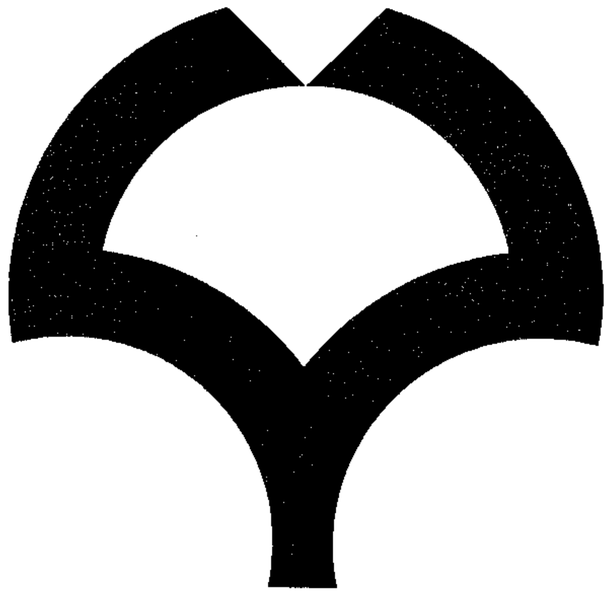
２００１年度

第１４回
理論天文学懇談会
シンポジウム集録



２００１年１２月１９日(水)～２１日(金)
大阪大学コンベンションセンター

御　挨　拶

第１４回理論天文学懇談会シンポジウムの集録をお届けいたします。

２００１年度のシンポジウムは大阪大学コンベンションセンターにて、１２月１９日から２１日までの３日間に亘って開催されました。今回は、これまでと開催形式を大きく異にし、大阪大学理学研究科宇宙地球科学専攻・宇宙進化グループに所属する学振研究員４名が世話人となって、統一的な表題を設けず、また国立天文台や京都大学基礎物理学研究所の共同利用資金からの援助を受けず、費用を主催者側で用意することによって、開催しました。

その背景としては、ひとつには、理論懇シンポジウムもすでに１３回を重ね、年末の恒例行事として定着し、会員の間では継続した開催を求める意見が大勢を占めているものの、従来のような共同利用研究所の財政的支援に基づく開催は、回を重ねるごとに困難になってきたという事情があります。一方、大阪大学宇宙進化グループには、多数の学振研究員が在籍して活発な研究を行っておりますが、当研究室では、研究員に配分される研究費が有効に活用されるよう心がけ、全国から講師を招聘し、セミナー等を行っていただくことによって研究活動の一助としてきました。しかしこうした散発的な活動には限界があるため、短期間に多くの講師を招聘し、研究会形式で連続講演会をしようということになりました。議論を進めた結果、いっそ理論懇シンポジウムとして開催し、多くの講師にご講演いただくとともに、会員諸賢に大阪で行われている研究活動を披露する機会としてはどうか、ということになりました。そして、このような提案を理論天文学懇談会運営委員会に致しましたところ、対案がなかったこともあり、幸い強い支持を戴き、開催費、世話人とも当研究室で用意することによってシンポジウムを開催することが決まりました。

結果的には、主催者の予想を大きく上回る皆様のご参会を得、ポスターセッションの発表者も史上最高に達するなど、極めて盛況な研究会となりました。また、招待講演者の一部を含む多くの皆様は自前の費用でご参加下さり、この規模の研究会としては異例の少額の資金で間に合い、発表されたすべての旅費補助希望者に旅費滞在費を支給することができました。これは当シンポジウムを多くの皆様が支持してくださった賜であり、感謝に堪えない次第です。

第１４回理論天文学懇談会シンポジウム

世話人

浅野勝晃（惑星形成と生命の起源）

井岡邦仁（星の形成と進化）

小林史歩（高エネルギー天文学）

瀬戸直樹（観測的宇宙論）

花輪知幸（名古屋大学：理論天文学懇談会前運営委員長）

事務局

横山順一

山田章一

釣部　通

担当秘書

佐々木眞由美

本シンポジウムの開催に当たって、日本学術振興会科学研究費補助金特別研究員奨励費 00591、00660、01416、1883 並びに基盤研究(C)13640285 及びその他寄付金の補助を受けました。また、集録刊行費の一部は理論天文学懇談会会費より戴き、集録は出席者と会員に配布されます。

出席者

青木成一郎
浅田　秀樹
相川　祐理
浅野　勝晃
石黒　則之
井田　茂
今枝　佑輔
岩本　信之
井上　進
伊沢　瑞夫
岩本　静男
出田　誠
井口　英雄
井岡　邦仁
岩本　静男
岩清水ちひろ
犬塚修一郎
梅川　通久
上西　達大
梅田　秀之
瓜生　康史
臼井　文彦
内田　聖子
薄田竜太郎

榎　基宏　　郡　和範　　玉置　孝至　　西合　一矢　　水野　陽介
小川　智也　　木暮　大宣　　樽家　篤史　　野沢　超越　　南辻　真人
岡　和孝　　小林　史歩　　高原　文郎　　野村　英子　　水野俊太郎
大杉　幸督　　小合　徳幸　　田越　秀行　　原田　知広　　三浦　均
大槻　かおり　　小嶌　康史　　高部　英明　　花輪　知幸　　嶺重　慎
大須賀　健　　小林　憲正　　田中　貴浩　　林　英二　　村江　達士
大栗　真宗　　郷田　直輝　　千貝　健　　馬場　一晴　　森脇　一匡
小川　浩司　　佐々木　節　　千葉　剛　　樋口有理可　　森　正夫
大向　一行　　佐合　紀親　　釣部　通　　姫本　宣朗　　森　秀治
葛西　真寿　　佐藤　勝彦　　手嶋　政廣　　日影　千秋　　森田　一彦
川村　麻里　　柴田　大　　徳美　千城　　古屋　泉　　山崎　了
加藤　成晃　　白水　徹也　　富岡　史　　福田　尚也　　山本　常夏
鴈野　重之　　真貝　寿明　　富阪　幸治　　藤田　龍一　　山崎　魏
川勝　望　　茂山　俊和　　富田　憲二　　二間瀬敏史　　山田　亨
金井　恒人　　杉之原立史　　中本　泰史　　藤本　正行　　矢野　太平
加用　一者　　須藤　靖　　長島　雅裕　　穂積　俊輔　　山田　雅子
加藤　恒彦　　杉之原真紀　　中野　寛之　　町田　正博　　山崎　達哉
川口　俊宏　　杉山　直　　長澤　倫康　　前田　秀基　　山田　章一
河合　誠之　　瀬戸　治　　長江　滝三　　松宮　慎　　山本　和夫
紀　基樹　　瀬戸　直樹　　成田　真二　　松元　亮治　　吉岡　諭
桑原　立　　高橋　順子　　長滝　重博　　松田　卓也　　米原　厚憲
小久保英一郎　　高橋　弘毅　　中尾　憲一　　松原　隆彦　　横山　順一
小宮　全　　田越　秀行　　中野　武宣　　前田　啓一　　吉田　直紀
小山　友明　　谷川　享行　　中村　卓史　　水澤　広美　　渡会　兼也
小山　洋　　高橋慶太郎　　西　亮一　　湊　哲則　　１４８名

理論天文学懇談会シンポジウム プログラム

大阪大学コンベンションセンター ３階 ＭＯホール

2001年12月19—21日

１２月１９日

12:45 はじめに

<u>惑星形成と生命の起源</u>

12:50	小久保英一郎（ＮＡＯ）(40+5)	地球-月系の起源	p1
1:35	井田　茂（東工大）(40+5)	惑星系の多様性の起源	p7
2:20	休憩　２０分		
2:40	小林憲正（横浜国大）(40+5)	星間有機物と生命の起源	p12
3:25	村江達士（九大）(40+5)	隕石中の地球外生命の痕跡の確からしさ	p17
4:10	休憩　５分		

<u>観測的宇宙論Ⅰ</u>

4:15	二間瀬敏史（東北大）(30+5)	すばるによる重力レンズ観測の現状と展望	p23
4:50	大栗真宗（東大）(12+3)	Time Delay Statistics of Strong Gravitational Lensing and the Density Profile of Dark Halos	p29

１２月２０日

<u>星の形成と進化</u>

9:00	犬塚修一郎（京大）(40+5)	星形成過程の物理	p30
9:45	大向一行（ＮＡＯ）(40+5)	第一世代星の形成過程	p36
10:30	休憩　１５分		
10:45	藤本正行（北大）(40+5)	星の進化--銀河、銀河系の星形成史探査手段として	p41
11:30	福田尚也（千葉大）(12+3)	野辺山ミリ波干渉計による M16 の観測	p46
11:45	梅田秀之（東大）(12+3)	大質量星の進化、元素合成と低金属天体の組成	p47
12:00	昼食とポスター議論　７０分	（レーザー研にて理論懇運営委員会）	

<u>観測的宇宙論Ⅱ</u>

1:10	吉田直紀（ハーバード大）(30+5)	宇宙論的シミュレーション - ギガパーセクからキロパーセクへ -	p48

1:45	森　正夫（専修大）(12+3)	楕円銀河の形成と重元素放出	p52
2:00	松原隆彦（名大）(30+5)	大規模構造観測の現状、成果、展望	p53
2:35	樽家篤史（東大）(12+3)	Lognormal Property of Weak Lensing Fields	p57
2:50	休憩とポスター議論　３０分		
3:20	杉山　直（ＮＡＯ）(30+5)	ＣＭＢ観測の現状、成果、展望	p58
3:55	瀬戸直樹（阪大）(15+5)	短距離スペース干渉計による重力波天文学	p64

特別企画「国立大学独立行政法人化」

4:15	佐藤勝彦（東大）(30)	基調講演	p68
	伊澤瑞夫（水産大学校）(10)	コメント	p70
		議論	

懇親会　はや千里の郷にて（送迎バスが来ます）

１２月２１日

高エネルギー天文学Ｉ

9:10	前田啓一（東大）(30+5)	Hypernovae	p71
	河合誠之（東工大）(40+5)	HETE2 の最新の成果	
10:30	休憩　１５分		
10:45	小林史歩（阪大）(20+5)	Early afterglow	p78
	川口俊宏（京大）(12+3)	狭輝線１型セイファート銀河の広波長域スペクトル	
		モデルによるブラックホールの成長時間の評価	p82
	川勝　望（筑波大）(12+3)	Narrow Line Type I QSO (NLQS01)の理論モデル	p83
	大須賀健（基研）(12+3)	Photon-trapping effect in black-hole accretion flow	p84
11:55	昼食とポスター議論　７５分		

高エネルギー天文学II

1:10	浅野勝晃（阪大）(20+5)	ＧＲＢ輻射機構	p85
	井岡邦仁（阪大）(20+5)	GRB における Inverse Compton 散乱	p88
	手嶋政廣（宇宙線研）(40+5)	超高エネルギー宇宙線	
2:45	休憩　１５分		
3:00	理論天文学懇談会総会		

理論天文学懇談会シンポジウム ポスター発表

大阪大学コンベンションセンター 2階 会議室#2

2001年12月19—21日

1	玉置孝至（早稲田大）	Have we already detected astrophysical symptoms of space-time noncommutativity ?	p92
2	高橋慶太郎（東大）	超新星ニュートリノとニュートリノ振動	
3	山田 亨（ＮＡＯ）	Deep NIR Imaging of Galaxies at z > 2 with Subaru	
4	真貝寿明（理研）	Asymptotically Constrained Systems for Numerical Relativity	p93
5	郡 和範（基研）	超強磁場中のQED効果と電子の状態方程式の変更	p94
6	岩本信之（ＮＡＯ）	Flash-Driven Convective Mixing in Low-Mass, Metal-Deficient AGB Stars	p95
7	瓜生康史（ウィスコンシン大）	連星ブラックホールや中性子星の熱力学	p96
8	瀬戸 治（基研）	Oscillating scalar field dark matter	p97
9	成田真二（同志社大）	ray tracing 法による星形成過程	p98
１０	長江滝三（神戸大）	近接連星系における星風降着流の3次元数値シミュレーション	p99
１１	渡会兼也（京大）	光学的に厚い移流優勢円盤の自己相似解	p100
１２	浅田秀樹（弘前大）	Astrometric Microlensing due to an Extrasolar Planet	p101
１３	米原厚憲（筑波大）	Beyond HO determination	p102
１４	長澤倫康（神奈川大）	初期宇宙におけるモノポールの生成と進化	p103
１５	出田 誠（京大）	非等方的な速度分散を持ったハロー中における力学的摩擦	p104
１６	上西達大（東大）	白色矮星の回転がIa型超新星の明るさに及ぼす影響	p105
１７	井口英雄（東工大）	非一様宇宙と加速膨張	p106
１８	長滝重博（東大）	Supernova Jets, GRB Jets, and Implications of Iron Line in the X-ray Afterglow	p107
１９	前田秀基（早稲田大）	ニュートン力学における臨界現象	p108
２０	矢野太平（ＮＡＯ）	ディスク銀河における軌道の力学進化の解析	p109
２１	高橋順子（理研）	星間塵表面反応による赤外発光ー分子雲形成領域の新しい観測プローブ	p110
２２	金井恒人（東大）	Fermion flavor mixing in the oscillating background	p111
２３	紀 基樹（阪大）	活動銀河核ジェットにおける背景プラズマに対する衝撃波加速された粒子の割合の推定	p112
２４	古屋 泉（神戸大）	ダスト層の重力分裂による微惑星形成 -- 微惑星の初期質量 -	p113
２５	岡 和孝（神戸大）	ブラックホール近傍からのγ線放射	p114

２６	臼井文彦（東大）	連星中性子星の進化に対する状態方程式の影響	p115
２７	山本常夏（宇宙線研）	核光破砕と超高エネルギー宇宙線の伝搬	p116
２８	谷川享行（名大）	原始惑星系円盤から巨大ガス惑星へのガス降着流	p117
２９	徳美千城（神戸大）	モンテカルロ直接法による近接連星系の降着円盤の数値シミュレーション	p118
３０	松元亮治（千葉大）	磁気降着流の大局的３次元 MHD 数値実験	p119
３１	小山　洋（ＮＡＯ）	Interstellar two phase medium	p120
３２	大槻かおり（ＮＡＯ）	Th-Eu 核年代計による銀河年齢の評価は可能か?	p121
３３	今枝佑輔（ＮＡＯ）	SPH 法でシアー流の長時間積分は可能か?	p122
３４	梅川通久（千葉大）	圧縮層からのクランプ形成に関する三次元自己重力 MHD 数値実験	p123
３５	町田正博（北大）	３次元 MHD シミュレーションによる星間磁気雲の収縮過程	p124
３６	中野寛之（阪大）	Covariant Self-force Regularization of a Particle Orbiting a Schwarzschild Black Hole	p125
３７	長島雅裕（ＮＡＯ）	階層的銀河形成モデルによるすばるディープフィールドにおける銀河計数の解析	p126
３８	野村英子（京大）	原始惑星系円盤における照射加熱の影響	p127
３９	西合一矢（筑波大）	Mass Accretion Rate of Super-Massive First Star and the Upper Masses Limit	p128
４０	森　秀治（神戸大）	原始惑星系円盤におけるダストの化学組成	p129
４１	青木成一郎（ＮＡＯ）	ブラックホールへの降着流中に生成する衝撃波	p130
４２	鷹野重之（東大）	相対論的高速微分回転星の平衡形状	p131
４３	相川祐理（神戸大）	星・惑星系形成領域における分子組成進化	p132
４４	樋口有理可（神戸大）	微惑星領域における氷成分の検証	p133
４５	加用一者（東大）	SDSS 銀河分布二点相関関数	p134
４６	加藤成晃（千葉大）	中性子星磁気圏境界層への降着流の2 次元数値実験	p135
４７	山田雅子（ＮＡＯ）	Sunyaev-Zel'dovich 効果で探る電波銀河の energetics	p136
４８	加藤恒彦（阪大）	Weibel instability による磁場の生成とその進化	p137
４９	山崎　了（京大）	Cosmic Ray Modified Shock の安定性	p138
５０	大杉幸督（神戸大）	直接モンテカルロ法による星風降着流の数値計算	p139
５１	井上　進（ＮＡＯ）	銀河・銀河団の形成・進化と高エネルギーガンマ線・宇宙線	p140
５２	日影千秋（東大）	ハッブル体積シミュレーションにおけるダークハローのバイアスとジーナス統計	p141

申し込み順。

地球-月系の起源

小久保英一郎 (国立天文台理論天文学研究系)

惑星・地球とその衛星・月はどのようにして形成されたのだろうか。太陽系は原始太陽系円盤と呼ばれるガスとダストの円盤から誕生すると考えられている。ダストからはまず微惑星と呼ばれる小天体が形成される。地球は微惑星が集積して形成される。この集積の最終段階での巨大な天体の地球への衝突によって月は形成される。ダストから微惑星、地球、そして月へ、その最新の形成シナリオを紹介する。

1　太陽系の特徴

地球は太陽系の第 3 惑星であり、月は地球の唯一の衛星である。この地球-月系がどのようにして誕生したのかは、天文学の大きな問題の 1 つである。この問題の答が大規模コンピュータシミュレーションなどにより明らかになりつつある。ここでは、最新の地球-月系の形成シナリオを見ていくことにする。

まず地球-月系の起源を考える上で基礎となる太陽系の特徴をまとめておく。太陽系には地球型 (岩石) 惑星、木星型 (巨大ガス) 惑星、天王星型 (巨大氷) 惑星の 3 種類の惑星がある。惑星の総質量は太陽質量の約 1/1000 倍しかない。また、惑星の軌道はほぼ円軌道で、軌道面はほぼそろっている。つまり、惑星の軌道は平面内の太陽を中心とする同心円だと考えられる。

このような特徴をもつ太陽系の形成から見ていくことにする。

2　太陽系形成シナリオ

現代的太陽系形成シナリオの 2 大基本概念は、(1) 惑星系はガスとダストからなる太陽と比べて質量の小さい原始太陽系円盤から形成される、(2) 先にダストから固体惑星が形成され、その後ガスを捕獲することによってガス惑星は形成される、である (e.g., Safronov 1969, Hayashi et al. 1985)。(1) は太陽系の質量の太陽集中、惑星軌道がほぼ同一平面上にあるという事実から自然に推測される。また、(2) は地球型惑星と天王星型惑星はもちろんのこと、木星型惑星でも重元素の存在比が太陽組成より大きなことから要請される。

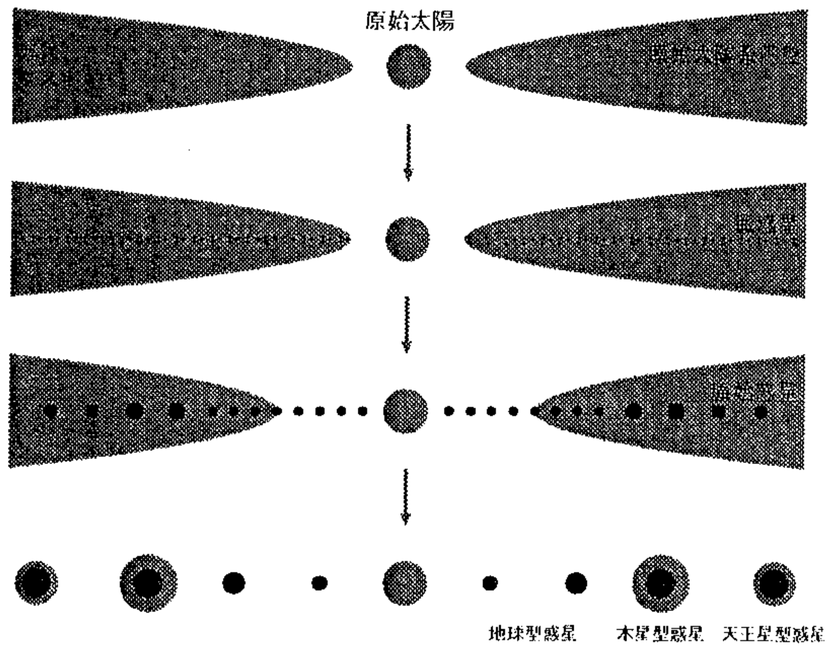


図 1: 太陽系形成シナリオの概念図。

図 1 に原始太陽系円盤からの太陽系形成の概念図を示す。まずシナリオの概要を説明す

る。(1) 原始太陽系円盤中のダストから第一世代のマクロな天体である微惑星 ($10^{15\text{-}18}$kg) が形成される。(2) 微惑星の衝突合体による成長により原始惑星とよばれる第二世代の天体 ($10^{24\text{-}26}$kg) が形成される。(3) 地球型惑星は原始惑星の衝突合体により完成する。(4) 原始惑星が原始太陽系円盤から重力によりガスをまとうことによって木星型惑星と天王星型惑星は完成する。

原始太陽系円盤の標準モデルは最小質量円盤モデルと呼ばれる。これは現在の太陽系の固体 (ダスト) 成分を適当にならしてガス (水素、ヘリウム) 成分は質量でその 100 倍ある、としたものである。ガスとダストの質量比 100 は星間雲での代表的な値である。円盤の総質量は太陽質量の約 1/100 倍になる。

地球の形成に焦点をあてて太陽系形成過程を少し詳しく見ていくことにする。

3 微惑星の形成

サイズが km 以上に成長したダスト粒子を慣例で微惑星と呼ぶ。ダストから微惑星を作る方法としては次のダスト層の重力不安定説が有力である (e.g., Goldreich & Ward 1972)。(1) 太陽重力の鉛直成分に引かれダストが原始太陽系円盤の中心面に集まりダスト層を形成する。(2) 円盤内の乱流が弱くなるにつれて、ダストは落ち着きダスト層の密度は大きくなる。(3) ダスト層はある臨界密度を越えると重力的に不安定になりぶつぶつに分裂する。(4) 分裂したダスト層が収縮して微惑星が形成される。

ダスト層が重力不安定を起こすのは、ダスト層の密度が大きいとダスト層の自己重力がダスト層の回転の効果 (遠心力・コリオリ力) やダストのランダム運動にうちかって、ダスト層の密度むらが成長することができ

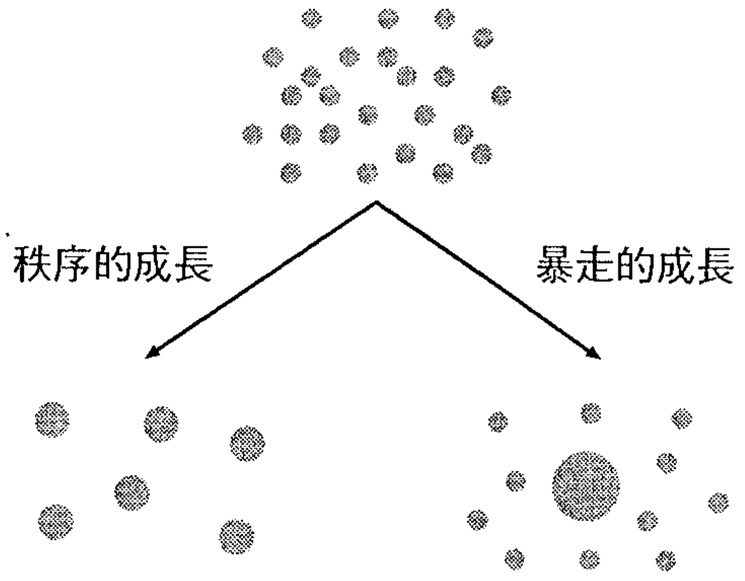


図 2: 微惑星の成長モード。

るためである。微惑星形成の時間スケールは乱流の減衰の時間スケール (~ 10^6年と見積もられている) くらいになる。

他にも段階的付着成長説という、重力不安定をかいさずにダストどうしをこつこつと地道に積み上げて微惑星を作るという説もある。

4 原始惑星の形成

微惑星は太陽のまわりを回りながらときどき衝突合体 (集積) して成長していく。微惑星系の成長モードは暴走的成長 (図2参照) である (Wetherill & Stewart 1989)。すなわち、微惑星系では大きな微惑星がますますまわりの他の微惑星より大きくなっていく。

