac{B}{10^{13}} \frac{10^{13}}{G} \frac{G}{10^{13}} \frac{10^{-10}}{G} \frac{G}{10^{13}} \frac{G}{G} \frac{10^{-12}}{G} \frac{10^{-12}}{G} \frac{10^{-12}}{G} \frac{G}{G} \frac{10^{-12}}{G} \frac{10^{-14}}{G} \frac{10^{-14}}{G} \frac{10^{-14}}{G} \frac{10^{-16}}{G} \frac{10^{-16}}$		
$B \sim \left(\frac{3}{8}\right)$ $B_{\text{dipole}} = 3.2 \times 10$	$\left(\frac{3c^{3}I}{\pi^{2}R^{6}}\right)^{1/2} (\dot{P}P)^{1/2}$) ⁻¹⁴)	$10^{-10} = \frac{B}{2} = \frac{10^{13} G}{10^{13} G}$ $10^{-12} = \frac{B}{2} = \frac{10^{13} G}{10^{12} G} + \frac{1}{10^{12} G}$ $10^{-14} = \frac{B}{2} = \frac{10^{10} G}{10^{10} G}$ $\frac{B}{2} = \frac{10^{10} G}{10^{10} G}$ $\frac{B}{2} = \frac{10^{10} G}{10^{10} G}$ $\frac{B}{2} = \frac{10^{10} G}{10^{10} G}$		
$B \sim \left(\frac{3}{8}\right)$ $B_{\text{dipole}} = 3.2 \times 10$ $B_{\text{dipole}} \sim 10^{-13-14}$	$\left(\frac{3c^{3}I}{\pi^{2}R^{6}}\right)^{1/2} (\dot{P}P)^{1/2}$ $O^{19}\sqrt{P\dot{P}}G$ O(~10) Gauss) ⁻¹⁴)	$10^{-10} = \frac{B}{2} \approx 10^{13} G$ $10^{-12} = \frac{B}{2} \approx 10^{12} G + + + + + + + + + + + + + + + + + + $		014 G ++++++++++++++++++++++++++++++++++++
$B \sim \left(\frac{3}{8}\right)$ $B_{\text{dipole}} = 3.2 \times 10$ $B_{\text{dipole}} \sim 10^{-13-14}$	$(\dot{P}P)^{1/2}$ $(\dot{P}P)^{1/2}$ O(~1) Gauss) ⁻¹⁴)	10^{-10} $B = 10^{10} G$		014 G + + + + + + + + + + + + + + + + + + +
$B \sim \left(\frac{1}{8}\right)^{13-14}$ $B_{\text{dipole}} \sim 10^{-13-14}$ $(\text{magnet} + \text{stars})^{13-14}$	$\left(\frac{3c^{3}I}{\pi^{2}R^{6}}\right)^{1/2}$ $(\dot{P}P)^{1/2}$ $O^{19}\sqrt{P\dot{P}}G$ $O(\sim 10)$ Gauss r: magnetar)) ⁻¹⁴)	$10^{-10} = \begin{bmatrix} B & 10^{13} & G \\ B & 10^{12} & G \\ 10^{-12} & B & 10^{12} & G \\ B & 10^{12} & G \\ B & 10^{10} & G \\ B & $		014 G ++++++++++++++++++++++++++++++++++++
$B \sim \left(\frac{1}{8}\right)^{B}$ $B_{dipole} = 3.2 \times 10^{13-14}$ (magnet + sta 合磁提中地子更	$\frac{3c^{3}I}{\pi^{2}R^{6}}\right)^{1/2} (\dot{P}P)^{1/2}$ $O(\sim 1)$ Gauss r: magnetar)) ⁻¹⁴)	10^{-10} $B = 10^{10} G$ 10^{-12} $B = 10^{10} G$ 10^{-14} $B = 10^{10} G$ 10^{-18} $H + H + H + H + H + H + H + H + H + H +$	B +++ ++++++++++++++++++++++++++++++++	014 G + + + + + + + + + + + + + + + + + + +

Spin Period (sec)



MAGNETAR CANDIDATES (SGR, AXP)



- ・12個のマグネターが発見されている。
- ・銀河面付近に集中している。

- Kouveliotou et al. 2003
- ✓強磁場中性子星の起源を理解するためには 強磁場超新星のダイナミクスが欠かせない

MagnetoHydroDynamic (MHD) mechanism

(e.g., Symbalisty 1984, Kotake et al.04,06, Obergaulinger+08, Burrows+07, Shibata+06, Suwa+08)

works only when pre-collapse core has rapid rotation (P₀ < 2 s) and strong magnetic fields(B₀>10⁴{11}G).