微惑星系の成長モードが暴走的成長なのは次のように説明される。微惑星どうしの衝突断面積は、質量の大きいものほど重力フォーカシングの効果によって大きくなる。このとき質量 Mの微惑星の相対成長率は

$$\frac{1}{M}\frac{dM}{dt} \propto M^{1/3} v_{\rm rel}^{-2} \qquad (1)$$

となる (e.g., Kokubo & Ida 1996)。ここで $v_{\rm rel}$は微惑星どうしの相対速度である。相対成長率は $v_{\rm rel}$が Mによらないとき、すなわ

ち微惑星が大きくなることによる$v_{\rm rel}$への反作用が無視できるときは$(1/M)(dM/dt) \propto M^{1/3}$となる。これは相対成長率が$M$の増加関数であること、すなわち、微惑星系の成長モードは暴走的成長になることを示している。

暴走的成長によって形成された大きな微惑星を原始惑星と呼ぶ。原始惑星はある程度大きくなると、周囲の微惑星を重力散乱で大きく振り回すようになる。振り回されてランダム速度が大きくなった微惑星は集積しにくいので、原始惑星の成長は鈍る。原始惑星によって散乱された微惑星との相対速度は$v_{\rm rel} \propto M^{1/3}$となる (Ida & Makino 1993)。このとき、原始惑星の相対成長率は$(1/M)(dM/dt) \propto M^{-1/3}$となる。となる。つまり、相対成長率は$M$の減少関数になり、大きな原始惑星ほどゆっくり成長することになる。このためある程度大きくなると原始惑星の大きさはそろってくることになる。このような成長モードは秩序的成長と呼ばれる (図 2参照)。

このとき原始惑星の軌道間隔はヒル (ロッシュ) 半径の約 10 倍になる (Kokubo & Ida 1998)。ヒル半径は軌道運動する原始惑星の重力圏の大きさを示し、原始惑星の質量をM、太陽からの距離をaとすると

$$r_{\rm H} = \left(\frac{M}{3M_\odot}\right)^{1/3} a \qquad (2)$$

となる。この軌道間隔は軌道反発という効果で決まる。軌道反発は原始惑星間の重量散乱と微惑星からの力学的摩擦の複合効果である。原始惑星どうしの重力散乱は原始惑星の軌道間隔を広げ、軌道離心率を大きくする。軌道離心率は重力散乱後、周囲の微惑星からの力学的摩擦により小さくなる。結果、原始惑星どうしはほぼ円軌道を保ったまま軌道間隔を広げることになる。

原始惑星どうしの成長モードが秩序的成長になることと原始惑星間の軌道反発の結果、隣どうしでは同じような大きさの原始惑星が決まった間隔で形成されることになる。ヒル半径は質量の 1/3 乗に比例しているので原始惑星が成長するに従って大きくなる。すなわち、原始惑星はお互いに軌道間隔を広げながら、たまに間引きもしつつ、成長することになる。このような成長モードは原始惑星の寡占的成長と呼ばれる (Kokubo & Ida 1998)。

原始惑星の軌道間隔bがわかると、原始太陽系円盤のダスト成分の表面密度Σが与えられれば最終的に形成される原始惑星の質量を見積もることができる (Kokubo & Ida 2000)。中心から距離aで幅bのリング状の領域にあるダストが原始惑星になるとするとその質量Mは$M \simeq 2\pi ab\Sigma \propto \Sigma^{3/2}a^3$となる。その形成にかかる時間$T$は、$T \propto M^{1/3}\Sigma^{-1}a^{1/2}$となる。原始太陽系円盤の標準モデルを使うと原始惑星の質量は例えば、地球軌道で10^{24}kg となる。その形成時間は 70 万年となる。

5 地球の完成

寡占的成長で地球領域に形成される原始惑星は火星サイズくらいである。これは原始惑星から金星や地球への進化にはもう一段階の集積、つまり原始惑星どうしの衝突が必要であることを意味している。つまり地球型惑星形成の最終段階は、残りの微惑星を集積しながらの原始惑星どうしの巨大衝突になる。

寡占的成長により形成される原始惑星系は長期的には安定ではない。原始惑星どうしの相互重力、もしくは木星型惑星からの重力摂動によって原始惑星系は不安定なる。原始惑星系が不安定になり、軌道交差が起こるようになれば、原始惑星どうしの衝突

が可能になる。

最新のN体シミュレーションによると地球型惑星領域で数億年で十数個の原始惑星から数個の惑星を集積することは可能なようである (e.g., Chambers 2001)。しかし、巨大衝突によって形成された惑星の軌道離心率や軌道傾斜角が現在の地球型惑星のものより桁で大きくなってしまうという問題が残っている。これは巨大衝突の時代にも円盤ガスもしくは微惑星がある程度残っていれば解決できると考えられている。すなわち、衝突の結果大きくなった軌道離心率と軌道傾斜角をガス抵抗もしくは力学的摩擦によって小さくするのである。

6　地球-月系の特徴

ここまでで地球は形成された。次に月の形成について考える。

まずはじめに地球-月系の特徴をまとめる。地球-月系の力学的特徴は、他の衛星系に比べて衛星の惑星に対する質量比が大きいことと角運動量が大きいことである。月の質量は地球の質量の約 1/80 だが、他の衛星系では衛星の質量は最大でも惑星の質量の約 1/1000 にすぎない (冥王星のカロンは除く)。また、地球-月系の角運動量は、約 4 時間で地球が自転する場合の角運動量に相当する。

次に月の化学的特徴は地球に比べて鉄分が少ないことと揮発性元素 (カリウム、鉛など) が少ないことである。地球には中心に主に鉄からなるコアがあり、その質量は全質量の約 30%を占めると見積もられている。しかし、月では鉄コアはとても小さく全質量のわずか 4%以下だろうと推定されている。

このような地球-月系の特徴を説明できる唯一の形成シナリオが巨大衝突説である (Hartmann & Davis 1975, Cameron & Ward 1976)。

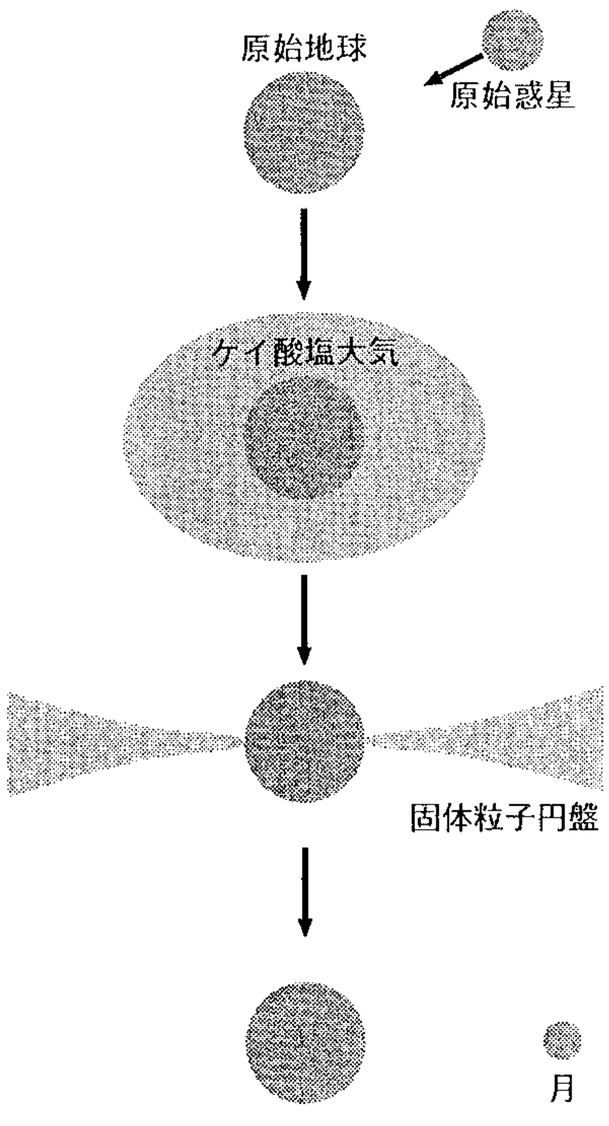


図 3: 巨大衝突説の概念図。

7　巨大衝突説

地球形成の最終段階は原始惑星どうしの衝突合体であった。この巨大衝突によって月は形成される。巨大衝突説では (図 3)、(1) まず火星くらいの大きさの原始惑星が原始地球に衝突する。(2) 衝突により地球の周りに主に岩石 (マントル) 成分からなる気化したもしくは溶融状態の月材料物質が供給される。(3) 材料物質が冷えるにつれて固体粒子でできた原始月円盤が形成される。(4) この原始月円盤から粒子の集積により月が形成される。

巨大衝突によりもたらされる角運動量は大きな地球-月系の角運動量を説明することができる。また、月の鉄と揮発性元素の欠損を説明することもできる。巨大衝突の SPH シミュレーションによると、衝突によって地

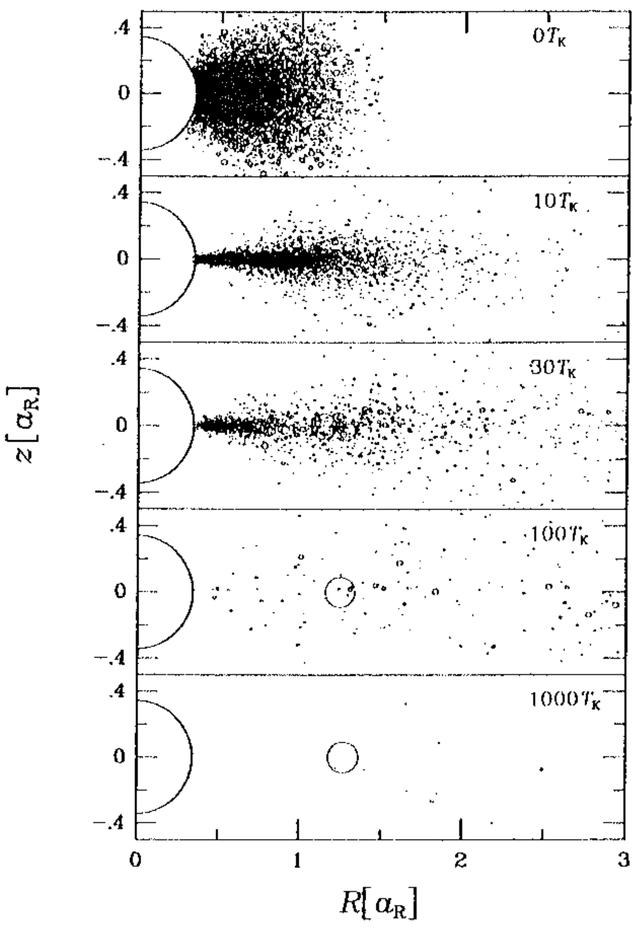


図 4: 原始月円盤からの月集積の N体シミュレーションの例。長さの単位はロッシュ限界半径で、時間はロッシュ限界半径でのケプラー周期。

球の周りには主に原始惑星のマントル成分が残り、コア (鉄) の大部分は地球に落ちてしまう。そのために月材料物質の鉄分は少なくなる。そして、円盤からの月集積により月物質が高温になり、そのさいに揮発性元素が抜けるのである。

巨大衝突とそれに伴う原始月円盤の形成はSPHシミュレーションにより調べられている。最新のシミュレーションによれば、上記シナリオで仮定するように、火星くらいの原始惑星の衝突により月質量の数倍で鉄の割合が少ない原始月円盤が形成されることがわかっている (e.g., Canup & Asphaug 2001)。

8　原始月円盤からの月集積

巨大衝突によって形成された原始月円盤は次のように進化する (図 4)(Kokubo et al. 2000)。(1) 円盤は粒子どうしの衝突によってランダム運動が小さくなり、動径方向・垂直方向に収縮する。(2) 円盤が収縮すると円盤の面密度が上がり、円盤は重力的に不安定になり、面密度のむらが成長する。(3) むらむらはロッシュ限界の中にあるので潮汐力によりのばされてしまい渦巻状になる (ロッシュ限界とは軌道運動している天体の自己重力と中心天体による潮汐力が釣り合う場所である)。(4) 渦状腕の及ぼす重力トルクによって月材料物質がロッシュ限界外に運ばれる。(5) ロッシュ限界の外側に運ばれた粒子は重力的に束縛し、アグリゲイト (重力的に束縛した粒子のかたまり) を形成する。(6) 同じような地球からの距離にできるアグリゲイトは次々と合体し、1つの大きなアグリゲイト、月の「種」がロッシュ限界の外側に形成される。(7) 月の種は形成後、ロッシュ限界のすぐ外側に居座り続け、内側から運ばれてくる粒子を独占的に集積しながら成長する。

このような円盤の進化から必然的に1つの大きな月がロッシュ限界の外側に形成されることになる。月の軌道はほぼ初期円盤の赤道面上でほぼ円軌道になる。

この月集積の時間スケールは約1ヶ月である。これは原始月円盤の角運動量輸送の時間スケールである。

原始月円盤から集積される月の質量は円盤の角運動量保存から決まる。初期の原始月円盤の角運動量は月集積過程で主に2種類の粒子、すなわち、集積される月と地球に落ちる粒子に分配される。集積される月と地球に落ちる粒子の軌道要素すなわち単位質量当たりの角運動量はほぼ決まっているため、角運動量保存によりそれぞれに分配される質量が決まる。月の質量は初期円盤の質量の 10-60%くらいで、この割合は初期円盤の単位質量あたりの角運動量に比例

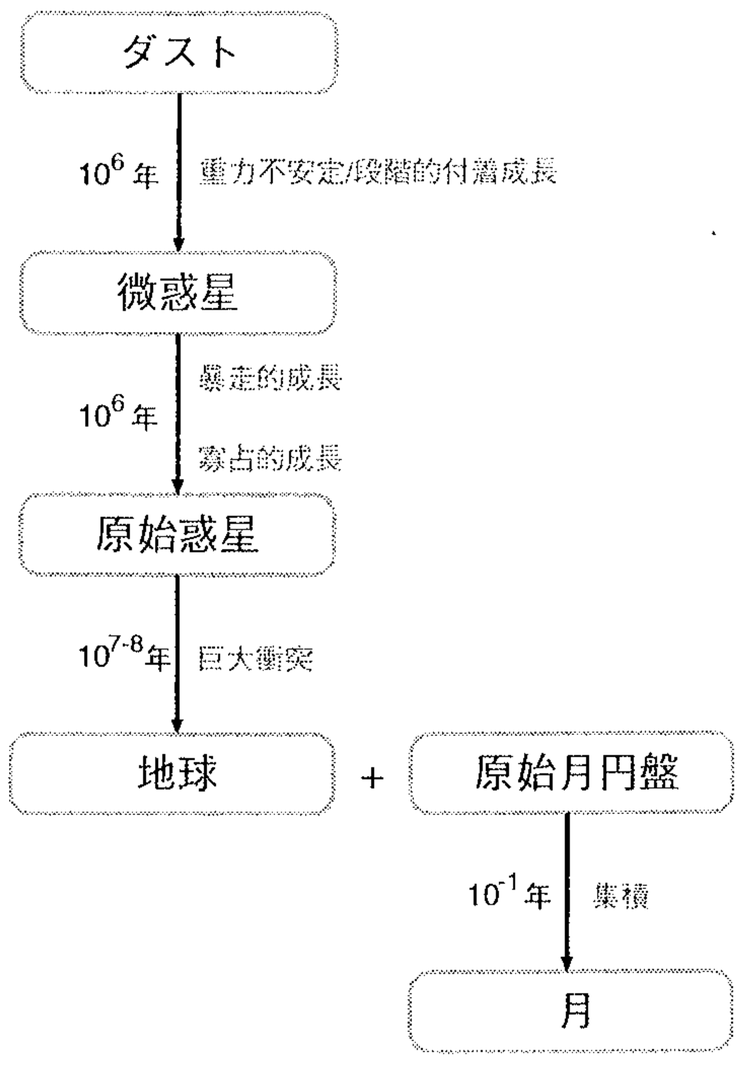


図 5: 地球-月系形成のフローチャート。

することがわかっている。

9 おわりに

これまで原始太陽系円盤から地球-月系の形成過程を概観してきた。図5にまとめとして地球-月系形成のフローチャートを示す。ダストから微惑星、原始惑星、そして地球-月系への大きな進化の流れがわかってもらえただろうか。

この地球-月系形成シナリオにはまだまだ洗練しないといけないところも多い。今回紹介したシナリオはさらに研究を進めるためのフレームワークだと思って欲しい。

References

A. G. W. Cameron, & W. R. Ward: Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. 7th 120 (1976).

R. M. Canup & E. Asphaug: Nature 412, 708, (2001).

J. E. Chambers: Icarus 152, 205 (2001).

P. Goldreich, & W. R. Ward: Astrophys. J. 183, 1051 (1972).

W. K. Hartmann, & D. R. Davis: Icarus 24, 504 (1975).

C. Hayashi, K. Nakazawa, & Y. Nakagawa: in *Protostars & Planets II* (D. C. Black, M. S. Mathews, Eds.), University of Arizona Press 1100 (1985).

S. Ida & J. Makino: Icarus 106, 210 (1993).

E. Kokubo & S. Ida: Icarus 123, 180 (1996).

E. Kokubo & S. Ida: Icarus 131, 171 (1998).

E. Kokubo & S. Ida: Icarus 143, 15 (2000).

E. Kokubo, S. Ida, & J. Makino: Icarus 148, 419 (2000).

V. S. Safronov: *Evolution of the Protoplanetary Cloud and Formation of the Earth and the Planets*, Nauka (1969).

G. W. Wetherill & G. R. Stewart: Icarus 77, 330 (1989).

惑星系の多様性の起源

井田 茂
東工大・地球惑星

Abstract. これまでに発見された系外惑星は、その軌道分布に大きな多様性を示している。太陽系形成の標準理論を振り返り、このような惑星系の多様性を生み出す原因について考える。ダストや惑星の移動現象や軌道不安定などの惑星形成に内在する要因、惑星形成時に恒星が通過することによる重力摂動や近傍での大質量星の形成による影響などの外的要因が考えられる。内的要因は原始惑星系円盤の質量や重元素量がコントロールしているのかもしれない。

1. 系外惑星系の観測

2002 年 1 月現在、67 個の主系列星のまわりで 75 個の惑星が発見されている。
(e.g., http://www.obspm.fr/encycl/encycl.html, http://exoplanets.org/)
発見された全ての惑星は、惑星がまわることによる中心星のゆれを測ったものである（ひとつの惑星については、後述の transit 法でも確認)。中心星がゆれることにより、われわれの視線方向の運動が生まれ、それがその星からの光をドップラーシフトさせる。スペクトルの吸収線の分光観測により、このドップラーシフトを精密に測ることができる。

この方法は間接的ではあるが、惑星の軌道、(最小) 質量を精度よく決めることができる。惑星の質量と軌道長半径を $M_{\rm p}, a$、中心星の質量を $M_{\rm c}$、惑星軌道面に垂直な軸と視線方向のずれの角度を i とすると、惑星をもつ星のドップラー速度の振動の振幅 V_r と周期 τ は、

$$V_r = \frac{G^{1/2} M_{\rm p} \sin i}{M_{\rm c}^{1/2} a^{1/2}} \tag{1}$$

$$\tau = 2\pi \sqrt{\frac{a^3}{G M_{\rm c}}} \tag{2}$$

と与えられる。観測によって V_r, τ がきまるので、$M_{\rm p} \sin i, a$ がもとまる。また、振動の sin カーブからのずれによって、軌道離心率がきまる。

この中心星の視線方向速度をドップラーシフトを測る方法 (radial velocity 法、Doppler shift 法) の他にも、惑星が中心星を横切ることによって中心星が周期的に減光することを測る方法 (transit 法) や、中心星のゆれを位置観測したり (astrometory)、重力レンズによる惑星の検出の努力もされている。transit 法では、radial velocity 法ですでに確認されている惑星をひとつ独立に検出している。transit 法では惑星の軌道長半径の他、大きさや $\sin i$ が求まる。重力レンズでは、すでに数個の発見の報告があった (まだ未確認だが)。

検出確率は太陽質量程度の単一星で、これまでの観測精度で数%である。Figures 1, 2 にこれまでに発見された系外惑星の質量、軌道分布を示す。Fig.1 では、中心星が太陽質量のときの V_r をいくつかプロットしてある。radial velocity 法では重い惑星が見つかりやすいので、これまで検出された惑星は木星のような巨大ガス惑星だと考えられる。発見された惑星のうち約 1/4 は "Hot Jupiter" と呼ばれる軌道長半径が非常に小さい ($a < 0.1$AU)

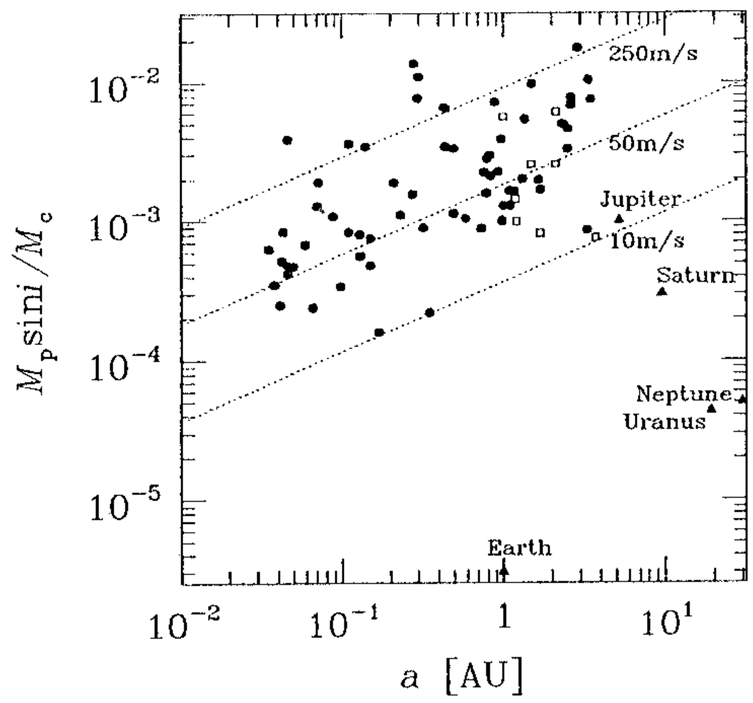


Figure 1.　発見された系外惑星の質量 M_p（中心星質量 M_c で規格化してある）、軌道長半径 a の分布。系外惑星の質量には $\sin i$ の不定性がある。白抜きの四角は軌道離心率 e が小さく、a が比較的大きな、太陽系型巨大惑星を表す。太陽系惑星も三角形でプロットしてある。破線は中心星が太陽質量のときの $V_r = 250, 50, 10$ m/s のラインを示す。

惑星で、約 2/3 は軌道離心率が大きな（$e > 0.1$）惑星である。太陽系の木星、土星のように軌道長半径が比較的大きく、軌道離心率が小さな（$a > 1$AU, $e < 0.1$）惑星は全体の 1/10 にしか過ぎない。しかし、radial velocity 法では軌道長半径が小さいほど見つかりやすいので、今後、太陽系の木星、土星のような惑星の発見が増えていく傾向にあるだろう (現在の radial velocity 法の精度は 3 m/s 程度)。

2.　太陽系形成の標準理論とその問題点

太陽系形成の標準的モデルは以下のようになっている (e.g., Safronov 1969, Hayashi et al. 1985, 渡邊 & 井田 1997) : (1) 原始惑星系円盤が形成 (H, He ガスが全体の質量の 99 %を占め、残りが固体ダスト; 円盤質量は太陽質量の 1 %程度)、(2) ダスト成分が円盤赤道面に沈殿し微惑星が形成、(3) 微惑星が衝突合体して成長して、地球型惑星と木星型惑星のコアができる、(4) 木星型惑星のコアが地球質量の数倍から 10 倍の質量に達すると、惑星大気がコアに崩壊し、まわりに円盤ガスが残っていれば、ガスが流入、(5) 原始惑星系円盤が消失。

T Tauri 星の観測によれば (e.g., Beckwith & Sargent 1996)、円盤質量は太陽質量の 0.1 %-10 %程度に分布し、平均値は太陽質量の 1 %-3 %。また、円盤の寿命は 10^7 年程度。

この標準理論に従うと、巨大ガス惑星の形成については、(a) 一般に中心星から遠いほど、dust/gas 比 $(= \gamma)$ が大きなコアができるので $(M_p \propto a^{3/4}\gamma^{3/2})$、遠いところで巨大ガス惑星が形成 ($a > 2.7$AU では H_2O の氷が凝縮するので、γ は大きくなる)、(b) 中心星から遠いほど、コアの形成に時間がかかる $(\propto a^3)$ ので、遠すぎると、コアが形成されたときには円盤が散逸していて、巨大ガス惑星はできない; それゆえ、天王星、海王星は巨大ガス惑星になれなかった、(c) 円運動している円盤ガスの流入で巨大ガス惑星ができるので、巨大ガス惑星の軌道は一般に円軌道に近くなる。

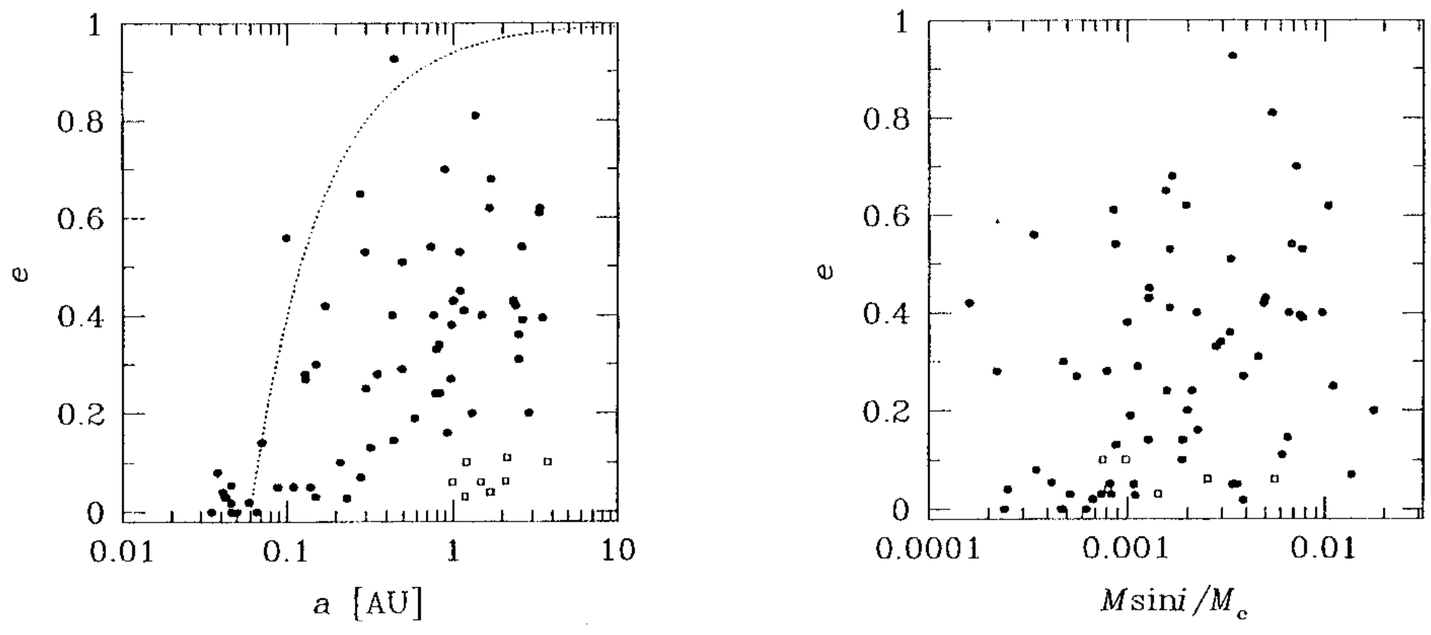


Figure 2.　発見された系外惑星の質量 $M_{\rm p}$（中心星質量 $M_{\rm c}$ で規格化してある）、軌道長半径 a、軌道離心率の分布。$e-a$ の図で破線の左上の領域は、近点距離が小さく、中心星の潮汐力で惑星軌道が 10^9 年程度で円軌道化されてしまう領域を示す。

ただし、上の結論は以下のような仮定の上に成り立っている：

1. 原始惑星系円盤の質量は太陽質量の１％程度。
2. ダスト、微惑星、惑星などの固体成分は円盤の半径方向には移動しない。
3. 形成された惑星の軌道はずっと安定である。
4. 太陽系は孤立系である。

上記 1. は明らかに太陽系でのみ成り立つ仮定であって、他の系では成り立たない。観測的には、円盤質量は太陽質量の 0.1 %-10 %程度のばらつきがある。2. は実は太陽系形成の標準理論の大きな問題点である。理論的には、以下に述べるように、移動するほうが自然に見える。3. も微妙な問題で、他の系でも成り立つ保証はない。4. は程度の問題はあるが正しくないであろう。最近の観測によれば、星は集団で形成され、1 億年以上かけてだんだんとばらけていく。惑星形成が行なわれているころは近傍との星の重力散乱、または近くでできた星の紫外線やジェットなどが円盤に影響を与えるはずである。

2.1.　ダスト、惑星落下問題 - Hot Jupiter の起源？

理論的には、ダストや惑星は円盤との相互作用で中心星方向に移動する可能性が予言されている。なぜ、太陽系ではそれがなかったのかが問題となっている。しかし、うらを返せば、このことが惑星系の多様性を説明する可能性がある。

円盤ガスは円盤の半径方向に圧力勾配があって、ケプラー回転速度より、η =0.1-1 %だけ遅く回転しているので、ダスト粒子はガスとの間に相対速度を持ち、ガス抵抗を受ける (Hayashi et al. 1985, 渡邊 & 井田 1997)。サイズ $D \ll 1$ m のダスト粒子はガス抵抗が十分強くガスと共に運動し、$D \gg 1$ m のものはガス抵抗があまり効かず、ガスとはほとんど独立にケプラー回転をする。どちらの場合もダスト粒子は円盤半径方向には移動しないが、$D \sim 1$ m のものは中途半端にガス抵抗を受けて角運動量を失い、中心星方向に

$$V_{r,\rm drag} \sim \eta V_{\rm kep}, \tag{3}$$

($V_{\rm kep}$ はケプラー速度) という大きな速度で移動する。そのままならば円盤内の固体成分は急速になくなってしまう。これを避けるのためには、ダスト層の自己重力不安定で一

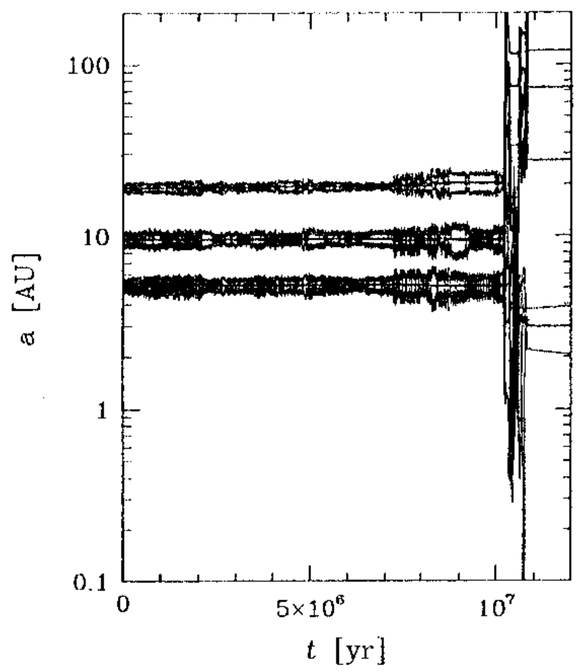


Figure 3.　巨大ガス惑星の長時間軌道不安定の例。現在の木星、土星、天王星の位置に木星質量の２倍の惑星を３つおいて計算した。それぞれの軌道を表す線は３本の線が重なっていて、真中は軌道長半径、上下の線は遠日点と近日点を表す。上下の線の幅が軌道離心率に比例している。はじめ円軌道に近い状態からスタートし、ずっと円軌道に近い状態だが、10^7 年後に急激に軌道離心率が上昇し、惑星同士は近接散乱をおこし、ひとつの惑星が系外にはねとばされ、のこりの２つの惑星は大きな軌道離心率をもって残る。

気に km サイズになるか (Hayashi et al. 1985, 渡邊 & 井田 1997)、落ちる前に急速に成長するかのどちらかである。乱流状態にある円盤でそのようなことが可能かどうかはよくわかっていない。

また、原始惑星が月質量 (地球質量の 1/100) を越えると、原始惑星と円盤ガスとの重力相互作用が重要となり、原始惑星は角運動量を失って中心星方向に移動すると言われている。線形論 (Ward 1986, 1997) によると、移動速度は、

$$V_{r,\mathrm{grav}} \sim \left(\frac{M_\mathrm{p}}{M_\odot}\right)\left(\frac{M_\mathrm{disk}}{M_\odot}\right)\left(\frac{r}{H}\right)V_\mathrm{kep}, \tag{4}$$

である。ここで、r は中心星からの距離、H は円盤のスケールハイトで、$r/H \sim 10$。$V_{r,\mathrm{grav}}$ は、地球質量、1AU で $10^{-5}V_\mathrm{kep}$ であり、かなり大きい。

惑星質量が地球質量の 10 倍を越えると、円盤ガスにギャップを開け (Lin & Papaloizou 1993)、円盤との相対運動がとまる。しかし、円盤自身がアクリーションディスクとして中心星に降着するので、やはり、その巨大惑星は中心星方向にギャップもろとも移動する。

これらのダスト、惑星、巨大惑星の移動は中心星に近いほど速いと見積もられている。したがって、もしこのような移動が円盤存在中に太陽系でおこったとすると、惑星の分布は円盤の外側に偏るはずである。しかし、太陽系の惑星の分布はそうなっていないので、太陽系では実際にはこのような移動がおきなかったと考えられる。

一方、このような移動がおきて、その移動が円盤の内縁で何らかの効果で止まったとすると、0.05AU というような内側領域での巨大惑星 (Hot Jupiter) の存在を説明することができる (e.g., Lin et al. 1996)。しかし、この移動をおこしたりおこさなかったりする物理パラメータは何なのかは明らかになっていない。

2.2. 楕円軌道惑星の起源？

一方、楕円軌道惑星の起源としては、現在有力なのは軌道不安定説である。近年のコンピュータシミュレーションによると、惑星が3個以上の惑星系では、初期に円軌道だった惑星軌道がある有限の時間で突然、楕円軌道化することが知られている(Fig.3)。その有限時間は経験的に$\propto \exp(\Delta a/M_{\rm p}^{1/4})$ (Δaは惑星の軌道間隔)のようにΔaと$M_{\rm p}$に非常に敏感に依存することがわかっている(Chambers et al. 1996)。つまり、巨大ガス惑星形成の微妙な違いで、中心星の主系列年齢以内で楕円軌道化する可能性がある。

太陽系では、このような軌道不安定がおきた形跡はない。どうのようなときに不安定をおこすのかの物理条件も明らかになっていない。

3. まとめ

これまでに発見された系外惑星には、その軌道分布に大きな多様性が見つかっている。巨大ガス惑星が、円盤の比較的外側で円軌道で形成されるであろうことは、たぶん正しいだろう。したがって、Hot Jupiterは、形成された惑星が円盤内縁部に移動（もしかしたら固体材料物質が円盤内縁部に溜って、そこで集積）してできたのだろう。楕円軌道惑星は、はじめ円軌道でできたものが長時間の重力摂動で楕円軌道化したものと考えられる。

そのような移動や不安定をコントロールする物理パラメータは、明らかになっていない。候補としては円盤質量、円盤の重元素比、円盤の寿命などが提案されている。円盤の重元素比が大きいと惑星は落下しにくくなるはずである。また、近傍で大質量星が形成されることによって、その紫外線で円盤が早い段階ではがされるということも、惑星落下を阻害する。いっぽう、あまり早くはがされると、巨大ガス惑星が形成されなくなる。

円盤質量については2桁以上のバラツキがあることが観測的に明らかになっている。固体惑星の質量は円盤質量の3/2乗に比例することがわかっているので(Kokubo & Ida 1998, 渡邊 & 井田 1997)、円盤質量のバラツキは形成される惑星系に大きな多様性を生むであろう。

惑星系の多様性を統一的に説明する試みは今始まったばかりである。今後も急速に観測が進み、太陽系の木星、土星に対応するパラメータ領域の惑星分布も近いうちに明らかになるだろう。理論研究もそれに対応して急速に発展していくことが予想される。

References

Beckwith, S. V. W. & Sargent, A. I. 1993, in Protostars and Planets III, ed. E. H. Levy & J. I. Lunine (Tuscon: Univ. of Arizona Press), 521; 1996, Nature, 383, 139

Chambers, J. E., Wetherill, G. W., & Boss, A. P. 1996, Icarus, 119, 261

Hayashi, C., Nakazawa, K., & Nakagawa, Y. 1985 in Protostars and Planets II, ed. D. C. Black & M. S. Matthews (Tuscon: Univ. of Arizona Press), 1100

Kokubo, E. & Ida, S 1998, Icarus, 131, 171

Lin, D. N. C., Bodenheimer, P., & Richardson, D. 1996, Nature, 380, 606

Lin, D. N. C. & Papaloizou, J. C. B. 1993, in Protostars and Planets III, ed. E. H. Levy & J. I. Lunine (Tuscon: Univ. of Arizona Press), 749

Safronov, V. 1969, Evolution of the protoplanetary cloud and formation of the earth and planets (Moscow: Nauka Press)

Ward, W. R. 1986, Icarus, 67, 164; 1997 Icarus, 126, 261

渡邊誠一郎 & 井田 茂 1997, in 比較惑星学（岩波書店）, 131

星間有機物と生命の起源

横浜国立大学大学院工学研究院
小林　憲正

1. はじめに：化学進化の古典的シナリオ

地球上の生物はどのようにして誕生したのだろうか？ 19 世紀中頃，重大，かつ相矛盾する２つの生物学上発見があった。一つは Pasteur による生物の自然発生の否定，もう一つは Darwin による生物進化説である。生物はより下等な生物から進化したとすると，最も下等な生物はどのようにして誕生したのか？ここに「生命の起源」は自然科学の課題となった。

1920 年代になり，Oparin と Haldane は，生命に必要な物質のもとは原始地球大気の反応生成物がとけ込んだ「原始スープ」中で，単純な化合物から，もっと複雑かつ組織化された化合物へ進化し，やがて生命となった，とする「化学進化仮説」を発表した。ただし，当時は化学進化には極めて長い時間が必要で，実験的検証は困難とみなされていた。

1950 年代，Miller は，原始大気はメタン・アンモニア・水素・水などからなる強還元的なものとする説に従い，原始大気中での化学反応を調べることを試みた。メタン・アンモニア・水素・水の混合気体中で，雷を模した火花放電を行ったところ，グリシン，アラニンなどのアミノ酸をはじめ種々の有機物が生成していることを見いだした[1]。つまり，タンパク質の構成要素であるアミノ酸が，単純な分子から「無生物的に（生物の働きを借りることなく）」生成することが示されたのである。この実験以降，主として強還元型の模擬原始大気を用い，熱・紫外線・放射線など種々のエネルギーを用いた生体分子の無生物合成実験がなされた。そして，どのエネルギーを用いても，アミノ酸が容易に生成することが示された。

これらの実験結果や，反応経路の解析などにより，Fig. 1 に示すようなシナリオ（以後，「古典的シナリオ」と呼ぶ）が提案された。

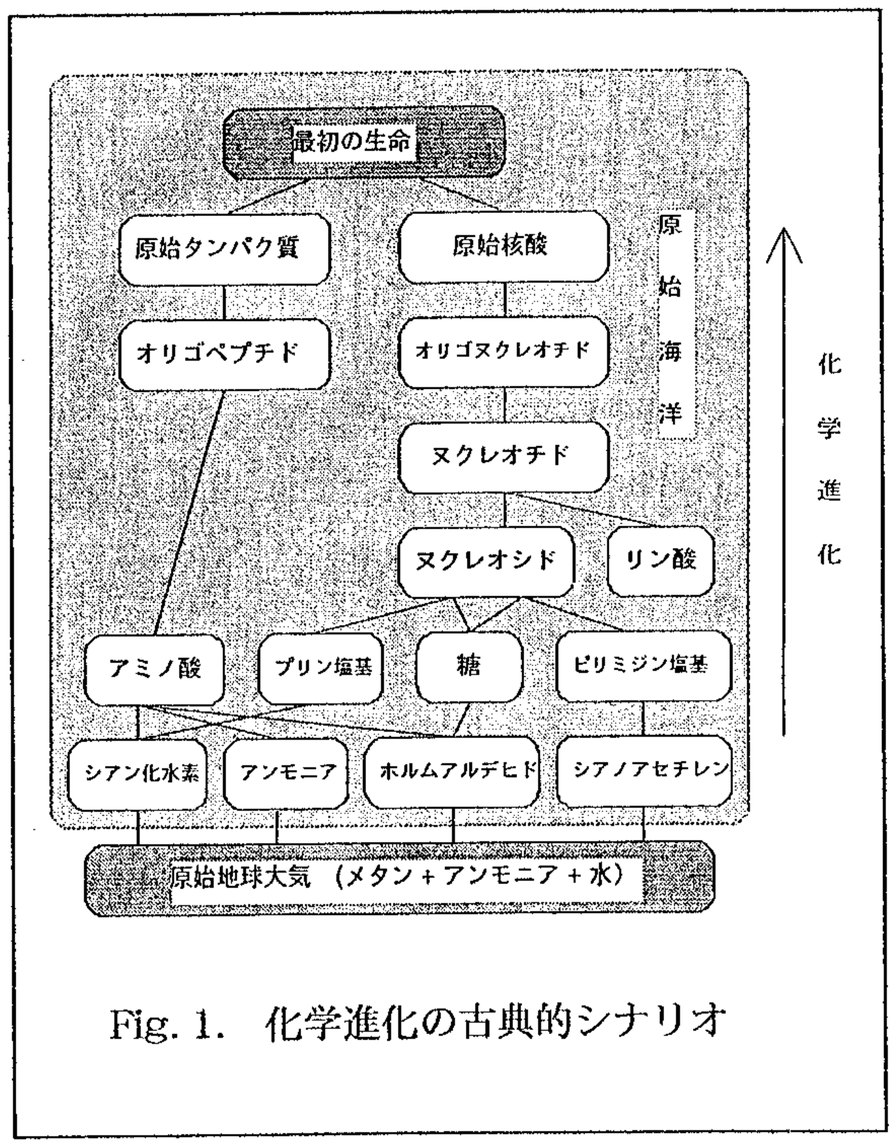


Fig. 1.　化学進化の古典的シナリオ

2. 新たな原始地球モデル下での有機物の生成

しかし，1970 年代以降，この古典的シナリオは大きな問題に直面した。新しい惑星生成論からは，原始太陽系星雲中に生じた微惑星の衝突合体により地球が生成し，衝突により発生したガスが原始地球大気となったとされる。その組成は一酸化炭素・窒素・水を主とするものであった。一酸化炭素は光反応などにより徐々に二酸化炭素に変化していく（多くの本に，衝突脱ガスにより二酸化炭素を主とする大気が生じたと書いてあるが，これは誤りである）。つまり，原始地球大気は

二酸化炭素・一酸化炭素・窒素・水を含む弱還元型のものと考えられる[2]。この種の混合気体からは，放電や近紫外線など，従来，化学進化の主要なエネルギーとみなされていたエネルギーではアミノ酸などの含窒素有機物の生成が極めて困難である。つまり，古典的シナリオの前提が崩れてしまうわけである。

われわれは，二酸化炭素・一酸化炭素・窒素・水の混合物に宇宙線を模した高速粒子を照射した。生成物を加水分解すると種々のアミノ酸[3]や核酸塩基のウラシル[4]が生成することが確認できた。つまり，宇宙線の寄与を考慮すれば，原始地球大気からも生体有機物の生成は可能である。ただし，混合気体中の一酸化炭素の割合が極めて低い場合，生成するアミノ酸量も極微量となってしまう。ここで注目されたのが，地球外有機物である。

3. 生命の材料としての地球外有機物

1960 年代以降，各国による宇宙観測や探査機による惑星探査が本格化し，地球外にも様々な有機物が存在することが知られるようになった。1969 年にオーストラリアに落下した Murchison 隕石は炭素を多く含む「炭素質コンドライト」であり，その有機物は詳細に調べられた。その抽出液からは，数十種類のアミノ酸などが検出された[5]。また，一部のアミノ酸は L-体が D-体よりも多く存在することが確認された[6]。また，1986 年のハレー彗星の接近時，探査機 Vega および Giotto に搭載された質量分析計で彗星から吹き出した塵の分析が行われ，彗星中にも多様な有機物が含まれることが示された[7]。彗星のもとになったのは星雲中で一酸化炭素・メタノール・アンモニア・水などが塵上に氷結した「星間塵」と考えられる（Fig. 2）。

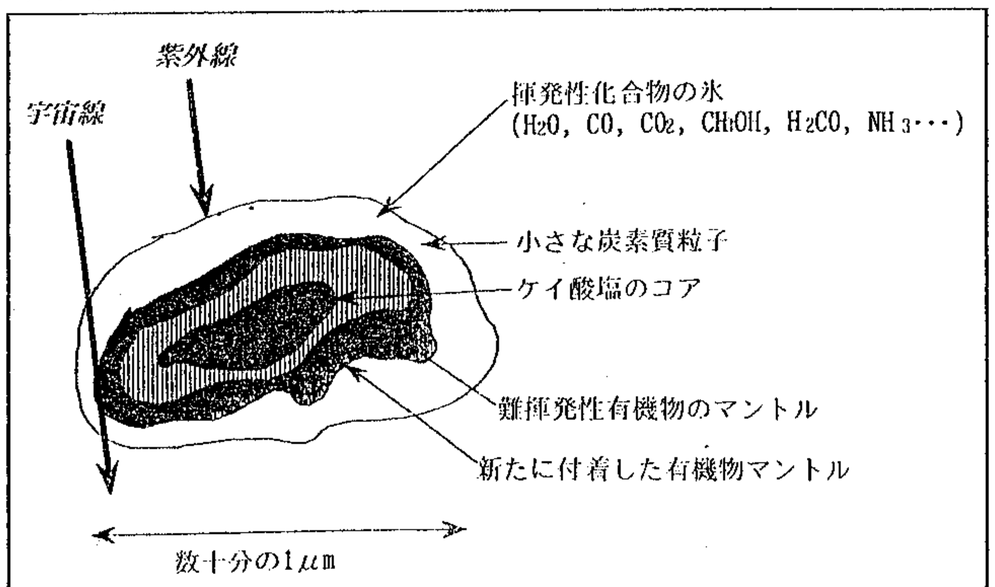


Fig. 2.　星間分子雲中での有機物生成
星間塵表面に一酸化炭素・アンモニア・水などが凍結し，これに宇宙線・紫外線などの照射により有機物が生成する(Cottin et al., 1999 を改変)。