- ✓ The B-field strength in the PNS
 ~ 10^{15} G
 ⇒ relevant to magnetar formation
- ✓ produces hyper-energetic explosion10^{52} erg
 ⇒ link to hypernova, GRBs
- The progenitor is very rare. (< 1 % of all supernovae) Woosley & Heger (2006) ApJ



Takiwaki & KK (2010)





$$E_{rot} = 1/2I\Omega^2$$

$$E_{\rm shr} \sim 10^{52} \frac{M_{\rm PNS}}{1 \ M_{\odot}} \left(\frac{R_{\nu}}{50 \ \rm km}\right)^2 \left(\frac{\Omega}{10^3 \ \rm rad \ \rm s^{-1}}\right)^2 \ {\rm ergs}$$

高速回転していると10⁵¹ ergは 楽に出せる!

Meier et al.(1976) predicted that rapid rotation and strong magnetic fields are required for the MHD mechanism.



FIG. 2.—The (ϵ_{M0} , ϵ_{R0})-plane for an efficient collapse of stellar core. The parameters $\xi = 12$ and $\eta = 0.5$ are chosen t correspond to the numerical results of LW. The positions of





THE MAGNETIC FIELD STRENGTH IS PROPORTIONAL TO OUR IGNORANCE.

John Hawley

<u>現在のMHDシミュレーションの限界</u>

- The numerical resolutions for global MHD simulations (encompassing the whole iron core) are generally not enough to capture MRI (MagnetoRotational Instability).
- Relevant physical length scales
 - global scales:
 - scale height of physical quantities: 1 km
 - MRI wavelength:



< 10^-6 km



$$\lambda_{\mathrm{MRI}}^{\mathrm{max}} \sim \frac{2\pi v_{\mathrm{A}}}{\Omega} \sim v_{\mathrm{A}}P \sim (10^4 \mathrm{~cm})P_{10}\frac{B_{12}}{\rho_{11}^{1/2}}$$

- viscous and dissipation scales



What is MRI (磁気回転不安定性)?

- ✓ Thinking experiment:
 - (1) Two spacecrafts rotating around the earth, connected by the spring.
 - (2) Since they are rotating in the Kepler orbit,

$\Omega \propto r^{-3/2}$

A rotates faster than B.

- (3) Suppose that the angular momentum is transferred from A to B (via the magnetic fields in astrophysics alternative to the spring..)
- (4) A rotates slower, making its orbit smaller, B rotates faster, making its orbit larger



\rightarrow catastrophic process $\, ! \,$

MRI develops in any system which satisfies $d\Omega/dr < o$ thus, ubiquitous in the universe, accretion disk of GRB, protostellar disk.. in the supernova core.

現時点では、MRIを分解するのはローカルシミュレーションしか手段がない。 (e.g., Obergaulinger et al. (2010) A&A)

<u>MRIのローカルシミュレーション</u>



MRIによる磁場の増幅





2.43



2.68



2.92



Balbus & Hawley 1998



✓ 典型的な磁場の増幅は10倍✓ MRI⇒乱流⇒磁場散逸⇒熱化

 $L_{\rm MRI} = 10^{51} R_7^2 h_6 \, {\rm erg \, sec^{-1}} \times$ $\left(\frac{f}{100}\right) \left(\frac{B_{\rm cb}}{10B_0}\right)^2 \left(\frac{P_{\rm cb}}{100P_0}\right)^{1/4} \left(\frac{|q|}{1.0}\right) \left(\frac{\Omega}{10^3 \, {\rm sec^{-1}}}\right).$ (27)

✓ MRI:
 (1)ニュートリノ加熱メカニズムを助ける可能性
 (2)MHDメカニズムを助ける
 ☆ローカルスケールを追うシミュレーション
 「京」の課題のうちの一つ