われわれは，Fig. 3 のような装置により星間塵を模した氷を作り，これに陽子線や紫外線を照射し，その生成物を加水分解するとアミノ酸が得られた[8]。炭素源にメタノールを用い，固相と気相でのエネルギー収率を比較したが，大きな違いは存在しなかった[9]。つまり，星間塵のような低温の固相環境でも生体有機物の生成は十分に可能である。

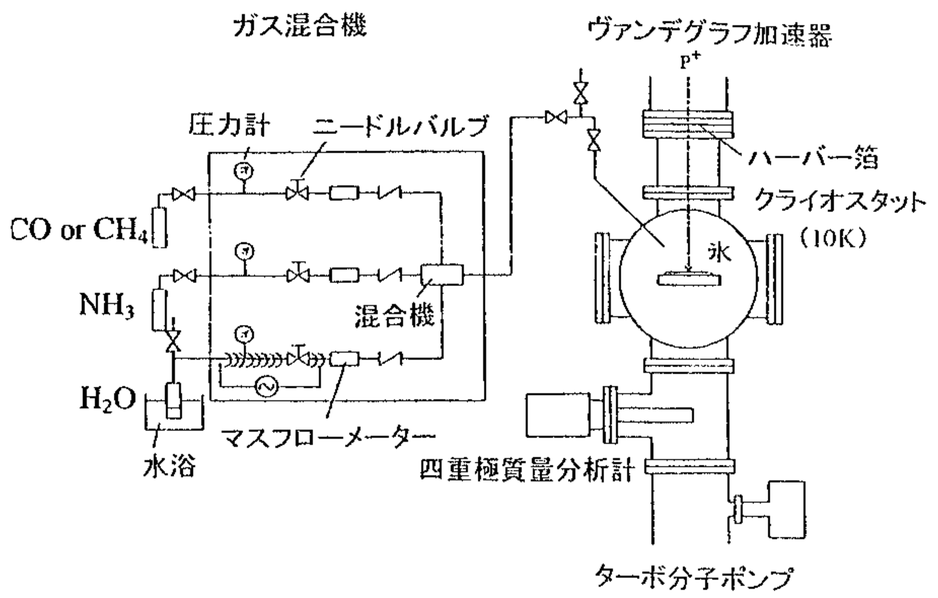


Fig. 3.　模擬星間塵環境下での陽子線照射実験

星間環境で生成した有機物は，星間塵が集まって小天体となるまでは，星間紫外線などの照射により変成を受けると考えられる。この過程で，アミノ酸などの生体有機物の不斉創成が起きた可能性が議論されている[10]。例えば，超新星爆発により生じた中性子星

からシンクロトロン放射される円偏光が星間有機物に照射された場合(Fig. 4)，アミノ酸の一方の対掌体を選択的に分解する可能性が示唆されていた。われわれは，Murchison隕石中で大きなエナンチオ過剰が観察されたイソバリン(Ival)の水溶液をターゲットとして，これに NTT 放射光施設のシンクロトロンからの紫外線領域連続光を利用し，左円偏光，右円偏光，および直線偏光を照射した。照射生成物は光学活性カラム(SUMICHIRAL OA-5000)を用いた HPLC 法で分離，定量した。その結果，右円偏光を 9×10^{19} eV 照射した時，1.12 % の L-Ival のエナンチオ過剰が，同様に左円偏光を照射した時には，1.75 %の D-Ival のエナンチオ過剰が得られたが，直線偏光を照射した時には，有意のエナンチオ過剰は観察されなかった[9]。このことは，地球上での生体分子の不斉の起源が，宇宙空間での円偏光照射による可能性を支持するものである。

39 億年くらい前まで，地球には多数の隕石・彗星が衝突した。これらが持ち込んだ有機物は地球の最初の生命の材料の有力な候補となった。

4. 生命の起源の新たなシナリオの構築をめざして

現在の地球生命は，タンパク質の触媒能と核酸の自己増殖能により成り立っている。この２種の機能性高分子のどちらが先に生成したのか？これは生命の起源における大きな論争点であった。

1980 年代，触媒活性を持つ RNA（リボザイム）を発見により，RNA が核酸本来の自己増殖能に加え，タンパク質のみが担うと考えられていた触媒能を併せ持つことが示された。そして，RNA のみからなるシステムが最初の生命であった，とする「RNA ワールド」説が提唱され，特に分子生物学者から大きな支持を集めている[11]。しかし，一部の核酸塩基を除き，糖やヌクレオシドの無生物的生成が可能かどうかもまだわかっていない[12]。

一方，アミノ酸はいろいろな環境で容易に生成するし，加熱などにより，特定の条件下では縮重合することが，「タンパク質ワールド」の利点とされてきた。しかし，模擬原始大気実験生成物中，あるいは隕石などの地球外物質中にペプチドが存在する証拠はまだ得られていない。さらに，遊離アミノ酸は宇宙や地球環境下で極めて不安定である。

つまり，原始海洋中に蓄積した生体モノマーが縮重合して生体ポリマーが生成するという「古典的シナリオ」の化学進化的基盤は弱く，原始地球上にいきなり無生物的にタンパク質ワールドや RNA ワールドが成立したとは考えにくい。

では，「古典的シナリオ」に代わるどのようなシナリオが考えられるだろうか。そのヒントは地球外有機物である。彗星や隕石中に見られる有機物は非常に複雑な構造を有する，いわゆる「複雑な有機物」である。また，模擬原始大気に高速粒子を照射した時の生成物は，主として分子量 1000 前後の複雑な分子の混合物である[13]。し

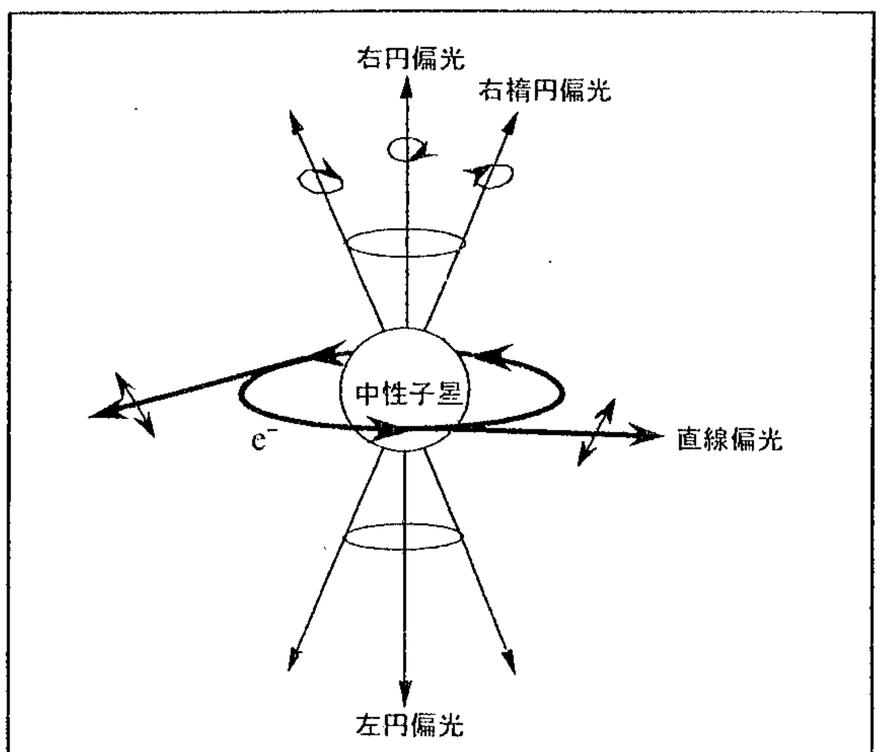


Fig. 4. 中性子星からのシンクロトロン放射光 北半球からは右楕円偏光(R-EPL)および右円偏光(R-CPL)が，赤道からは直線偏光(LPL)が照射されている（香内, 1994 を一部改変)。

かし，これが水に溶け，加水分解されると，アミノ酸，核酸塩基，さらには触媒活性（エステル加水分解活性など）を有する分子などが生じることが確認された。

以上の知見から，次のような化学進化の新たなシナリオが提案できる（Fig. 5)。一酸化炭素・窒素などの単純な分子が原始大気や星間塵中で，宇宙線などから高いエネルギーを受け，励起された後，急冷されると，大きな内部エネルギーを持つ「複雑な有機物」が生じる。これは雑多な分子の混合物であり，いってみれば宇宙の「がらくた」(garbage)である。これが原始海洋中で徐々に分解することにより種々の機能性分子を生み出していく。加水分解反応は水溶液中でも自発的に進むし，そのエネルギーにより他の反応の縮合剤ともなる。この過程で，例えば「複雑な有機物」 に働いて自分と同じ分子を切り出す分子（自己触媒分子）があれば，その分子はがらくた分子の供給が続く限り増殖していくはずである。一般の有機物は水溶液中では不安定で，進化の次のステップに進む前に分解しまう。自己増殖分子のみが選択的に残されて行き，次の進化のステップに進むことが可能となる。

がらくたの中から，機能性分子が選択的に増殖し始めた「がらくたの世界」(Garbage world)は生命誕生の第一段階と考えてられる。そのようながらくたの中にはタンパク質や核酸の部品も含まれていた。「がらくたの世界」はそのような部品を取り込み，機能を進化させ，タンパク質ワールドや RNA ワールドに移行し，ついには「最後の共通の祖先（コモノート)」の誕生に至った。

このシナリオの検証のためには，実験室での模擬実験をさらに精力的に行う必要があるが，それとともに，「化学進化の化石」や「第二の生命システム」の発見が期待される。

5. 「化学進化の化石」や「第二の生命システム」を探して

現在，私たちが知っている生物は共通のアミノ酸，共通の核酸塩基，共通の遺伝暗号を用いている。つまり，すべての既知の地球生物は１つのコモノートから進化したものだけである。なぜ，どのようにして，現在の生物システムができたのか？他種の生物システムはないのか？そもそも「生命」とは何か？われわれと異なる祖先から進化してきた生物，すなわち「第二の生命システム」が手に入れば，このような謎の解明は大幅に進むであろう。

火星は早くから地球以外で生命の存在する可能性の最も高い天体として注目されてきたが，1977 年のヴァイキング計画の生命探査で生命の証拠が得られず，関心は下火になっていた。しかし，1996 年，NASA の D.McKay らのチームが火星から飛来

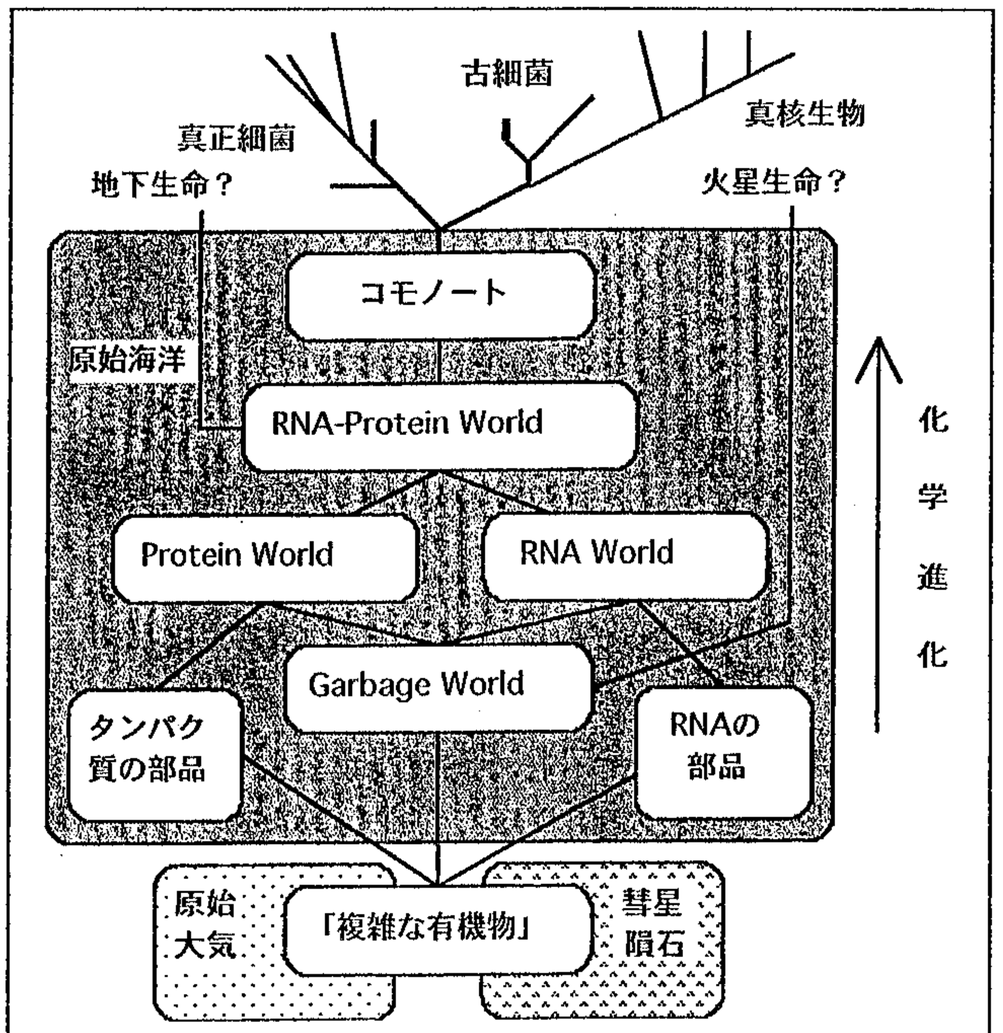


Fig. 5. 「複雑な有機物」に着目した，化学進化の新しいシナリオ。分子系統樹は簡略したものである。太線部分は超好熱菌。

した隕石 ALH 84001 中に火星の過去の生命の痕跡を発見したという報告[14]により，火星の生命の可能性が見直されている。また，NASA の Voyger 探査機および Galileo 探査機による観測により，木星の衛星のエウロパは氷の表層の下に，液体の水が存在する可能性が極めて高いことがわかった。「現在も生存している生物」という観点からは火星よりもむしろエウロパの方に可能性が高いとも考えられる。また，エウロパの生命の可能性は，太陽系の Habitable zone（生命の棲息可能範囲）の議論にも影響を与える。従来，太陽系における Habitable zone は地球軌道周辺のみ，あるいはせいぜい火星軌道付近まで，とされてきたが，エウロパに液体の水が存在するとなると，木星軌道へまで拡張できることになり，太陽系外の生命の存在しうる惑星探しにも大きな影響を与えるだろう。

一方，火星にもし生命が誕生しなかった場合でも，惑星環境下での有機物の進化はある程度，進んでいたはずである。そのような「化学進化の化石」が地下凍土に眠っているかもしれない。さらに，土星の衛星のタイタンは，窒素とメタンを主とする大気を持ち，その中での反応により，tholin と呼ばれる高分子物質[15]を含む，様々な有機物が存在することが示唆されており，その解析のため，現在，Cassini-Huygens 計画が進行中である。

今後の室内模擬実験と，これらの惑星探査や天文観測などから，これまでの生命の起源のシナリオは大幅に書き換えられていく可能性が高いと考えられる。

1) S. L. Miller, *Science*, 117, 528 (1953).
2) J. F. Kasting, *Origins Life Evol. Biosphere*, 20, 199 (1992).
3) K. Kobayashi, T. Kaneko, T. Saito, T. Oshima, *Origins Life Evol. Biosphere*, 28, 155 (1998).
4) K. Kobayashi and T. Tsuji, *Chem. Lett.*, 1997, 903.
5) K. A. Kvenvolden, D. P. Glavin and J. L. Bada, in *"Perspectives in Amino Acid and Protein Geochemistry,"* ed. by G. A. Goodfriend *et al.*, Oxford Univ. Press, Oxford (2000), pp.7-14.
6) J. R. Cronin and S. Pizzarello, *Science*, 275, 951 (1997).
7) J. Kissel and F. R. Krueger, *Nature*, 326, 755 (1987).
8) T. Kasamatsu, T. Kaneko, T. Saito, K. Kobayashi, *Bull. Chem. Soc. Jpn.*, 70, 1021 (1997).
9) "宇宙環境下での紫外線による有機物の生成と分解," 小林憲正，高野淑識，金子竹男，高橋淳一, S. Pizzarello, J. R. Cronin，橋本博文，杉田精司，中川和道，大島泰郎，山下雅道, *Space Util. Res.*, in press.
10) 星間塵環境における有機物生成," 高野淑識，小林憲正，*静電気学会誌*, 25, 32 (2000).
11) W. Gilbert, *Nature*, 319, 618 (1986).
12) K. Kobayashi, *Viva Origino*, 16, 88 (1988).
13) K. Kobayashi, T. Kaneko, T. Saito, *Adv. Space Res.*, 24, 461 (1999).
14) D. S. McKay, et al., *Science*, 273, 924 (1996).
15) B. N. Khare, E. L. O. Bakes, D. Cruikshank and C. P. McKay, *Adv. Space Res.*, 27, 299 (2001).

隕石中の地球外生命の痕跡の確からしさ

村江達士（九州大学理学研究院）

始めに

「地球外に生命体は存在するのか？」この問いかけに物質的に具体的に答える手段は現時点では非常に限られている．ひとつは，地球外の天体に探査機を送り込み，生命探査をすることであり，もうひとつは，地球外から飛来した物体の中に生命体そのもの，又は生命体の痕跡を探すことである．物質的では無いが，現在の人類又はそれ以上に知的に進化した生物が，地球外から発してくる信号をキャッチする試みも行われている．惑星探査機による生命探査としては，火星におけるものがあるが，生命体の存在に対する肯定的な結果は得られていない．現時点では，探査機による生命探査には，機材に対する重量や大きさの制限が厳しく，限られた手法しか使用できない上に，探査位置が広大な惑星表面の一点に固定されているという欠点がある．それに対して，地球外から地上にもたらされた物体に関しては，分析装置に関して大きさや重量の制限が無いため，様々な検出手法が使用可能となる．地球外から地上にもたらされた試料として，アポロ計画で持ち帰られた月の試料があるが，月試料に関しては，生命の存在を示唆する結果は得られていない．月試料以外には，地球外からもたらされた物質としては，隕石と宇宙塵が存在する．これらの試料は，偶然地上に落下してくるのを待つ必要があることと，隕石のもととなった天体（母天体）が明確でなく，母天体に関しては推定の域を出ないという難点がある．宇宙塵は，本体そのものの分析に困難が伴うくらい非常に小さな物体のため，生命体の検索は行われていない．隕石に関しては，地球外生命の存在に関する興味を動機とする研究が 19 世紀から行われている．本講演では，過去に報告された隕石中の生命体の存在又は生命の痕跡の存在に関する議論を紹介し，その確からしさについて有機物の観点から述べる．

1．有機化合物と生命体

有機化合物に対する古典的な概念と現代的な概念の間の大きな違いの一つに，形成過程に生命活動の介在を不可欠なものとするかしないかがある．現代的概念においても有機化合物が生命現象にとって必須の物質的要件であることに変わりは無いが，有機化合物にとって生命現象が必須の形成条件ではない．古典的定義の有機化合物とは最少でも炭素と水素の共有結合を一つ含んでいる化合物である．従って，ホルムアルデヒド（H－C(=O)－H）は有機化合物であるが二酸化炭素（O=C=O）は無機化合物である．しかし，現代の有機化学は，炭素を含んでいる化合物全般を学問的対象とする．従って，かつては有機化学の対象外とされていた二酸化炭素やグラファイトやダイヤモンドも対象に考える．

生命の誕生以前に化学進化という段階が存在しことは明白である．この段階で，星間空間での反応や原始惑星大気の反応によって，一酸化炭素（CO），二酸化炭素（CO_2），メタン（CH_4），シアン化水素（HCN）など炭素を含んだ簡単な化合物が，アミノ酸，核酸塩基，糖などのより構造の複雑な化合物へと変化し，それらが重合し高分子を形成し，アミノ酸がたんぱく質へ，核酸塩基や糖が核酸（RNA や DNA）へと変化して．特殊な機能性

を獲得してゆく．地球型の生命体がその機能を維持するには，酵素の作用を持つたんぱく質，遺伝子の作用を持つ核酸，自己と外界を区別し，自己への物質の出入りを制御する脂質膜の三つの機能が最低限必要である．従って，地球外試料から，これらの 3 種類の機能性物質の全てが一体化して一つの系として活動している物体を発見すれば，生命体を発見したことになるが，たんぱく質や核酸や脂質膜のどれかを単独で発見したとしても，生命体を発見したことにはならない．ただし，現世の地上生物が持つこれらの機能性物質は，化学進化の段階で直接作られたものでなく，生命活動の進化過程によって分子構造が変化してきているので，現世生物の持つ機能性物質と構造が近いものが見つかった場合には，生命体の存在を強く示唆していると考えることが可能であろう．

上記の機能物質は，地球型生命体の全ての活動に共通したものであり，一次代謝産物と呼ばれる，一次代謝産物は，地球型生命体が存在すれば，必ず存在しなければならないものである．しかし，生命活動が停止した場合には，これらの機能性高分子物質は個々の構成分子へ分解される．例えば，たんぱく質はアミノ酸へと分解される．一見して，化学進化の逆反応が進行したことになる．従って，地球外試料にアミノ酸や核酸塩基といった，生命体の必須機能性高分子の構成要素となる低分子を発見した場合に，それらの低分子化合物の存在が生命体の存在を示すものか否か判定するには，それらの化合物が化学進化の途上産物なのか，生物分子の分解生産物なのかを見極める必要がある．

地球生物は，生命活動を維持してゆく過程でそれぞれの生物種と生息環境に依存して，特殊な化学構造をもった有機化合物を生産する．これらの化合物を二次代謝産物という．二次代謝産物の多くは，低分子化合物であるが，化学構造が化学進化の生産物とは明瞭に異なっているものが多く存在する．従って，地球外試料から，二次代謝産物が検出されれば，地球外に地球型生命体が存在することを強く示唆する．しかし，二次代謝産物は生物種に依存するため，生命体が存在すれば必ず存在するという類の化合物ではない．そのうえ，二次代謝産物の存在量は，一次代謝産物に比べて，一般的には少ないので，検出には困難が伴う．二次代謝産物には，生命体から切り離されて地球化学的環境におかれると，化学構造の特徴を失いつつ，エネルギー的により安定な芳香族化合物へ変化するものが多く存在する．この変化過程の終末段階で形成されるものに多環縮合芳香族炭化水素 (PAH) があるので，地球外試料から PAH が検出されれば，生命体の存在と結び付けたくなる．ところが，PAH は星間分子としての存在が主張されているもので，化学進化の段階においても形成されることが示されている．従って，地球外試料における PAH の検出を生命体の存在と結びつけるためには，それが二次代謝産物由来であることを明確にしなければならない．

2．隕石の種類と有機化合物

隕石には，様々な種類のものが存在する．大まかな分類を表 1 に示すが，それぞれの分類に属する隕石がさらに細かく分類されている．このように，隕石の種類は多いが，生命体の存在の研究対象になってきたのは炭素質コンドライトに限られている．この最大の理由は，古典的な定義での有機化合物を含んでいるのが炭素質コンドライトに限られている

からである．炭素質コンドライトは，岩石学的および化学組成的見地から，さらに下部グループに分類されており．その中で，有機化合物の分析に用いられるものは，熱変成度の低い C1～C３に分類されるものである．炭素質コンドライト中では，一般的な傾向として，C1，C2，C3 の順に熱変成度が高くなり，炭素含有量が減少し，抽出性の低分子有機化合物の含有量も減少する．この変化の度合いには，個々の隕石で，かなりのばらつきがある．

ちなみに 1998 年生命の痕跡の発見が報告された火星由来の隕石は，炭素質コンドライトではない．

表 1．隕石の種類

鉄隕石	ヘキサヘドライト	コンドライト	エンスタタイト	
	オクタヘドライト		ブロンザイト	
	アタキサイト		ハイパーシン	
石鉄隕石	パラサイト		アンホテライト	
	メソシデライト		炭素質	C1
エイコンドライト	オーブライト			C2
	ユレーライト			C3
	ディオジェナイト			
	ハワーダイト			
	ユークライト			
	ナクライト			

炭素質コンドライト以外にも，炭素の含有量の多いものにユレイライトが存在するが，含有炭素の大半がダイヤモンド，グラファイト，無定形炭素に属し，古典的な意味での有機化合物ではないので，生命の存在の議論の対象とはなっていない．

３．生物と思われる形から見た地球外生物存在の確からしさ

Nagy らは，C1 隕石の中に生物（又は生物の遺骸）が存在するという報告を 1961 年に行った．地球外の生物の存在の検証には，隕石中に生物が存在することを直接示すのが最も手っ取り早いように思われる．ある程度の大きさと，特有の形態を持っていて，形だけから，あからさまに生物と判定される場合にはあまり問題は生じないが，隕石の場合には，ことは必ずしも容易ではない．なぜなら生物の形を持つと指摘されたものが，大きさ 5～10μｍの藻類または胞子の類であるとされ，観察者によって形が異なって見えるからである．この点に関しては，火星隕石の場合は，電子顕微鏡観察で，もう少し形が明瞭になっていると思われるが，これはいわゆる印象化石に類するもので，必ずしも生物の形を持っていると断言できないため，論議を呼ぶのである．微生物や単細胞藻類の存在を顕微鏡で見た形だけで議論するのには限界があるので，現世微生物に関しては形態の内部に存在する生物固有の化合物を蛍光染色（特異染色）することによって，微生物の確認や生死を判

定することが多い．Nagy らも隕石中の生物らしい形をしたものについて，蛍光顕微鏡による確認を行っているが，蛍光を発するものは存在するが，特異染色に関する明瞭な結果は得られなかったとしている．

我々は，炭素質コンドライト中の炭素質高分子物質について，炭素濃度が高い場合には，炭素質物質が顕微 FT-IR によって，隕石粉末中に直接観察できることを明らかにした．この炭素質物質は芳香属性基本骨格を持ち，その分子サイズはグラファイトと定義するには小さ過ぎるが，通常の PAH と比較するとはるかに大きい．この分子は内部に PAH に相当する構造を持った部分も存在するので，蛍光を発することも期待された．なぜなら，通常の PAH は殆どのものが紫外光で蛍光を発するからである．そこで，重水素光源を用いた蛍光顕微鏡で，幾つかの炭素質コンドライトの粉末について検討を行った結果，炭素含量の多いものについては，隕石を粉末にした試料から直接蛍光物質が観察され，炭素含量の少ない隕石については，酸処理によって炭素質化合部を濃縮した試料から蛍光物質が観察された．蛍光物質の形態は Nagy らの報告したものに類似性を示した．

隕石の中の微生物を検出するために，隕石粉末を微生物の培養条件下におく試みが行われた．その結果は，隕石を保管している間に紛れ込んだ菌と判断されるもの以外には検出されなかった．このように，隕石中に生物（又はその遺骸）を直接見つけ出す試みの結果は，生物の存在に関してかなりあいまいなもので，全体的には否定的である．ただし，これらの検索は，存在する微生物が地球型のものであることを前提にして行われたものであり，我々にとって，未知の生命形態が存在した場合には論外となる．

4．有機分子から見た地球外生物の存在の確からしさ

4.1　一次代謝関連物質

生命活動に関連する有機化合物として，一次代謝関連物質と二次代謝関連物質が存在することは先に述べた．一次代謝関連物質は全地球型生命に共通するもので，化学進化の段階で個々の低分子が形成され，それらが重合して機能性の高分子になり，それらの機能がまとまって一つの系として作用し始める段階が，生命の誕生と考えられる．従って，一次代謝関連物質が地球外試料から検出された場合に，それが化学進化の到達レベルを示すものか，生体物質からの分解生成物なのかを判定しなければ，地球外生命の存在の検証とならない．また，検出された化合物が隕石固有の物質で，地球上に到達してから地球生物の生産物による汚染によってもたらされた化合物でないことが示される必要がある．通常の炭素質コンドライトは隕石内部まで多数のひび割れが存在するので，地上での汚染は内部まで到達しており，内部からの検出物だから隕石固有の化合物であると即断できない．

C2 炭素質コンドライトに分類される Murchison 隕石は，大量に落下し，かつ，地上での汚染が少ない隕石として有名で，この隕石から検出される有機化合物は隕石固有のものであるとする研究が多い．検出された化合物には，脂肪族炭化水素，芳香族炭化水素，フェノール，アミノ酸，核酸塩基，モノカルボン酸，ジカルボン酸など多岐にわたっている．一次代謝関連物質としては，アミノ酸と核酸塩基が存在するが，カルボン酸類もアミノ酸形成の中間化合物と考えると一次代謝関連物質とみなせる．たん白質や核酸のような一次

代謝の中枢的機能を担う化合物の検出は報告されていない．地上生物の生産するアミノ酸は，大きく限定されており，主要なものは20種類しかなく，それらのアミノ酸が選択された理由は不明である．それに比べ，隕石から検出されたアミノ酸は，70種以上の多岐にわたり，地上生物のアミノ酸に見られるような特殊な選択は見られない．これらのアミノ酸の種類と存在量の分布は，非生命的な熱力学的支配下の反応産物として理解可能と思われる．この点から考えると，この隕石には地球型生物の一次代謝系は存在しないと推定される．

地球型生物の一次代謝系の非常に大きな特異性として，光学異性体の片方のみを使用する点が上げられる．光学異性体とは，旋光性を除くと相互をエネルギー的に区別できない関係の異性体を意味する．地上生物が光学異性体を選別して使用するようになった過程は明らかではない．結果として，地球外試料において，地球型生物が関与していれば，検出されるアミノ酸は，たんぱく質構成アミノ酸が主体で，かつそのアミノ酸はl-体に偏っているはずである．ただし，たんぱく質が生体を離れて地球化学的に分解されてゆく過程には，光学異性体の他方の異性体への異性化（ラセミ化）が伴い，l-体とd-体の混合物となる．この異性化の速度は，温度や触媒の有無で変化する．隕石から検出されるアミノ酸は，光学活性な全てのアミノ酸に関してl-体とd-体の1:1の混合物であると報告されている．ただし，最近，非たんぱく質系のアミノ酸で，キラル中心に水素が存在しないものに，光学異性体の分布に偏りがあることが報告されている．この報告では，この偏りは宇宙物理学的に引き起こされたもので，生命活動の関与するものではないとしている．以前は，地球外生物の存在の可能性を示唆するものと思われたアミノ酸の存在も，ラセミ体で検出されることから，むしろ化学進化のプロセスの途上の産物であり，検出されたアミノ酸が地球生物の生産物による汚染ではないことの論拠とされ，隕石中の地球型生命体の存在を完全に否定する論理が誕生した．しかし，隕石中に不斉アミノ酸が存在することで，アミノ酸による生命の存在の有無の判定は，論理的にかなり不明確になってきた．

4.2　二次代謝関連物質

二次代謝物質は，一次代謝が完全に機能して初めて生合成される．従って，地球外試料から固有の物質として二次代謝産物が検出されれば，少なくともその試料は生命活動の痕跡を残していると結論される．二次代謝産物の多くは，生物種固有で，この点で，生命活動が存在すれば必ず存在する一次代謝産物とは大幅に異なっている．二次代謝産物は化学構造的に非常に変化に富んでいて，かつ一次代謝産物に比べて量的に少ないのが普通である（高等植物の樹幹のセルロースやリグニンのような，その種においては一次代謝産物より多く蓄積されている例も存在する）．従って，地球外試料において，二次代謝産物そのものを検索する場合には，存在すると思われる生物種を想定してかからないと，不毛の努力を要求されることになるであろう．

二次代謝産物は，生命活動によって熱力学法則に逆らって合成されている場合が非常に多い．従って，生物が非生物界に放出した二次代謝産物は，光，熱，圧力といった非生物的条件で，より安定な化合物へと変化してゆく．この典型的な反応が芳香族化であり，この反応の終点（グラファイト形成）近くでは，化学的に安定な多環縮合芳香族炭化水素

（PAH）が形成される．隕石は，地球に到達するまでに非生物的反応場に長時間滞在してきている．従って，母天体での生命活動（もし存在するとして）が生成放出した二次代謝産物を含んでいれば，その化合物は，かなり安定化された構造をもっているであろう．しかし，PAH が検出されたからといって，直ちに地球外生命の存在を立証したことにはならない．なぜなら，PAH の多くが星間空間に存在することが推定され，化学進化論的に形成されることが示されているからである．この点で，火星隕石から検出された PAH についてその化学構造を観察すると，二次代謝産物が安定化してできた化合物か，化学進化で生じた化合物かの判定がつけられない代物である．従って，火星隕石中の有機化合物の検出が，火星の生命体の存在を立証したことにならないのである．

おわりに

地球外における生命体は，地球型の生命体を見本にして推定するしかない．有機化合物で地球型の生命活動の存在を確実に証明するものは，まだ，安定化の程度が穏やかな二次代謝産物の検出であるが，宇宙に長く彷徨った隕石では，あまり望めそうに無い．従って，隕石の母天体に表面を広範囲に移動できる探査機を送り，生物そのものを探すか，生物の二次代謝産物の検索を行うのが最も確かな方法であろう．

すばるによる重力レンズ観測の現状と展望

二間瀬敏史；東北大学大学院理学研究科、天文

概 要

すばる望遠鏡は重力レンズの観測にとっても最適な観測装置である。これまですばるによって行なわれている重力レンズ観測の現状と、今後の展望について述べる。

1 Introduction

1979 年に最初の重力レンズ現象が観測されていらい、数多くの重力レンズ系や重力レンズ現象が観測され、今や重力レンズは観測的宇宙論における大きな一分野になっている。日本においては従来、理論的研究が主であったが、近年、すばる望遠鏡によって重力レンズの観測が行なわれるようになり注目すべき成果が現れ始めているが、ここでは私が関係する強い重力レンズを用いた宇宙定数の観測と弱い重力レンズによる銀河団探査について紹介する。またすばるによる重力レンズ観測の今後の展望についても触れる。この点に関して、2001 年 6 月に打ち上げられた MAP が順調に観測を行なっていて、1、2 年後という近い将来、宇宙論パラメータが 10 %程度の精度で決定されることを念頭におかなければならない。このため天文学の観測で宇宙論パラメータを決めることは、あまりインパクトがなくなるであろう。宇宙モデルが決まったとして重力レンズで何ができるのかを考えなければならない。

2 HST14176 + 5226 による宇宙定数の観測

重力レンズを用いた宇宙論パラメータの決定については多くの理論的研究がある。特に宇宙定数、あるいは dark energy については QSO 重力レンズ統計や、アインシュタインリングを用いた方法などがある。このどれもが重力レンズ方程式に現れるレンズから光源までと我々から光源までの角径距離の比 D_{LS}/D_{OS} が、宇宙定数に強く依存し物質密度パラメータにはあまり寄らないという性質を利用している。

大山、柏川ら FOCUS グループと浜名、千葉、二間瀬のグループは 2001 年 6 月 18 日、宇宙定数の観測的決定を目的としてすばるに設置した FOCUS で重力レンズ系 HST14176 + 5226 の分光観測を行なった (Ohyama et al 2002)。この系は HST Medium DeepSurvey で発見された赤方偏移 0.81 にある 2 明るい楕円銀河によって赤方偏移 3.4 の QSO がレンズされて 4 つのイメージとして見えている系である。観測は 1800 秒で 4700A から 9000A までのスペクトルをとって楕円銀河の中心部の速度分散を 230 ± 14km/s (1σ) と得た。レンズモデルとして cored isothermal ellipsoid with external shear を採用

し、4つのイメージの位置を fitting することによって、速度分散以外のパラメータの最適値を決めた。観測される速度分散 ($< \sigma_{los}^2 >$: averaded line of sight velocity dispersion の2乗) はレンズモデルのパラメータとしての速度分散 (σ_{tot}) とは異なるため、近傍の楕円銀河からの観測から得られる関係

$$\sigma_{tot}^2 =< \sigma_{los}^2 > \left(a\frac{r_c}{R_e} + b \right) \tag{1}$$

を用いた。ここで R_e は luminosity 分布に対する de Vaucouleurs law の effective radius. a, b はレンズ銀河の core の大きさ、星の速度分布の異方性による定数である。我々は近傍の楕円銀河の観測結果を参考に、$a = 8.05 \pm 2.40$, $b = 1.07 \pm 0.06$ という値をえた。

そこで速度分散の測定誤差をガウシアンと仮定して、次の likelihood 関数を最大にする、 $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$ の最適値を求めた。ただし totally flat model $(\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_\mathrm{m})$ と open model$(\Omega_\Lambda = 0)$ だけを考慮した。

$$L(\Omega_m, \Omega_\Lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\delta\sigma} \int d\sigma_v \exp\left[-\frac{(\sigma_v - \sigma)^2}{2\delta\sigma} \right] L(\Omega_m, \Omega_\Lambda, \sigma_v), \tag{2}$$

ここで

$$L(\Omega_m, \Omega_\Lambda, \sigma_v) \propto \exp\left[-\sum_{i=1}^{4} \left(\frac{(\theta_1^{i,model} - \theta_1^{i,obs})^2}{2\delta\theta_1^{i,obs\,2}} + \frac{(\theta_2^{i,model} - \theta_2^{i,obs})^2}{2\delta\theta_2^{i,obs\,2}} \right) \right]. \tag{3}$$

$\delta\theta^{i,obs}$ $(i = 1 \ldots 4)$ と $\delta\sigma$ はそれぞれ観測されたイメージの位置と速度分散の測定誤差である。結果は図1で、totally flat model でも open model でも low Ω_m が支持されることが分かる。最大値はどちらの場合も $\Omega_m \sim 0$ で、Ω_Λ の lower limit (2σ) は、0.62である。

この方法はレンズモデル依存性はあるものの、他の天文学的方法に固有な dust による吸収の補正、進化効果の補正などによらず、また上述の距離の比が適当な赤方偏移の組合せをとれば Ω_m にほとんどよらないなどの特徴があり、宇宙背景放射や Type Ia 型超新星などの他の観測と相補的になっていていることが特筆される。

レンズモデルの不定性に関しては、近傍の楕円銀河の大規模な観測による統計的性質の決定、この系に対するより deep な観測によるさらなるレンズイメージの発見、あるいは QSO 母銀河のアインシュタインリング像の観測などによって、より精密なモデルをつくる努力をする必要がある。また赤方偏移の違った組合せのいくつかの重力レンズ系に対して同様な観測を行なって宇宙論パラメータに独立な制限をつけることが望ましい。このような観測によって最近注目されている dark energy の状態方程式についての制限も得られる (Futamase & Yoshida 2001, Yamamoto & Futamase 2001)。この決定は宇宙論ばかりでなく素粒子論に対してもインパクトが大きいので、すばるに対してこの種の観測のプロポーザルを続けていく必要がある。

3　弱い重力レンズによる銀河団、暗黒ハロー探査

銀河団は宇宙で最も大きな自己重力系であり、その性質は宇宙論に大きく依存する。たとえば数密度は密度パラメータの決定に用いられたりするが、今後、このような観測で宇宙論パラメータを決めることは副次的な重要さしか持たないであろう。今後、重要になるのは観測的にバリオン物質と暗黒物質の分布の違いを重力レンズと光学、X線観測との比較から調べることであろう。この点に関して近年、光学的またX線の観測で対応する系が存在しないように見える暗黒ハローがいくつか発見されていることは非常に興味深い。我々もHSTのC1604 + 4304のまわりの領域の弱い重力レンズ解析を行ない、このような暗黒ハローを見つけている (Umetsu & Futamase 2000)。宮崎氏によるとすばるの観測でもこの領域に暗黒ハローが見つかっている。もちろんこれらの発見は光学、X線観測でフォローアップされなければならないが、さらに観測範囲を広げて同じような暗黒ハローがどの程度あるか、またバリオン物質の分布との相関を調べることも非常に重要である。この点に関してすばる望遠鏡の主焦点カメラは最適な観測装置である。

このような観点から我々は弱い重力レンズのS/Nマップを有効に求める方法を開発し、2001年3月にすばる望遠鏡で遠方銀河団領域の観測を行なった (Umetsu et al 2002)。S/Nマップは重力レンズによるshear fieldからつくられたベクトル場のE-mode partを信号S、B-mode partをノイズ（のRMS）Nとして、それらの比をとったものである。図2はX線銀河団MS1054-03のまわりの領域の銀河数密度と弱い重力レンズのS/Nマップである。この銀河団は赤方偏移0.83にあって速度分散1150km/s, $L_X = 7.7 \times 10^{44} h^{-2}$ erg/s、$T_X = 12.3$ keVというリッチなX線銀河団である。我々の目的の一つは弱い重力レンズによってどのくらい遠方の銀河団が検出されるかということであって、この銀河団のまわりの領域を選んだ理由は光学、X線で観測されている遠方銀河団だからである。図から明らかに銀河団に対応する位置にS/Nマップのピークが対応しており、またその他にいくつかのピークも存在することが分かる。これらのピークのうち2番目に高いピークの値は4.0で、その高さのピークがランダムガウシアンノイズで現れる確率は $\sim 5 \times 10^{-4}$ にすぎない。今後、これらのピークに対応する重力的な質量と光学的な質量の比較、X線の観測との比較など行なっていく。またこの観測は前半夜であり、後半夜には重力レンズ系B1422+231近傍の領域を観測しており、現在解析中である。

今後、さらに多くの領域を観測し暗黒物質とバリオン物質の分布の関係を調べていく。また観測領域がある程度広くなった時点で、cosmic shearも解析する予定である。cosmic shearについては我々はMinkowski汎関数を用いた非ガウシアンの検出を提案しているので、この方法を適用したいと考えている (Sato et al 2001)。

4　今後の展望

今後、dark matter と baryon matter の分布との関係を観測的に決めて、構造形成理論への制限を与えることが重要になるだろう。このためには上で述べたような弱い重力レンズの観測を組織的に行なっていく必要がある。この点、視野の広いすばる S-Cam は非常に有効である。

また dark halo の density profile について N 体計算から予言されるものを観測的に検証することも重要であろう。これについて現在、我々は S-Cam を用いた近傍銀河団に対する weak lens による density prpfile の直接観測を提案している。図 3 に示すようにすばるの観測のシミュレーションによって、generalized NFW profile

$$\rho(r) = \frac{\rho_{cr}\delta_c}{(r/r_s)^{\alpha}(1+r/r_s)^{3-\alpha}} \tag{4}$$

のパラメータ $\alpha = 1$(NFW) と $\alpha = 1.5$ が十分区別できることが示される。この図は ζ statistics と呼ばれる量から導かれた中心からの半径の関数としての質量 $M(<R)$ を示してある。ここで宇宙論は $(\Omega_m = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7)$、背景銀河の赤方偏移分布は HDF の観測に合うようにその平均を 1.2 として適当に仮定した。また平均する背景銀河の数密度は 1 平方分当たり 30 個とした。

最近の CDM model に基づく high resolution N 体計算では銀河サイズの halo に数百の subhalos の存在が示唆されている。この存在を観測的に検証することは銀河形成問題にとって極めて重要である。重力レンズをもちいて subhalo の存在を検証する方法が Mao and Schneider によって 1998 年に提案されている。光源がレンズ面の caustics の近傍に位置する場合、できるイメージの配置や明るさの比は caustics の種類によって決まってしまう。このような重力レンズ系は実際にいくつも発見されているが、イメージの位置はレンズモデルによって正確に再現されるが明るさの比が観測と理論値では大きく違っている系がある。この原因はたとえば dust による減光、他の銀河による光の影響、マイクロレンズ効果などいろいろ考えられるが、一つの可能性として subhalos の存在による影響がある。最近、千葉によって重力レンズ系 PG1115+080 と B1422+231 に対して、この可能性が調べられた (Chiba 2001)。これらの系に対するレンズモデルはどれもイメージ間の明るさの比を再現することができていない。千葉は N 体計算による subhalo 分布を考慮してレンズモデルをつくり、イメージ間の明るさの比が再現できる可能性を示している。この研究は間接的に subhalos の存在を支持するが、問題の重要性からより直接的な方法を考える必要があるだろう。

参考文献

Chiba, M., 2001, ApJ in press.