<u>超新星シミュレーションの現状:3つの mechanism</u>



<u>超新星シミュレーションの現状:3つの mechanism</u>

Energy-drivers for explosions:	爆発したの?			
☆ Neutrino heating mechanism aided by convection/SASI (Marek & Janka 09, Suwa et al. 10, Bruenn et al. 09)	Most Likely! (現状2Dでは、 状態方程式が非常に 柔らかい場合のみ, 弱い爆発を起こす。			
 ✓理論モデルは色々。 ✓爆発メカニズムの正解を決めるには、 観測との比較、観測予言が不可欠。 ✓超新星を内(理論)と外(観測)から 調べるスタイ 	イルがベスト			
☆ 超新星コアのダイナミクスのライブメッセンジャー 重力波、ニュートリノ & 元素合成 Cerda Duran+07. Burrows+07. Suwa+07.				
+シミュレーションの計算手法(残りの	時間+次回)			


一般相対性理論 R~R_{schwarzshild}

特殊相対性理論 (V~C)

ニュートン力学





重力崩壊中の典型的な量 Schwarzshild 半径 $R_s = 3 \operatorname{km}\left(\frac{M}{M_{\odot}}\right) v/c = 0.1$

PNSの半径=R_{PNS}~50km 質量~ M_{\odot}

Rs/R~O(10)%ぐらい 効きそう。

✓特殊・一般相対論的補正も
 10パーセントオーダーで効く。
 ✓1回目のマイクロ物理、2回目の
 multi-dimensionalityも同じ
 オーダーなので重要。

^{まずは}ニュートン力学での流体基礎方程式の導出(その1)

質量保存の式:

オレンジ領域内の質量

$$\frac{\partial \int_{V} \rho dV}{\partial t} = -\int_{S} \rho \mathbf{v} \cdot d\mathbf{S}$$

ガウスの定理
$$\int_{S} \rho \mathbf{v} \cdot d\mathbf{S} = \int_{V} \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) dV$$

質量保存
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{v} = 0$$





ラグランジュ微分とオイラー微分 (Lagrange derivative and Euler derivative) 流体の運動に関する二つの視点 ☆ オイラー的視点:ある場所を決めた視点 $\delta F(\mathbf{r}, t) = F(\mathbf{r}, t + \Delta t) - F(\mathbf{r}, t)$ $F(\mathbf{r},t) + \frac{\partial F}{\partial t} \Delta t - F(\mathbf{r},t)$ ∂F $\frac{\partial T}{\partial t}\Delta t$ $\frac{\delta F(\mathbf{r},t)}{\Delta t} = \frac{\partial F}{\partial t}$ ∂F \lim

オイラー微分の時間微分は、普通の偏微分

 $\Delta t \rightarrow 0$





練習:質量保存の式をラグランジュ微分を用いて書く。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = \mathbf{0}$$
$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = \operatorname{div} \rho \mathbf{v} = \mathbf{v} \cdot \nabla \rho + \rho \nabla \cdot \mathbf{v}$$
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho + \rho (\nabla \cdot \mathbf{v}) = \frac{d\rho}{dt} + \rho (\nabla \cdot \mathbf{v}) = 0$$

Mass conservation in Lagrange derivative form





流体の運動方程式と等価な 運動量流束 ρv (momentum flux)の時間変化の式:

力学の場合の運動方程式

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = \mathbf{F}, \quad \mathbf{P} = m\mathbf{v}$$

<mark>流体</mark>力学の場合の運動方程式

$$\frac{\partial \rho \boldsymbol{v}}{\partial t} = \frac{\partial \rho}{\partial t} \boldsymbol{v} + \rho \frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t},$$

$$= -\nabla (\rho \boldsymbol{v}) \boldsymbol{v} - \rho \boldsymbol{v} \cdot \nabla \boldsymbol{v} - \nabla p + \rho \boldsymbol{g}$$





流束

S

流体の運動方程式と等価な 運動量流束 ρv (momentum flux)の時間変化の式:

the Cartesian cordinate (x, y, z) の場合、

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \rho v_x \\ \rho v_y \\ \rho v_z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \partial/\partial x \\ \partial/\partial y \\ \partial/\partial z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho v_x v_x & \rho v_x v_y & \rho v_x v_z \\ \rho v_y v_x & \rho v_y v_y & \rho v_y v_z \\ \rho v_z v_x & \rho v_z v_y & \rho v_z v_z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \partial/\partial x \\ \partial/\partial y \\ \partial/\partial z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & p \end{pmatrix} = \rho \begin{pmatrix} g_x \\ g_y \\ g_z \end{pmatrix}.$$