Futamase, T., & Yoshida, S. 2001, Progr. Theor. Phys, 105, 887

Mao, S., & Schneider, P. 1998, MNRAS, 295, 587

Ohyama et al, in preparation

Sato, J. et al. 2001, ApJL,551, L5

Umetsu, K., & Futamase, T. 2000, ApJL,539, L5

Umetsu, K. et al. in preparation

Yamamoto, K., & Futamase, T. Progr. Theor. Phys, 105, 707

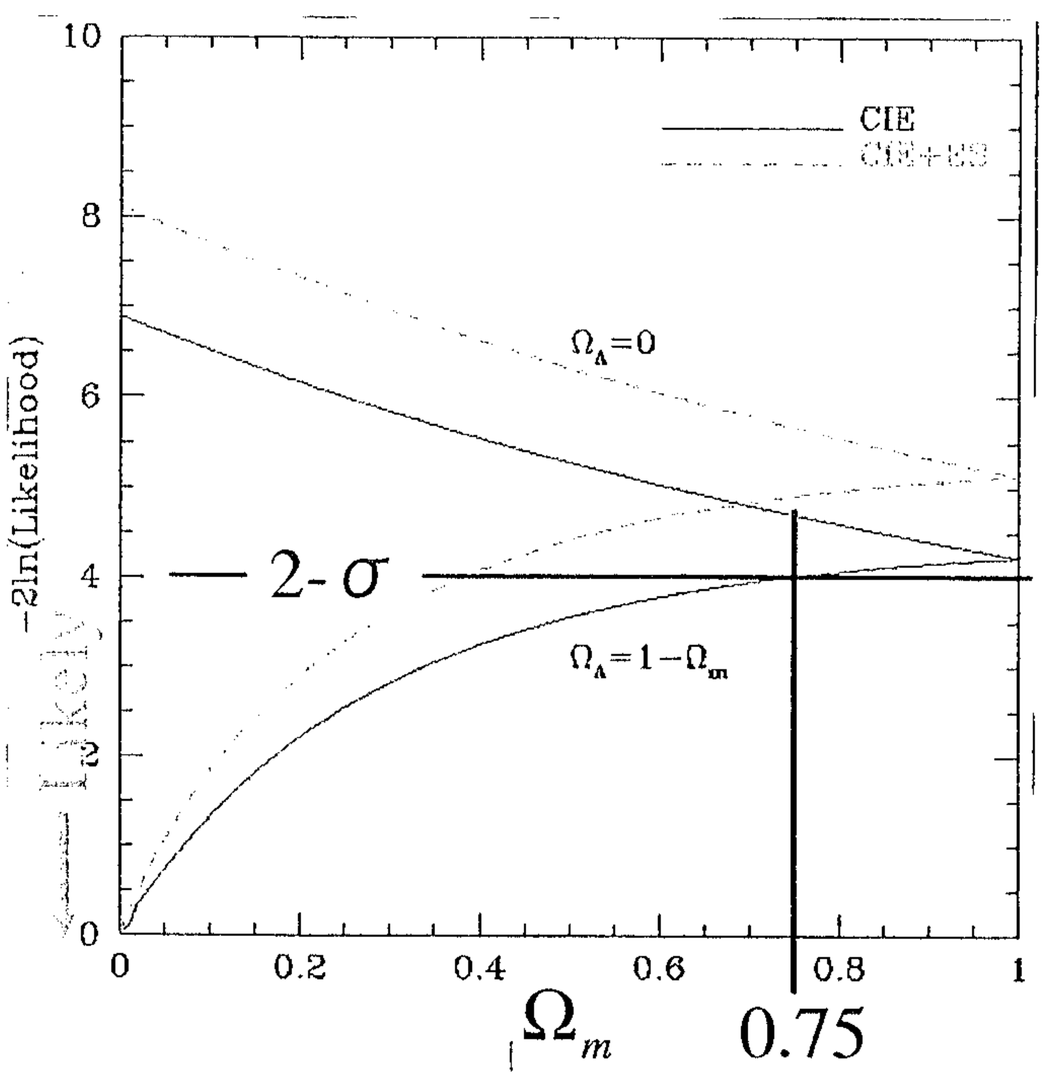
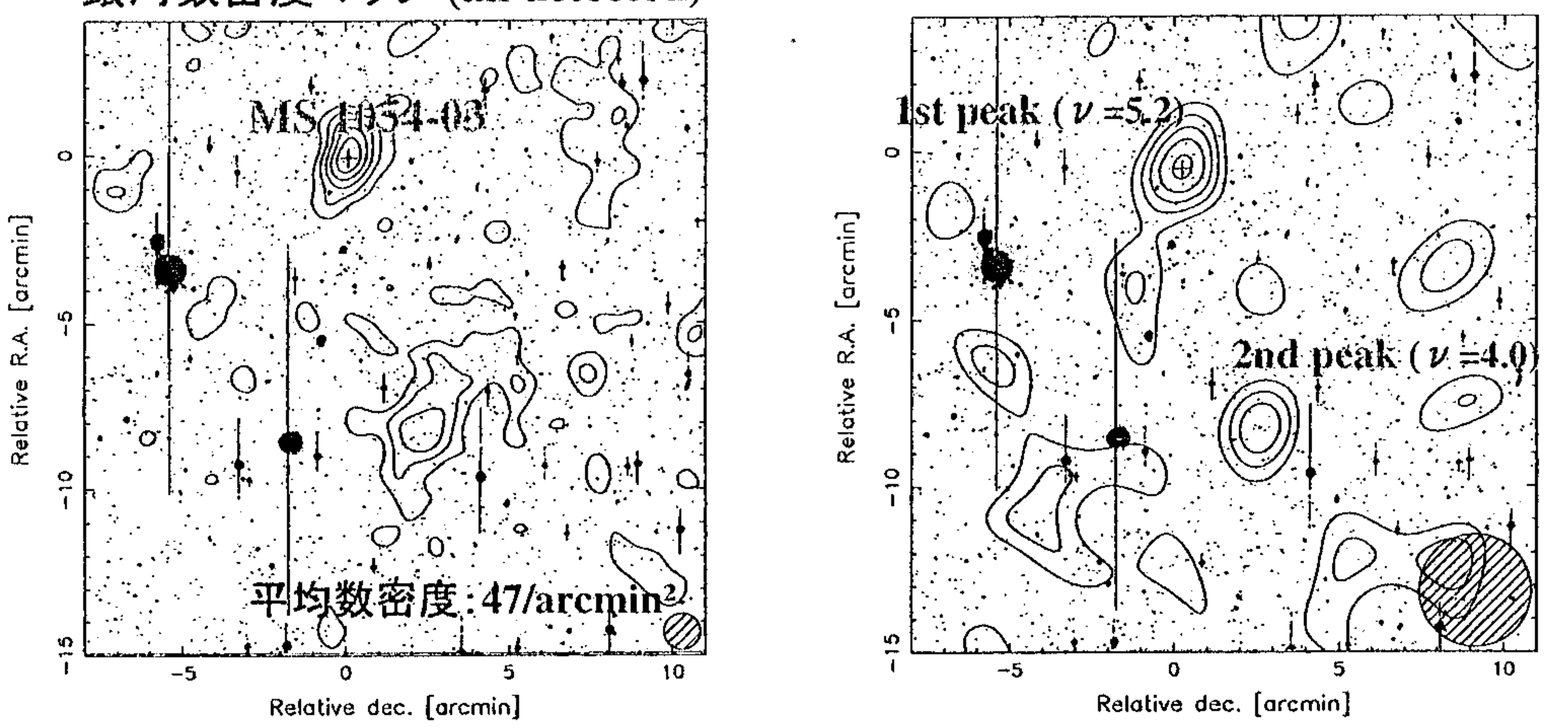


Fig. 1

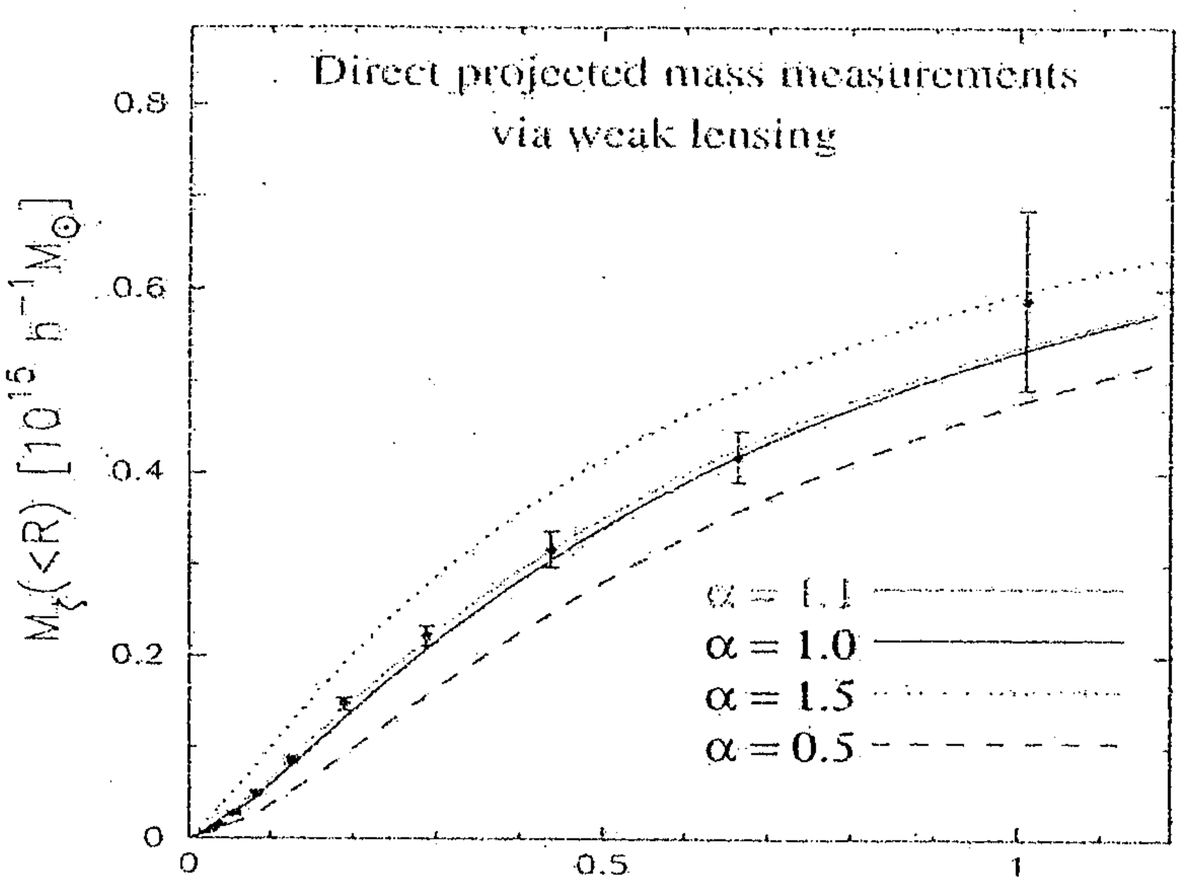
Fig 2.



弱い重力レンズ S/N ピーク統計: $\nu > 4$ のピーク

	1st peak	2nd peak
ν	5.3	4.0
$P(\nu_{rand} > \nu \mid \text{peak})$	1.2×10^{-6}	4.8×10^{-4}

Fig 3.



Strong Gravitational Lensing Time Delay Statistics and the Density Profile of Dark Halos

大栗真宗[1]、樽家篤史、須藤靖 (東大理)、Edwin L. Turner (Princeton Univ.)

重力レンズ効果による複数像が観測されるとき、それらの像の間に相対的な time delay Δt が生じる。今までの研究では、time delay の効果は主にハッブル定数を求めるのに使われてきた。我々は新たな手法として、time delay の条件付き確率分布関数 $P(>\Delta t\,|\,\theta)$ を定式化し、これを用いた time delay の統計を提案している。この確率分布関数によりある複数像間の分離角 θ を与えたときの予想される time delay の確率分布を求めることができる。さらにこの確率分布を用いて計算された、予想される平均的な time delay の大きさはレンズ天体の密度プロファイルに強く依存し (Fig. 1)、従って time delay の観測から密度プロファイルに制限をつけることが可能であることも我々の研究で明らかになった。詳細については [1] を参照されたい。

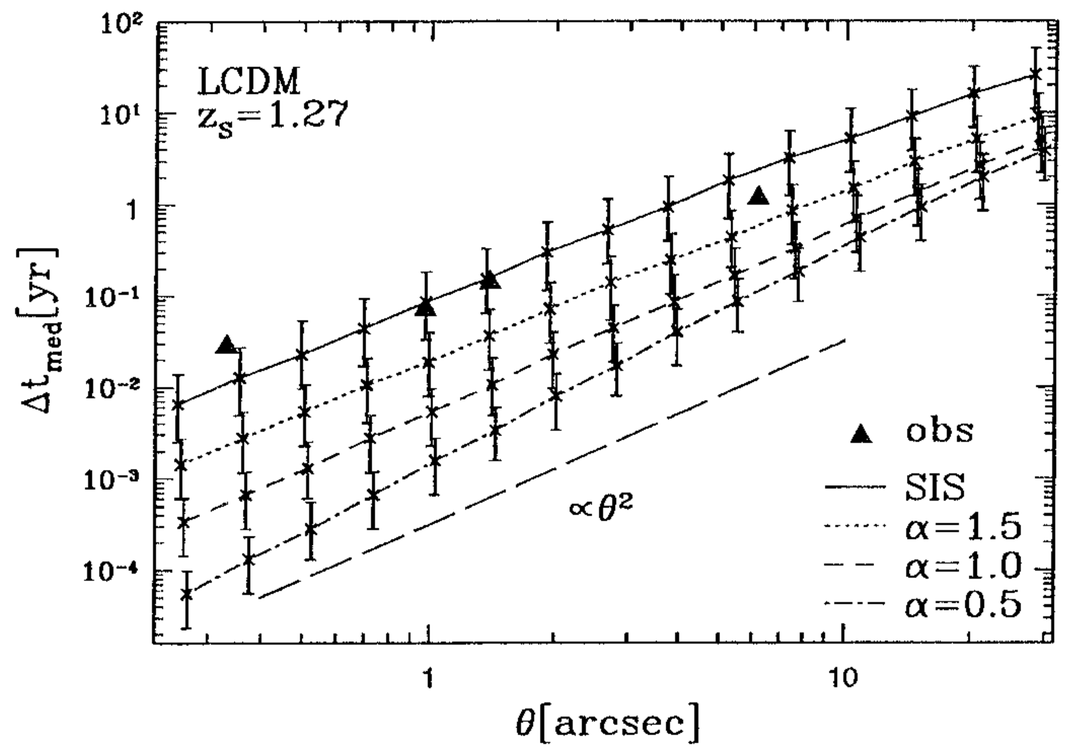


図 1: Median time delay $\Delta t_{\rm med}$ の separation θ 依存性 [1]。密度プロファイルは singular isothermal sphere $\rho\propto r^{-2}$ と NFW プロファイル [2] を一般化した $\rho\propto r^{-\alpha}(r+r_{\rm s})^{-3+\alpha}$ を用いている。

References

[1] Oguri, M., Taruya, A., Suto, Y., & Turner, E. L. 2002, ApJ, in press (astro-ph/0112119)

[2] Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997, ApJ, 490, 493

[1]E-mail: oguri@utap.phys.s.u-tokyo.ac.jp

星形成過程の物理

犬塚修一郎 (京大理)

平成 14 年 1 月 28 日

星形成過程を詳細に理解することは、星形成が繰り広げられる空間スケールに比べてより大きなスケールとより小さなスケールの両方で他の天体物理学的問題と深く関わっている。まず、大きいスケールとの関わりでは、銀河形成・進化の主な問題が星形成率・初期質量関数に強く依存していることが挙げられる。小さいスケールでは、星の星周円盤である原始惑星系円盤の進化が惑星形成過程のシナリオを左右していると言える。従って、星形成過程を理解することはこれらの周辺の問題との関わりにおいて天体物理学・現代天文学における重要課題になっている。しかし、ここではむしろ、星形成過程の研究自体が非常に多種多様の物理 (素) 過程を含むものであるため、その研究自体が非常に面白いということを伝えたい。そのため、いわゆる網羅的なレヴューではなく、(筆者が関わった問題の中で) 物理的に面白い素過程を基礎物理の言葉で簡潔に解説することに努めたい。

講演の内容は以下の 4 つの課題に大別できる (キーワードも付記)。

1 分子雲の形成
　超音速乱流、輻射加熱・冷却、熱的不安定性など

2 分子雲の重力的収縮・分裂と高密度コアの形成
　重力的不安定性、MHD、コアの質量分布関数など

3 原始星の形成・進化
　輻射流体力学、SED など

4 原始惑星系円盤の進化
　磁気回転不安定性、MHD 乱流、角運動量輸送、揺動散逸関係など

1　分子雲の形成過程

星形成理論の問題点　星が形成されるには、星間ガスが自己重力により高密度の状態まで収縮することが必要であるが、この収縮がいつ始まるのかということが未だに問題となっている。具体的には、分子雲は磁場 (+乱流) により自己重力に対して支えられており、動的時間尺度 (自由落下時間程度) では安定であるが、電離度が小さいためプラズマ・ドリフトにより磁場が長い時間をかけてすり抜けて密度が上昇し、ある critical な高密度に達してから、動的な収縮を開始すると見る立場がある [24]。これを通常「自発的星形成 (Spontaneous Star Formation) のモード」と呼ぶ。それに対して、星形成を行う分子雲は何らかの外的要因でそもそも重力的に不安定であり、動的な進化のみが重要だとする見方を「Triggered Star Formation」または「Induced Star Formation」と呼ぶ。分子雲程度の密度では、ゼーマン効果などにより磁場を測ることが難しいため、現実の分子雲でどちらの見方が適切かを直接判断することは難しい。また最近では、磁場ではなく、乱流圧が卓越していて、自己重力に拮抗しており、乱流が散逸することで動的星形成が始まるとするモデルも提案されている [21]。これらのモデルの違いは初期条件に起因するが、充分な精度の観測により決着が付かない以上、その初期条件 (の起源) も理論的に考察する必要がある。そのためには、星形成の現場である分子雲の形成過程を考察しなければならない。

超音速の乱流　分子雲の観測によれば、分子輝線の線幅 (δv) は分子雲の温度 (約 10 K) での音速に比べて有意に大きい ($\delta v \gg C_S$)。この超音速の速度分散は、星が全く生まれていない一見静かな分子雲や水素原子が主体だと思われる HI ガス雲等の星間雲でも普遍的に見られる特徴である。つまり分子雲が形成された段階から既にこの超音速の速度分散を持っていたのであり、星形成活動とは無関係のメカニズムによって形成されたと考えられている。

近年盛んになった MHD 乱流の直接の数値実験によれば、このような超音速の乱流は、状態方程式が (等温などの)barotropic な場合、ほぼ 1 crossing time の時間スケールで衝撃波により散逸してしまうことが分かっている ([7, 13, 25] 等)。この散逸の時間スケールは $10^{5\sim6}$ 年であり、分子雲の寿命である約 10^7 年よりはるかに短い。従って、この超音速乱流は分子雲形成時に生成するだけでなく、なんらかのメカニズムで長時間維持することが必要である。

この “分子雲中での超音速の速度分散の起源” については最近急速に理解が深まったので [11, 12]、以下に簡単に解説する。

星間ガスに対する銀河内の環境　星間ガスの進化を考える上で、まず銀河内物質の環境を考えることは重要である。遠方の渦巻き銀河の観測によると、HIガスに比べて CO などの分子輝線は光学的に同定された渦状腕に分布が良く似ていることが分かっている。従って、その CO などで観測される分子雲は渦状腕の構造、つまり密度波の影響を受けているだろう。この密度波によって星間ガスが掃かれる時間尺度は概ね銀河回転のタイムスケール (約 10^8) である。一方、銀河内で超新星は (観測的に)10^2 年に一発くらいの頻度で起きている。冷却時間 (約 10^6 年) の間に約 100pc 広がるとすると、その超新星残骸が定常的に占める体積は $(10^2\mathrm{yr})^{-1}\times 10^6\mathrm{yr}\times(100\mathrm{pc})^3 = 10^{10}\mathrm{pc}^3$ これは銀河円盤の体積に匹敵する。つまり、銀河円盤内のあらゆる場所で星間ガスは平均的に 10^6 年に一回の割合で超新星残骸に掃かれていることになる。従って、星間ガスの現実的なモデルを構築する際には、まず超新星の影響を考慮しなければならない。これを考慮した星間ガスの動的な進化モデルとしては、McKee & Ostriker (1977) の Dynamical 3-Phase Medium モデルが有名だが、残念ながら分子雲の相を考慮していない。ここでは、超新星残骸などによる星間ガスの圧縮過程を研究することで、分子雲の形成過程のモデルを構築する試みについて簡単に説明する。

時間発展の計算での基礎方程式は流体の (1) 連続の式、(2) 運動方程式、(3) エネルギーの式、及び (4) 化学反応の一連の式である。エネルギー方程式には、輻射加熱・冷却や化学反応による吸熱・加熱や熱伝導が含まれている。輻射冷却としては HII, HI, CII, OI, FeII, SiII, H_2, CO によるものを考慮し、化学反応としては、HII, HI, H_2, CII, CO を含めた。ここで考えている空間スケールでは自己重力は効かない。磁場の効果に関しては別途考えることにする。

輻射平衡状態　動的進化を理解するためには熱平衡状態を理解することは不可欠である。雲の柱密度を固定したときの熱 (輻射) 平衡状態を密度をパラメータとして計算して図 1 に示す。実線が雲の柱密度が $10^{19}\mathrm{cm}^{-2}$ の場合を実線で示し、$10^{20}\mathrm{cm}^{-2}$ の場合を破線で示す。

衝撃波伝播の 1D 計算　このような特性をもつ雲に衝撃波が伝播するとどうなるであろうか？空間 1 次元の流体計算の結果は自明であり、圧縮された高密度層の厚さが熱的に不安定となる最小波長より長くなると [4]、

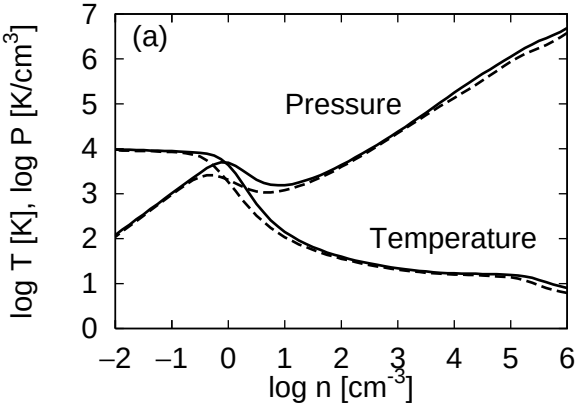


図 1: 輻射平衡状態での圧力と温度. 実線は、雲の柱密度が $10^{19}\mathrm{cm}^{-2}$ の場合. 破線は $10^{20}\mathrm{cm}^{-2}$ の場合.

一気に収縮して幾何学的に薄い低温高密度の層になる。この長さの尺度は $\lambda_\mathrm{F} = \sqrt{KT/\rho^2\Lambda} \sim 10^{-2}pc$ で与えられ “Field length” と呼ばれる。ここで、Λ は冷却関数、K は熱伝導係数である。まず、初期に低密度高温 ($\sim 10^4K$) の半電離ガス (WNM) が衝撃波により圧縮された場合の計算結果を例に説明する。この様子を時々刻々の密度が最大となる流体素片の “密度-温度” 平面上での進化を図 2 に示す。なお、影の施された領域は熱的に不安定な領域である。このように圧縮された流体素片が不可避的に熱不安定の領域を通っていくのがわかる。高密度層の急激な冷却と収縮はこの熱不安定性の結果である。空間 1 次元の計算では扱えないが、多次元の計算をすることにより、この熱不安定な層は複雑な進化をすることがわかる。

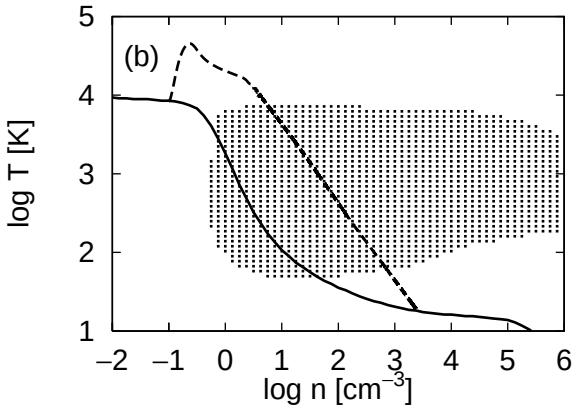


図 2: 最大密度の流体素片の “密度-温度” 平面上での進化. 影の施された領域は熱的に不安定な領域. 破線が流体素片の時間発展の経路であり、左から右の方へ進化する。

衝撃波伝播の 2D 計算　図 3 に空間 2 次元の計算結果を示す。このような計算では、低温ガス塊の表面層を精度良く記述できるかどうかが決定的である。この表面層の厚さは、冷却過程と熱伝導の釣り合いで決まっており、その長さの尺度はやはり “Field length” である。圧縮層は熱不安定により分裂し、いつまでもばたばたとした振る舞いを続ける。分裂片の形は不定であり、他との凝縮・再分裂を繰り返す。この非常に乱流的な状態は衝撃波圧縮が続く限り持続される。この乱流状態の速度分散に相当するものは低温高密度層の並進運動の速度 (数 km/s) であるが、これは低温層 (約数 10K) の音速 (1km/s 以下) に比べて超音速である。しかし、その低温層の周りを埋めている高温低密度層 (約 10^4K) の音速 (10km/s) に比べると亜音速であり、いわゆる衝撃波散逸が無いことが容易に理解される。これが、等温ガスなどの barotropic なガスの超音速乱流との決定的な違いである。この乱流状態の典型的な速度分散は高温層の音速の数 10%程度になるのが特徴である。

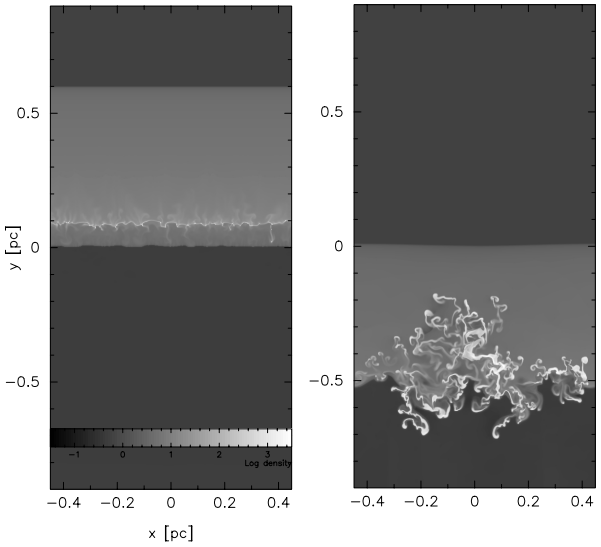


図 3: 輻射加熱・冷却、熱伝導を含めた 2D 流体計算. 衝撃波は下から上に伝播している. 衝撃波面 (上の不連続面) は安定である. 接触不連続面の直ぐ上の層が熱的に不安定となり乱流状態になっている.