 $\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + \sum_{k=1}^{3} \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho v_i v_k) + (\operatorname{grad} p)_i = -\rho \ (\operatorname{grad} \Phi)_i \quad i = 1, 2, 3$

Einstein の縮約(Einstein's contraction): 添え字が重なっているものは、 1~3(ここではx、y、z)まで足し合わせる。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho v_i v_k) + (\operatorname{grad} p)_i = -\rho \ (\operatorname{grad} \Phi)_i \quad i = 1, 2, 3$$

流体の運動方程式と等価な 運動量流束 ρv (momentum flux)の時間変化の式:

より簡略化して書くと、

$$\frac{\partial \rho v_i}{\partial t} + \frac{\partial \pi_{i\,j}}{\partial x_j} = \rho g_i$$

運動量ストレス テンソル(Momentum-Stress tensor)

$$\pi_{ij} = \rho v_i v_j + \delta_{ij} p$$

$$\delta_{ij}$$
は、クロネッカーのデルタ
 $\delta_{ij} = 0 \text{ for } i \neq j$
 $\delta_{ij} = 1 \text{ for } i = j$

質量保存の式、運動量流束の式をじっと比べてみると、



$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_i}{\partial x_i} = 0$$

運動量流束の式、



エネルギーの時間変化の式 (energy equation):

保存系で書き下すと、(導出方法、運動方程式の両辺に速度を掛けて積分)

<u>Advanced topics</u> エネルギー方程式を保存系に

1回目のトラペ



エネルギー保存の現状

Tokyo simulation (3D, Newton+)



Garching simulation (1D+CFC)



Princeton simulation (2D Newton)





<u>流体力学基礎方程式のまとめ</u>

質量保存

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{v} = \mathbf{0}$$

運動量の式

3

$$\frac{\partial \rho v_i}{\partial t} + \frac{\partial \pi_{i\,j}}{\partial x_j} = \rho g_i$$

$$\pi_{ij} = \rho v_i v_j + \delta_{ij} p$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho e) + \operatorname{div}\left[\left(\rho e + p\right)\vec{v}\right] = -\rho\vec{v} \text{ grad } \Phi$$

状態方程式

p(
ho) Polytropic ポリトロープ状態方程式

ポアソン方程式 $\Delta \Phi = 4\pi G
ho$

未知数



方程式の数と未知数の数が同じで方程式系が閉じている。

「方程式の数と未知数の数が同じで方程式系が閉じている」 ⇒初期条件を与えれば、 その後の時間発展が(原理的には)分かるはず。

☆ただ方程式が非線形で、複雑。 解析解はごく限られた問題でしか得られない。

$$\frac{\partial \rho v_i}{\partial t} + \frac{\partial \pi_{ij}}{\partial x_j} = \rho g_i \qquad \pi_{ij} = \rho v_i v_j + \delta_{ij} p_i$$

したがって、 流体の運動を追うためには、数値計算が不可欠。 ☆更に偏微分方程式を数値的に解かなくてはならない。

いかに精度良く、数値的に流体の時間発展を追うか? <u>数値流体力学(Computational Fluid Dynamics:CFD)</u> 参考文献:

超新星全般最近のレビュー

• Kotake et al."Explosion mechanism, neutrino burst and gravitational wave in core-collapse supernovae" Rep. Prog. Phys., 69, 971-1143 (2006)

• Woosley & Janka, "The physics of core-collapse supernovae",

Nature Physics, Volume 1, Issue 3, pp. 147-154 (2005). 星の進化 最新のレビュー

- Langanke et al. "Nuclear weak-interaction processes in stars", Reviews of Modern Physics, vol. 75, Issue 3, pp. 819-862,(2003)
 超新星コア内の詳細なニュートリノ反応
- ・Burrows et al. "Neutrino opacities in nuclear matter" Nuclear Physics A, Volume 777, p. 356-394. (2006) 超新星コア内の状態方程式

• Sumiyoshi et al.

"Postbounce Evolution of Core-Collapse Supernovae: Long-Term Effects of the Equation of State" The Astrophysical Journal, Volume 629, Issue 2, pp. 922-932. (2005)