分子雲の形成過程のまとめ　以上の進化はエネルギー収支の観点から以下のようにまとめられる。空間 1 次元の計算で衝撃波面が止って見える座標系で見ると、はじめに低温ガス塊の超音速運動が持つ運動エネルギーは衝撃波によって散逸し熱エネルギーに変換され、その熱エネルギーは輻射となって対象としている現象の系外へ放射されて失われてしまう。しかし、実際には空間多次元計算でわかるように、熱エネルギーに変換されたエネルギーのうちかなりの割合が熱不安定により、低温高密度ガス塊の並進運動の運動エネルギーへと変換され、そのいわば乱流エネルギーが系内に留まりかつ衝撃波散逸を逃れて持続する。

これらの研究で明らかになったことは星間ガスが (10^6 年の時間尺度では) 常に超新星残骸の影響を受け、超音速乱流を伴う高密度塊とそれを取り巻く warm gas の 2 相構造を形成するということである。

今後はこのいわば分子雲の種 (材料) からどのようにして、近傍の牡牛座領域の暗黒星雲などに見られる分子雲や、オリオン星雲の巨大分子雲などに成長していくのかを研究することが必要である。

2　分子雲の収縮・分裂と分子雲コアの形成

分子雲の収縮・分裂過程の研究は、磁場のある場合と無い場合の両方で既に非常に詳しく解析されている。最近のレビュー [10] を参照。

種々の質量の分子雲コアの頻度分布、いわゆる分子雲コアの質量関数は、形成される星の初期質量分布が何によって決定されているのかという天文学の大問題に直接関連していて重要である。最近の観測では形成される星の質量と分子雲コアの質量が比例していることが示唆されている [20, 26] 。従って、分子雲コアの質量関数を環境条件や初期条件の関数として理論的に導出できれば、星の初期質量関数 (IMF) を理論的に予言することができると期待されるが、まだまだ解決には程遠い状態である。最近の試みについては [8] を参照。

3　原始星の輻射流体力学的形成・進化

ここでは、これまでに進めてきた星形成過程の理論的研究の中から、原始星の形成過程に関する球対称 1 次元 RHD 計算に基づく結果を (ほんの一部だけ) 紹介する。

Class 0 天体　近年の観測技術の進歩により、星形成過程のごく初期の段階の情報が非常に詳細に得られるようになってきた。特に、André, Ward-Thompson, & Barsony [1] らは、まだ形成途上にある非常に若い (小質量の) 天体を多数発見し、“class 0 objects” と呼んだ。これらの天体は、絶対温度 30 度以下という非常に冷たい温度に相当する (輻射の) スペクトル分布を持ち、近・中間赤外域では検出できない。著者らは、世界に先駆けて、これら低温の天体に相当する段階を含む星形成過程

の理論的モデルを構築した [17, 14, 15, 16, 9]。

Radiation Hydrodynamics　図 4 は、中心に原始星が生まれるまでの進化の様子 (のスナップショット) である。図 5 は原始星が生まれた後のいわゆる “主降着段階” での進化の様子である。図中のラベルの数字は時間的順序を表し、ラベル 1 は初期条件 ($t = 0$) に相当し、ラベル 8 が中心での水素の解離によって引き起こされる第 2 収縮の始まる時間に相当し、1.75×10^5 年である。ラベル 13 は計算の最終段階で 3.12×10^5 年に相当する。それぞれの段階での輻射のエネルギー・スペクトラム (SED) は、図 6 で与えられる。この理論的なスペクトル分布と実際に観測されるスペクトルとを比較して、Masunaga & Inutsuka [15] は若い星の進化段階を分類する方法を提案した。また、このようにガスが動的に降着する系において、電波領域で観測される分子輝線のライン・プロファイルがどのようになるかという輻射輸送の問題を厳密に解いて示した [16]。これは空間 (角度) 分解能が限られている現実の観測において、周波数分解することでその動的な進化のダイナミックスについ

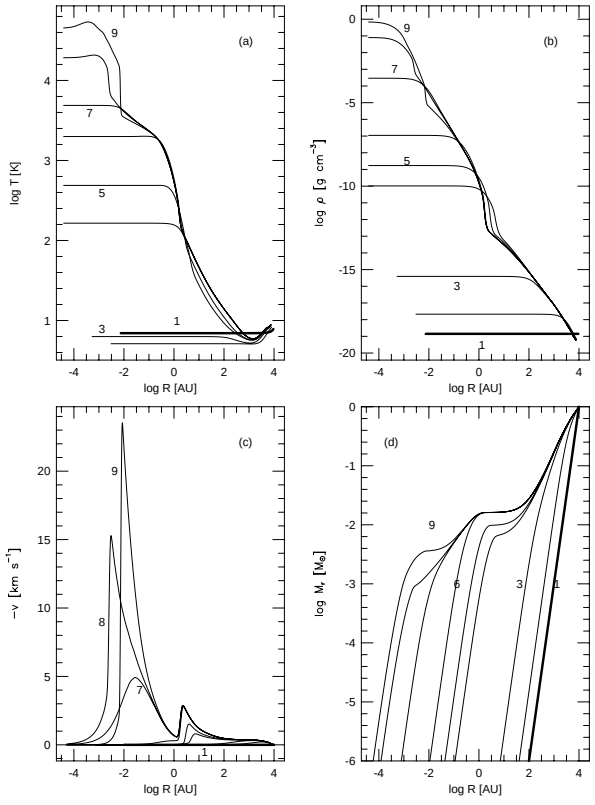


図 4: 原始星が誕生するまでの時間発展. a) 温度、b) 密度、c) 降着速度、d) 質量を示す.

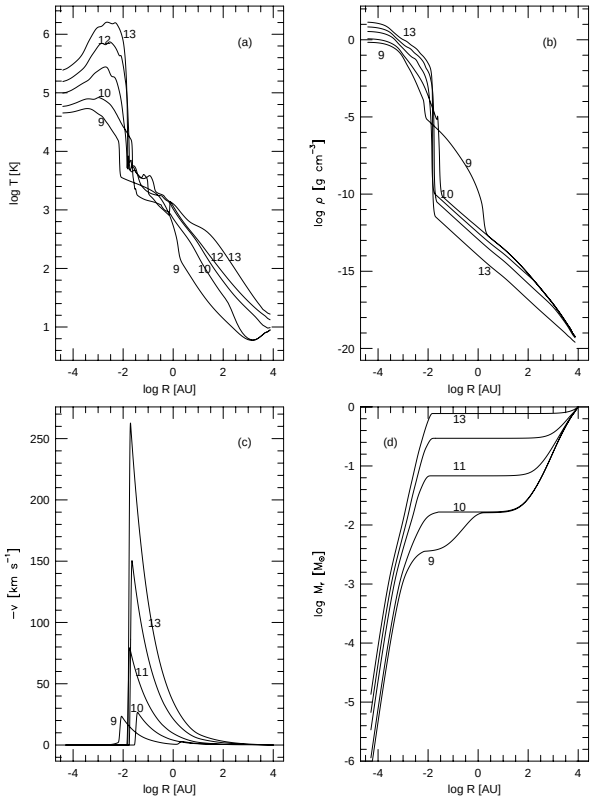


図 5: 原始星が誕生してからの時間発展. a) 温度、b) 密度、c) 降着速度、d) 質量を示す.

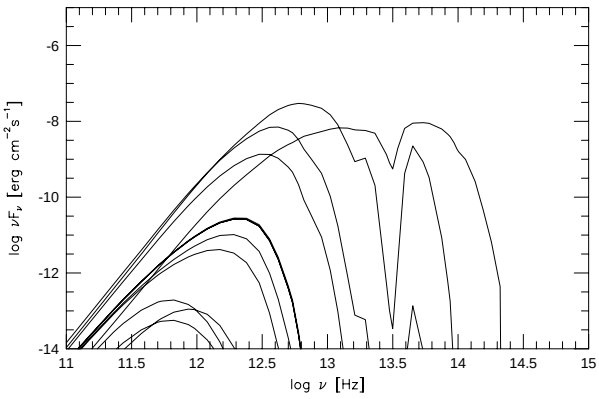


図 6: それぞれの進化段階での輻射のエネルギースペクトラム。スペクトルは低温のほうから高温の方へ時間変化してゆく.

4　原始惑星系円盤での降着過程

近年の電波や赤外線による観測の結果、生まれて間もない若い星の周りには普遍的に星周円盤が存在することがわかっている。これら星周円盤にはガスと塵粒子の両方の成分が観測されている。太陽系の惑星の起源もこのような星周円盤にあると考えられているため、これらガス円盤は原始惑星系円盤と呼ばれている。若い星の進化段階に応じて平均的には円盤の質量が減少していることが観測的に示唆されているため、この円盤ガスの中心星への質量降着過程を解明することが重要である。質量降着を可能とするためには、円盤内で何らかの角運動量輸送メカニズムが必要であるが、単独星の周りの原始惑星系円盤では磁場を伴う乱流が唯一有効なメカニズムとして有望視されている。

磁気回転不安定性　理想 MHD 近似の仮定が成り立つほどの電離度をもったガス円盤が弱い磁場に貫かれている場合、ほぼ無条件に不安定となり乱流状態になることが、非常に明解な線形解析 [2] と 2/3 次元の数値シミュレーション [5, 6, 18] により明らかにされている。また、初期に必要な磁場の強さは非常に小さいため、この MHD 乱流は非常に一般的に生じる一種のダイナモ現象である。この MHD 乱流では、磁場は始めに弱くても指数関数的に増幅され、磁気圧がある値になるまで増幅すると飽和することが数値計算の結果としてわかっている。つまり、原始惑星系円盤の MHD 乱流ではある特徴的な磁気圧を示す準定常状態が実現されるのである。この MHD 乱流の飽和過程では磁力線のリコネクションが重要であることが理論的に予想されるがそのメカニズムはまだ十分には解明されていない。ここでは、この MHD 乱流の飽和過程のメカニズムを解明するための (非理想 MHD を含む) 3次元数値計算の結果の一部を紹介する。

計算は擬似デカルト座標系を用いた準周期的境界条件の局所計算であり、境界条件等の扱いは Hawley, Gammie, & Balbus [6] らの方法を採用している。また、熱化を伴うリコネクションを正当に記述するため、オーム散逸などの非理想 MHD 効果を取り込むように、磁気粘性係数 η を陽的に含めた計算法を使っている。

磁気乱流の飽和のメカニズム　まず、我々は円盤を二次元軸対象として座標 (r, z) で円盤の局所的領域を記述する計算を行った。その結果、初期の磁気レイノルズ数が約 1 より小さいときには磁場の成長が飽和するが、初期の磁気レイノルズ数が大きいときには飽和せず、速度場・磁場は Channel Flow と呼ばれる非常に単純な構造を持ち、その成長は局所計算の範囲では無限に継続することを明らかにしている [23]。

我々が新たに行った三次元計算の結果は、初期の磁気レイノルズ数が約 1 より小さいときは、ほぼ二次元計算の場合と同様の飽和を示すが、初期の磁気レイノルズ数が大きい場合は二次元計算の場合と異なり、やはり飽和することが示された。この磁気レイノルズ数が大きい場合の実効的ストレス・テンソルの (r, ϕ) 成分の飽和値が円盤内の角運動量輸送において重要である。今回、我々はこのストレス・テンソルの飽和値の（飽和状態における）ガス圧力に対する依存性などを明らかにした。この依存性は、通常の降着円盤中の現象論的粘性係数としてモデル化されている「圧力に比例する形」にはなっていないことに注意すべきだ。

計算領域 (shearing box) 内の全エネルギーを以下のように定義する。

$$\Gamma \equiv \int d^3x \left[\rho \left(\frac{1}{2} v^2 + u + \psi \right) + \frac{B^2}{8\pi} \right], \qquad (1)$$

ここで、u は単位質量当たりの内部エネルギー $\psi = -q\Omega^2 x^2$ は、実効的重力の潮汐力展開である。上式の時間微分を計算し、Resisitive MHD の時間発展式を使うと以下のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dt} &= -\int d\boldsymbol{A} \cdot \left\{ \rho \boldsymbol{v} \left[\frac{1}{2} v^2 + u + \frac{P}{\rho} + \psi \right] \right. \\ &\qquad \left. + \frac{1}{4\pi} \left[\boldsymbol{B} \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) - \eta \boldsymbol{B} \times (\nabla \times \boldsymbol{B}) \right] \right\} \\ &= q\Omega L_x \int_X dA \cdot \left(\rho v_x \delta v_y - \frac{B_x B_y}{4\pi} \right) \\ &= q\Omega L_x \int_X dA w_{xy}, \end{aligned} \qquad (2)$$

ここで、$d\boldsymbol{A}$ は表面要素、$\delta v_y = v_y + q\Omega x$ は摂動速度の回転方向成分である。このように全エネルギーの増加分は全 stress w_{xy} の動径方向境界での値に比例する。本来の円柱座標で大域的問題に対しても同様の関係式を導かれるので [3]、この結果は我々の採用した擬似デカルト座標系には依存していない。ここで、上式 (2) の最終行の表現が resistivity (η) に依存していないが、磁気エネルギーから熱エネルギーへの変換に対して、resistivity が本質的であることに注意。このように飽和状態においては降着現象に伴う（計算領域内への）エネルギー注入が実効的ストレス・テンソルに比例する形で求められる。ここでもし、磁場や乱流速度の適当な空間平均量が飽和すると仮定すれば、$d\Gamma/dt$ の空間平均は熱エネルギーの増加分の空間平均量に等しくならざるを得ない。ここで、空間平均を $\langle\rangle$ で表すなら、

$\langle B_x \rangle = \langle B_y \rangle = \langle v_x \rangle = \langle \delta v_y \rangle = 0$ で且つ、

$$\left\langle \frac{du}{dt} \right\rangle \propto \left\langle \rho v_x \delta v_y - \frac{B_x B_y}{4\pi} \right\rangle, \qquad (3)$$

であることに注意する。つまり、乱流状態で各速度成分や磁場の成分は平均的に 0 であるにもかかわらず、correlated fluctuation $\langle B_x B_y \rangle$ 等が散逸率と結びついているという揺動散逸関係にあることが重要である。我々は、実際に磁場のリコネクションに伴う (計算領域内の平均的な) ガスの加熱量とこの実効的ストレスに比例したエネルギー注入率が等しくなっていることを定量的に明らかにした [22]。また、この結果、磁気リコネクションに伴う加熱率が磁場の飽和値を決定しているという可能性が示唆された。今後は、三次元的なリコネクションの素過程を研究することで、この加熱率を物理パラメーターで評価することが、最終的な飽和現象の理論的理解につながると期待される。

5 今後の課題

1 分子雲の形成

超音速の速度分散の起源は分子雲形成時の熱不安定性であることが解明された。今後は磁場の効果の効果の研究や巨大分子雲の形成過程の研究が重要。

2 分子雲コアの形成

分子雲の自己重力磁気流体力学的収縮・分裂は詳細に解明された。分子雲コアの質量関数と星の IMF の解明が急務である。また、今後は 連星系の形成過程 の解明が必要である。

3 原始星の形成・進化

球対称 RHD 計算で球対称で小質量の星の形成過程は解明されたが、 2D・3D の RHD 計算 はこれから。また星の質量を決めるためには、feedback 過程 となりうる jet や outflow などの原始星形成直後の MHD 現象の研究も重要である。更に、feedback という観点からも 大質量星の形成 が非常に重要であり、今後の課題である。

4 原始惑星系円盤の進化

形成直後の星周円盤の進化は自己重力が支配しているはずであり、上記 3 の 2D/3D RHD との問題になるため、まだ研究が不十分である。MHD 乱流による実効的粘性係数の導出には 磁気リコネクション の研究が重要である。また、観測的には連星系でも星周円盤の存在がほぼ普遍的であることが示唆されており、この若い連星系での星周円盤の進化は今後の重要な課題である。この問題は世界的にもあまり研究されていないが、 連星系での惑星系形成 の可能性を探るためにも解明する必要がある。

参考文献

[1] André, P., Ward-Thompson, D, & Barsony, M. 1993, ApJ, 406, 122

[2] Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1991, ApJ, 376, 214

[3] Balbus, S. A., & Papaloizou, J. C. 1999, ApJ, 521, 650

[4] Field, G. B. 1965, ApJ, 142, 531

[5] Hawley, J. F., & Balbus, S. A. 1992, ApJ, 400, 595

[6] Hawley, J. F., Gammie, C. F., & Balbus, S. A. 1995, ApJ, 440, 742

[7] Gammie, C. F., & Ostriker, E. C. 1996, ApJ, 466, 814

[8] Inutsuka, S. 2001, ApJ 559, L149

[9] Inutsuka, S. & Masunaga, H. (2000) in From Darkness to Light: Origin and Early Evolution of Young Stellar Clusters, ed. P. Andŕe, T. Montmerle, (Kluwer)

[10] Inutsuka, S. & Tsuribe, T. 2000, in The Formation of Binary Stars, IAU Symposium 200, ed. H. Zinnecker, R. Mathieu, ASP Conf. Ser., 200, 391

[11] Koyama, H., & Inutsuka, S. 2000, ApJ, 532, 980

[12] Koyama, H., & Inutsuka, S. 2002, ApJ, 564, L97

[13] Mac Low, M.-M., Klessen, R. S., Burkert, A., & Smith, M. D. 1998, Phys. Rev. Lett., 80, 2754

[14] Masunaga, H. & Inutsuka, S. 1999, ApJ, 510, 822

[15] Masunaga, H. & Inutsuka, S. 2000a, ApJ, 531, 350

[16] Masunaga, H. & Inutsuka, S. 2000b, ApJ, 536, 409

[17] Masunaga, H. , Miyama, S. M. , & Inutsuka, S. 1998, ApJ, 495, 346

[18] Matsumoto, R., & Tajima, T. 1995, ApJ, 445, 767

[19] McKee, C. F. & Ostriker, J. P. 1977, ApJ, 218, 148

[20] Motte, F., André, P., & Neri, R. 1998, A&Ap, 336, 150

[21] Nakano, T. 1998, ApJ, 494, 587

[22] Sano, T. & Inutsuka, S. 2001, ApJ, 561, L179

[23] Sano, T., Inutsuka, S., & Miyama, S. M. 1998, ApJ, 506, L57

[24] Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, ARAA, 25, 23

[25] Stone, J. M., ,Ostriker, E. C. & Gammie, C. F. 1998, ApJ, 508, 99

[26] Testi, L., & Sargent, A. I. 1998, ApJ, 508, L91

第一世代星の形成過程

大向 一行

国立天文台　理論天文学系

第一世代星（始原星）は紫外線輻射、超新星爆発などにより、銀河間ガスの再電離や重元素の放出といった、その後の宇宙の進化へ大きな影響を与える可能性がある。これらの効果は、星の質量、形成率に強く依存するが、それを知るためには形成過程を明らかにする必要がある。ここでは、第一世代星（始原星）の形成過程に関して、自分自身の仕事を中心にレヴューする。

1　初代天体形成とその分裂過程

現在の宇宙論の主流である、冷たい暗黒物質（CDM）による構造形成論では小さい天体が最初にコラプスし、それらの合体・降着により大きい天体がその後に形成されるとされている。しかし、コラプスした天体中でさらに星が形成されて、光る天体 (luminous object) になるためには、ガス雲が輻射により冷却することが必要である。この条件から、ガス雲の質量はある質量（最小冷却質量）よりも大きくなければならないという条件がでる (e.g., Haiman et al. 1996; Tegmark et al. 1997)。この最小冷却質量はzの関数で、high z ほど小さくなる。最初にコラプスする天体としてたとえばCDM シナリオの３σピーク[1] を考えると、最初の光る天体が形成されるのはだいたい $z \simeq 30$ で質量は約 $10^6 M_\odot$ （バリオン質量は約 $10^5 M_\odot$）となる。

このような天体（初代天体）が収縮していく過程で分裂が起こり、いくつかの高密度のコア（始原雲コア）が形成される。分裂は始原ガス中の輻射冷却剤である H_2 の準位が $10^3 \mathrm{cm}^{-3}$ で局所熱平衡 (LTE) に達し、冷却の効率が下がり始める結果起こるので、その時のジーンズ質量である $10^{3-4} M_\odot$ が分裂素片（始原雲コア）の典型的な大きさとなる (Abel et al. 2002; Bromm et al. 2002; Nakamura & Umemura 2001; Tsuribe 2001) 。次にこの始原雲コアが収縮して、最終的に星になる過程を見ていくことにしよう。

2　始原ガスによる原始星形成

図１に様々な重元素比のガス雲が重力収縮する際の中心温度の進化を、中心密度の関数として示す (Omukai 2000)。直線（破線）はガス雲中心部の連続光に対する光学的厚さが１になる位置を示している。すなわち、この線の左側ではガス雲は光学的に薄く、右側では厚い。この図から分るようにように、ガス雲が光学的に薄い時には温度はガスの組成に依存し、低重元素比のガス雲ほど温度が高い（これは冷却剤が少ないからである)。それに対し、光学的に厚くなったガス雲の温度進化は重元素比によらず、ある線に収束する。

---

[1] もちろん、より rare な天体を考えると、もっと高い z での形成も可能なのであるが、あまり数が少なすぎても宇宙の進化に重要ではないので、初代天体として、３σくらいを取ることが多い。４σの揺らぎを考えるとコラプスの時期は $z \simeq 40$ となり、質量は少し小さくなる。

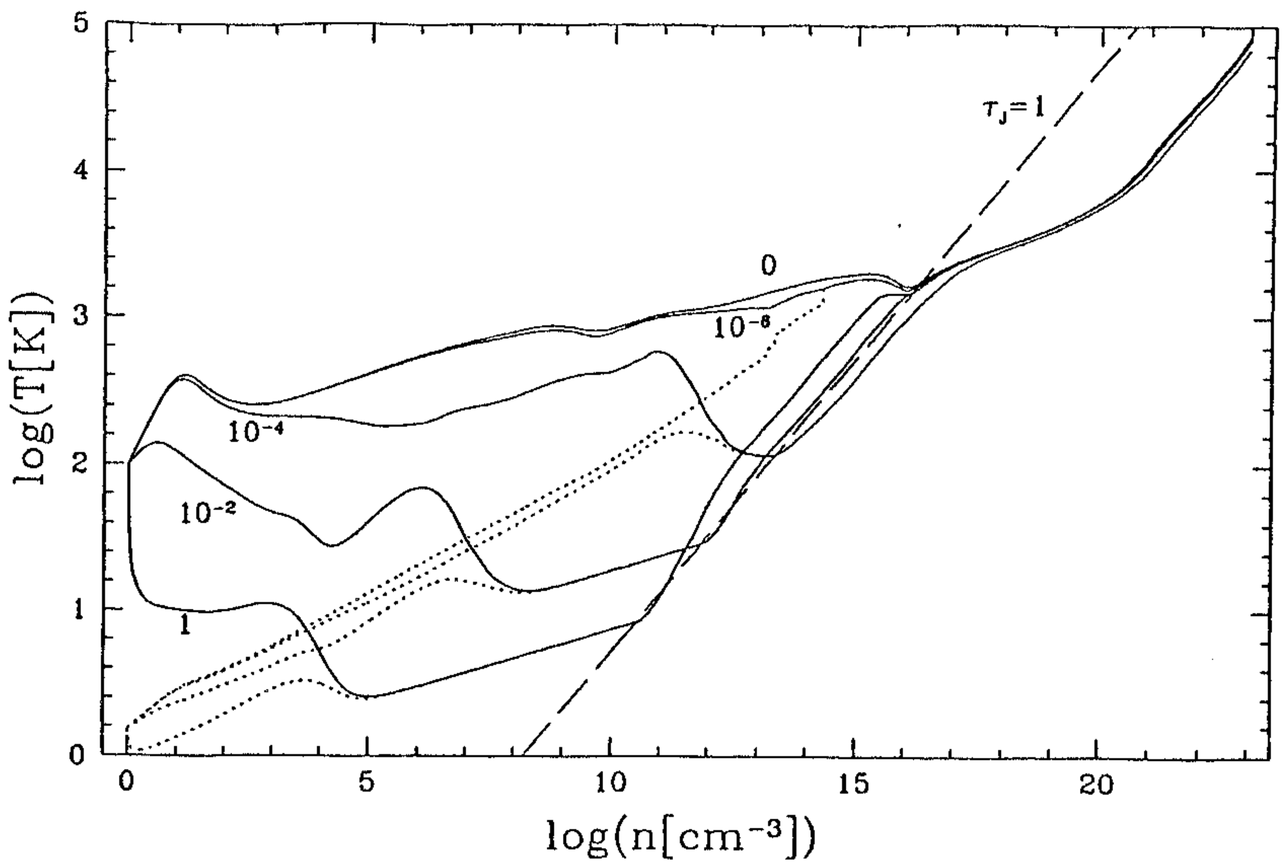


図 1: 様々な重元素量のガス雲の収縮の際の中心温度・密度関係。数字は現在の星間物質の重元素量との比

始原ガス雲の収縮は H_2 が LTE に達する $10^3 cm^{-3}$ から H_2 の解離がほぼ終わる $10^{20} cm^{-3}$ まで、非常に広い密度領域にわたって密度・温度関係（状態方程式）がほぼ $\gamma \equiv d\ln p/d\ln\rho = 1.1$ のポリトロープで近似できる。ガス雲が光学的に厚くなった後も、H_2 解離が引き続いて起きるため、γ の値は大きくならない。H_2 解離後に $\gamma > 4/3$ になると圧力勾配が重力よりもつよくなり、最終的に力学平衡なコア（原始星）が形成されると予想される。図２に、始原雲コアが重力収縮して、原始星が形成される過程のシミュレーション結果を示す。上の密度・温度関係を反映して、$\gamma \simeq 1.1$ の自己相似的収縮が、H_2 解離がほぼおわる $10^{20} cm^{-3}$ まで続く。原始星は数密度 $10^{22} cm^{-3}$ で形成され、形成時の温度は 30000K、質量は約 $10^{-3} M_\odot$ である。ちなみに、光学的に厚いガス雲の温度進化がガスの重元素比に依らないことから、形成時の原始星の性質もほぼ同じとなる。

3 原始星の質量降着進化

原始星の形成時の質量は $10^{-3} M_\odot$ と始原雲コアの質量 $(10^{3-4} M_\odot)$ に比べて何桁も小さい。したがって、原始星は形成後、この周囲のガス（エンベロープ）の降着により質量が増加していく。この段階を主降着フェイズという。主降着フェイズにおける質量降着率は、始原雲コアの収縮の際の温度で決まり、音速 c_s を用いて、$\dot{M} \simeq c_s^3/G$ と与えられる。これに始原ガスの場合の $\sim 10^3 K$ を用いると、降着率は $10^{-(2-3)} M_\odot/yr^{-3}$ と非常に大きな値となる。この大きな降着率は第一世代原始星の質量降着進化における大きな特徴である。

それでは、形成される星の最終的な質量はどのように決まるのであろうか？これは、質量降着がいつ終わるかにより決まると考えられている。降着を終わらせる機構はまだよく分っていないが、原始星の活動性により降着流が止められる可能性が指摘されている（種族Ｉの場合には、降着流中のダスト上への輻射圧が大質量の原始星上への降着を困難にしている; Larson & Starrfield 1971）。始原ガスの場合には質量降着率が大きいことと、ダストがなく opacity が小さいことから、種族Ｉの場合よりも中心星の質量が大きくならないと降着は止まらない。また、始原雲コア

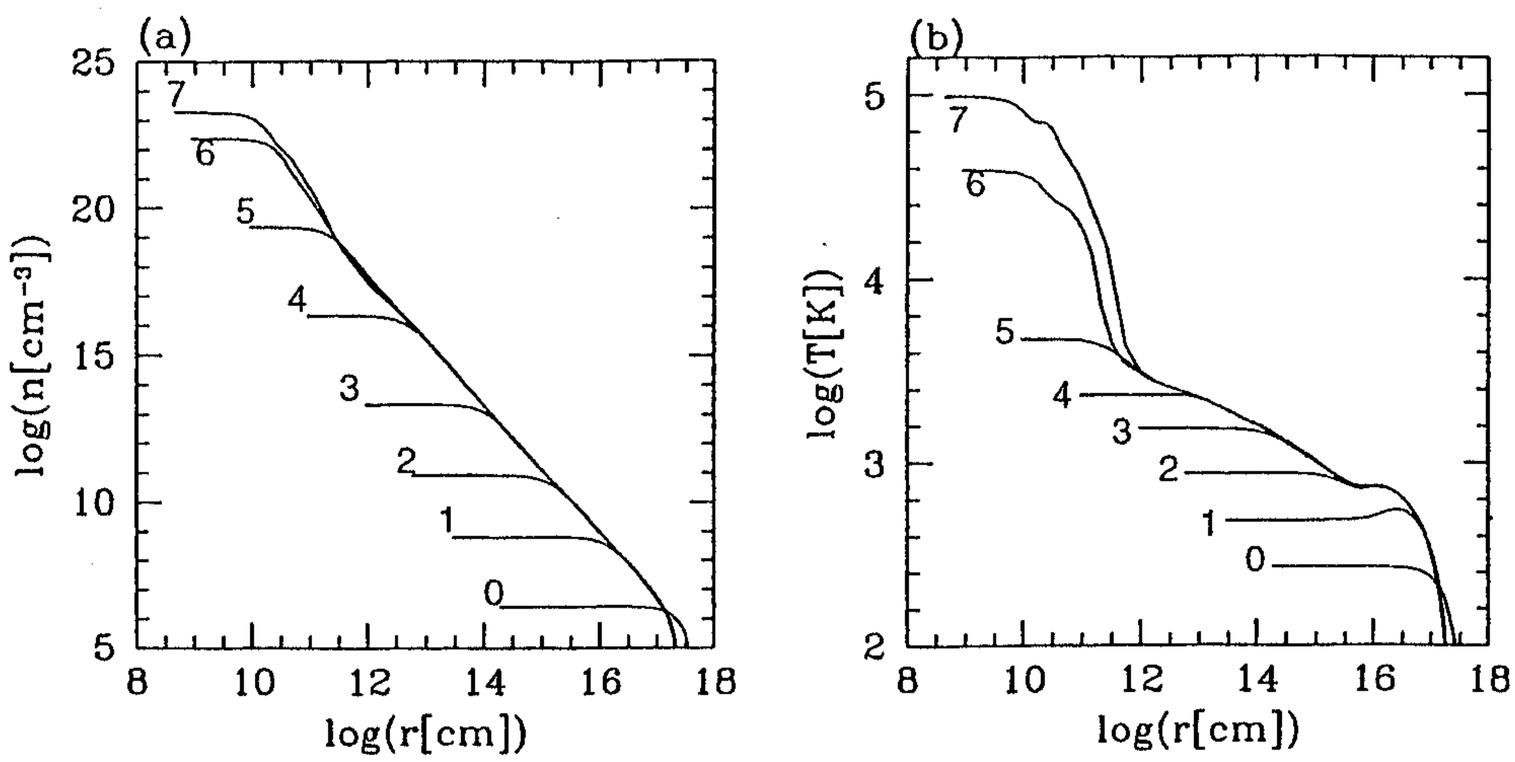


図 2: 始原雲コアの重力収縮、原始星形成過程。(a) 密度と (b) 温度分布の進化を示している。0－7は時系列を表す。6が原始星形成時に対応

の質量が大きく、エンベロープのガスが十分にあることから、最終的に形成される星の質量は大きくなると予想されている。

図3は始原ガスから形成される原始星の主降着フェイズにおける、原始星半径、光球半径を示してる (Omukai & Palla 2001)。光球面は星の表面ではなく、降着流中に形成されている。これは降着率が大きいために、エンベロープの密度が高くなるためである。次に原始星半径の進化に着目しよう。断熱的降着による膨張（中心星質量 $M_* < 10M_\odot$）、Kelvin-Helmholtz 収縮段階 ($10M_\odot < M_*$) の後、光度が Eddington 限界に近くなり、降着流、原始星内部ともに強い輻射圧を受けるようになる ($M_* > 60M_\odot$)。特にイオン化のため、opacity が他よりも大きな原始星表面はとくに強い輻射圧を受け、このため膨張する。原始星質量が $300M_\odot$ に達した時の膨張は極めて速いので、原始星表面の剥ぎ取り、さらには原始雲コアの散逸、降着の終了にいたる可能性がある。この場合でも、形成される星は $300M_\odot$ と非常に大きくなる。以上により、第一世代星の質量は非常に大きいことが分る。上の結果は、質量降着率が $4.4 \times 10^{-3} M_\odot \mathrm{yr}^{-1}$ の場合に得られたものであるが、進化の様子は質量降着率に強く依存する可能性があり、これに関しては今後の研究が望まれる。また、実際の降着は円盤を通して起こると考えられるが、この効果も考慮していく必要がある。

4 第一世代星からその母体雲へのフィードバック

以上のように、第一世代星は大質量 ($10^{2-3} M_\odot$) であるものと思われる。一方、その母体である初代天体が小質量 ($10^6 M_\odot$) であるので、第一世代星からのフィードバックの影響は非常に大きいと予想される。

まず、輻射によるフィードバック（radiative feedback）として、第一世代星による H_2 光解離の結果、冷却剤が失われ、以後の星形成を抑制するという効果が考えられる (Omukai & Nishi 1999)。これは第一世代星の質量が約数十 $M_\odot$ 以上で重要となる。また、光電離による母体初代天

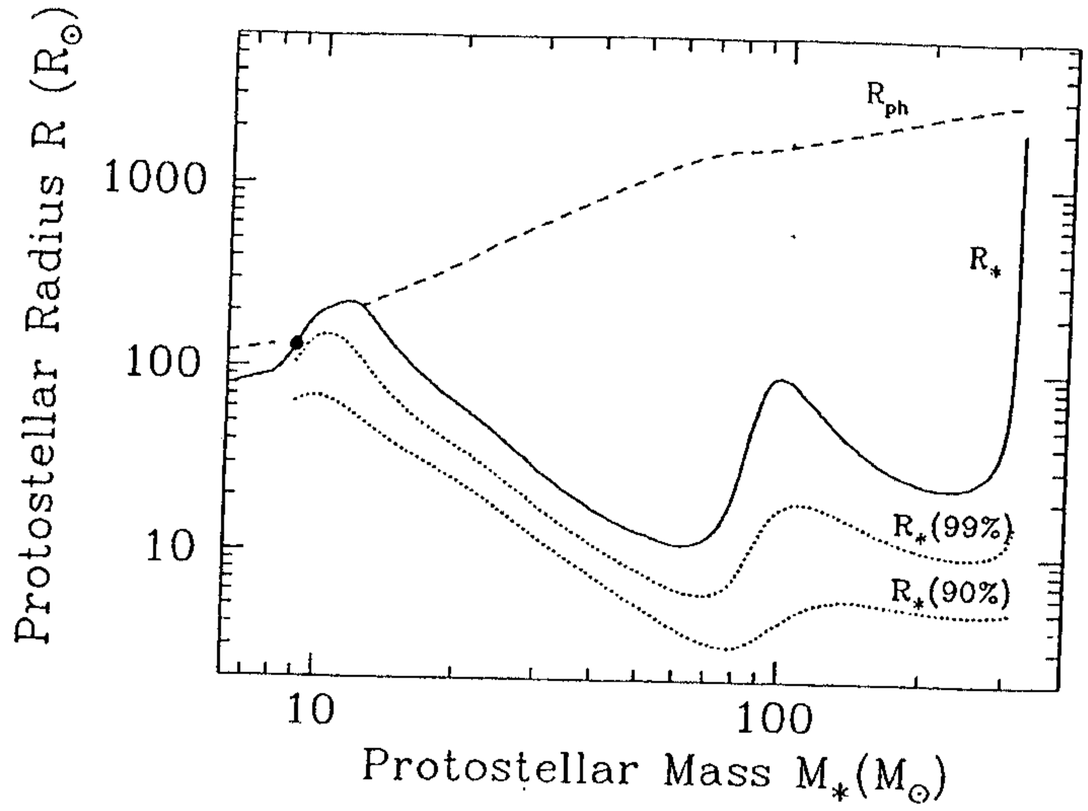


図 3: 始原的原始星の主降着フェイズにおける半径進化。実線（R_*）は原始星、破線（$R_{\rm ph}$）は光球面の半径を示す。

体の「光蒸発」も第一世代星の質量がより大きいと重要になり得る (Madau & Rees 2001)。前者の効果は、星形成を一時的に抑制するのみであるが、後者は母体となる初代天体の破壊につながる。また、超新星爆発による母体雲の破壊 (kinematic feedback) も重要なフィードバックである (Omukai & Nishi 1999; Nishi & Susa 1999)。

以上のフィードバックの効果により、最初に大質量星ができた後の星形成は強く抑制される。そのため、初代天体中での星形成の効率はあまり高くないと思われる。たとえば、約 $10^6 M_\odot$（バリオン質量は $10^5 M_\odot$）の初代天体中に約 $100 M_\odot$ の星が一つしか形成されないとすると星形成効率は 10^{-3} となる。

これらの議論は主に初代天体が一様として議論されたものであるが、実際には第一世代星が形成された段階で、すでに初代天体中には密度のむらが存在する。上で考えたフィードバックは低密度の領域に特に強い影響を与える傾向があり、一様近似を用いた解析では、定量的な議論は十分にはできない。今後は３Ｄ計算も含めたより現実的なモデル化が望まれる。

参考文献

[1] Abel, T., Bryan, G., & M. L. Norman 2002, Science, 295, 93

[2] Bromm, V., Coppi, P., S., & Larson, R. B. 2002, ApJ, 564, 23

[3] Haiman, Z., Thoul, A. A., & Loeb, A. 1996, ApJ, 464, 523

[4] Larson, R. B. & Starrfield, S. 1971, A& A, 13, 190

[5] Madau, P., & Rees, M. J. 2001, ApJ, 551, L27

[6] Nakamura, F., & Umemura, M. 2001, ApJ, 548, 19

[7] Nishi, R. & Susa, H. 1999, ApJ, 523, 103

[8] Omukai, K., & Palla, F. 2001, ApJ, 561, L55

[9] Omukai, K. 2000, ApJ, 534, 809

[10] Omukai, K., & Nishi, R. 1998, ApJ, 508, 141

[11] Omukai, K., & Nishi, R. 1999, ApJ, 518, 64

[12] Tegmark, M. et al. 1997, ApJ, 474, 1

[13] Tsuribe, T. 2001, in ASP Conf. Ser.222, The Physics of Galaxy Formation (ed. M. Umemura & H. Susa), 27

星の進化 — 銀河、銀河系の星形成史探査手段として

藤本正行（北大理）

I. 今なぜ低質量星か

低質量星は光度が低く，また最後は白色矮星として消えていくので元素合成でも寄与は小さく，恒星のなかであまり目立たった存在ではない．しかしながら，最大の特徴は，寿命が極めて長いことであり，質量が太陽よりも少し軽い恒星は，宇宙初期に生まれたものでも，未だに核燃焼で輝いている。これらの恒星を観測できれば，形成当時の宇宙初期の物理状態についての情報が得ることが可能である。特に，光や赤外線では到達が難しい赤色偏移の大きな時期については，低質量の恒星は宇宙形成史の有力な探査手段と考えられる。

80年代後半から90年代初期にかけてＣａIIのHK線による大規模な銀河系ハローの金属欠乏星の捜索（Beers et al. AJ 1992）が実施され，多くの超金属欠乏星が多く同定され，[Fe/H]<-3 の恒星の数は100以上にのぼっている。これらの超金属欠乏星の組成，運動の分析から銀河系初期の化学進化，形成過程を探ろうとする研究が盛んになってきている。この試みの成否は，対象である低質量星の素性の理解にかかっている。

もう一つの対象は10^5～10^6個の低質量星（質量０．８$M_\odot$以下）が密集している球状星団である。これらの恒星は金属量が小さく（[Fe/H]=-2.5～-0.5），銀河系で最も古い天体として，恒星進化の理論から求められるその年齢は，宇宙年齢の下限与え現代宇宙論の基礎の一つとされている。これまでの年齢評価や星団の進化の研究では，恒星は星団の中の環境と切り離されて扱われてきた。しかし，近年，ミリ秒パルサーの頻出や動径方向の色分布など稠密に分布する環境の恒星との相互作用が進化に与える影響の重要性を示唆する観測事実が累積してきている。他にも，球状星団は銀河の構造･進化の研究で，恒星系の色･種族合成のテンプレートを提供し，また，銀河系・銀河の形成過程を解明する手がかりとなると期待されている。したがって，この環境効果を適切に考慮して球状星団における恒星と星団の進化を再検討する必要があろう。

以下，低質量星の進化の特性を明らかにし，まず，ハローの超低質量星の組成分析への適用，宇宙の第一世代の恒星である種族III星の探査について帰結をみる。球状星団については，特に，表面組成の異常の分析を通して恒星進化への環境効果やその星団の進化への効果について議論する。

II. 低質量星の進化の特質

恒星の構造・進化はガス球の重力熱力学的な性質によって規定される。力学的な平衡条件からガス球の中心の圧力と密度はその質量および半径と

$$P_c/\rho_c = (\xi_1/\varphi_1)\, GM/R \qquad (\text{ポリトロピック指数 } N = 3 \text{ の場合 } \varphi_1/\xi_1 = 1.17)$$

$$\rho_c = (\xi_1^{\,3}/4\pi\varphi_1)\, GM/R^3 \sim T_c^{\,3}/M^{\,2}$$

で関係づけられている。最後の関係は理想気体の状態方程式を仮定した場合であるが，この時，Virial定理からガス球の比熱が負になっているので，ガス球は，恒星はエネルギーを失いながら中心温度が増加していくことになる。上式から，低質量の恒星ほど温度の割に密度が大きく，進化の早い段階（低密度）で，中心部から電子縮退が起きる。電子縮退の下では，圧力の温度依存性が弱くなり，核反応に点火すると暴走を引き起こす。太陽質量以下の恒星では，ヘリウム燃焼の段階でこのフラッシュが起きることになる。

また，低質量星は半径の割に光度が低いため，表面温度が低く，表面対流層が発達している。この対

流のため，内部で物質混合が起き，核反応生成物が表面に輸送され，表面組成の特異な恒星が形成されることになる。これまで，種族IやIIの若い種族の低・中質量の恒星では，漸近巨星分枝の水素とヘリウムの２重殻燃焼の段階で，ヘリウム殻燃焼の不安定によるフラッシュが十分に成長すると，Third dredge-up が起き，ヘリウム燃焼で生成される炭素とs-過程元素が表面に運ばれ，炭素星やS型星になる。

これに対して，低金属量星の恒星の場合は，水素燃焼殻のエントロピーが低いため，進化の早い段階で物質混合が起きることになる。図１は，初期質量，初期金属量の関数として，低・中質量星の後期進化の結果を示したものである。低質量（$<1M_{\odot}$）超金属欠乏（[Fe/H] <−4.5）の恒星は，中心核でヘリウムに最初に点火した段階で，ヘリウムフラッシュ中に発生する対流層が水素層に到達する。混入した水素の燃焼のため，対流層が２つに分裂し，上部の水素燃焼による対流層に占められた層は，フラッシュが収まった後大きく膨張し，表面対流によってdredge-up される。この結果，３α反応，陽子捕獲反応の核反応生成物が表面に運ばれ，窒素に富んだ炭素星になる。質量がやや大きく（$<3.5M_{\odot}$）あるいは金属量がやや多い（[Fe/H] <−2.5）恒星は，漸近巨星分枝で最初にヘリウム殻燃焼のフラッシュが起こった段階で，ヘリウム対流層への水素混合が起き，窒素に富んだ炭素星になる。これらの場合は，若い種族の Third dredge-up と比べると，中心核が小さいため，対流層の質量が大きく，１回のdredge-up で表面の炭素の組成は大きく増加し，[C/H] ~ 0程度になり，[C/Fe] ＞2にも達するのが特徴である。

III. 銀河系ハローの金属欠乏星

ハローの超金属欠乏星の精密分光観測からは，さまざまな元素組成の特徴的な傾向が議論されている。特に中性子捕獲元素については，超金属欠乏星での大きな変動が見出され，形成過程と初期の超新星爆発との関連が注目されている。しかし，中性子捕獲による元素合成は超新星爆発時の r-過程だけでなく，中低質量星のヘリウム殻燃焼の段階でも起きるs-過程もある。したがって，観測結果から超新星爆発に関する情報を引き出すためには，それぞれの過程の寄与を分離し，特に，s-過程については恒星の進化の過程での合成についても考慮する必要がある。

超金属欠乏星の特徴は，炭素星の割合が若い種族の星に比べて多いことある。Rossi et al. (Third Stromlo Symposium 1998) によると，炭素星の割合は観測した星の２５%に達し，種族 II の炭素星CH

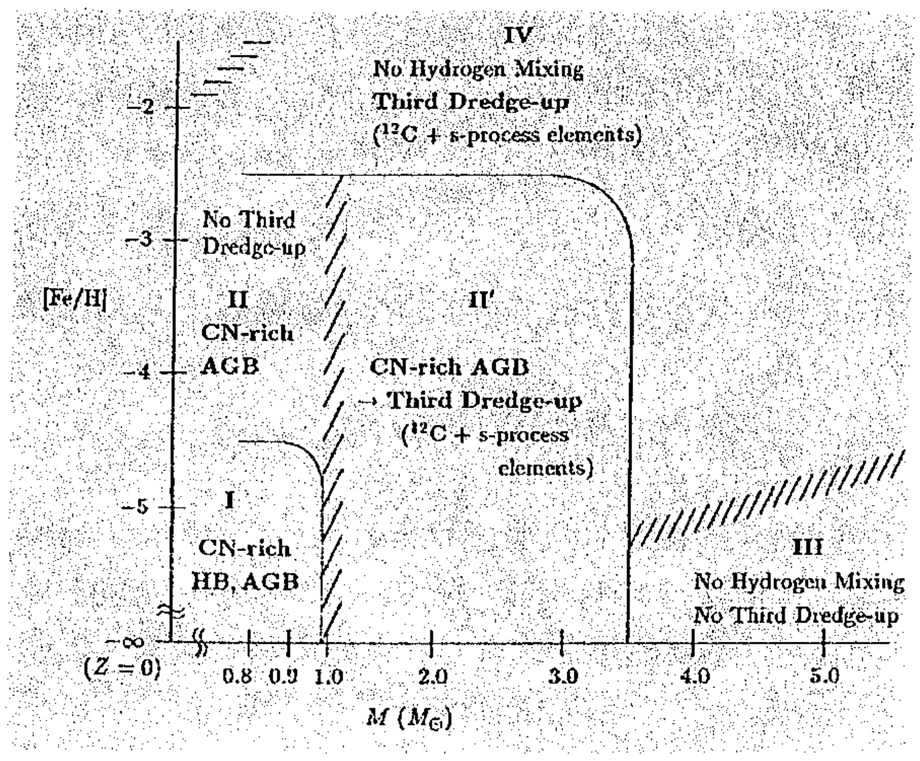


図１　中低質量星の後期進化。横軸は初期の質量，縦軸は初期の金属量（Fujimoto et al. ApJL 2000）

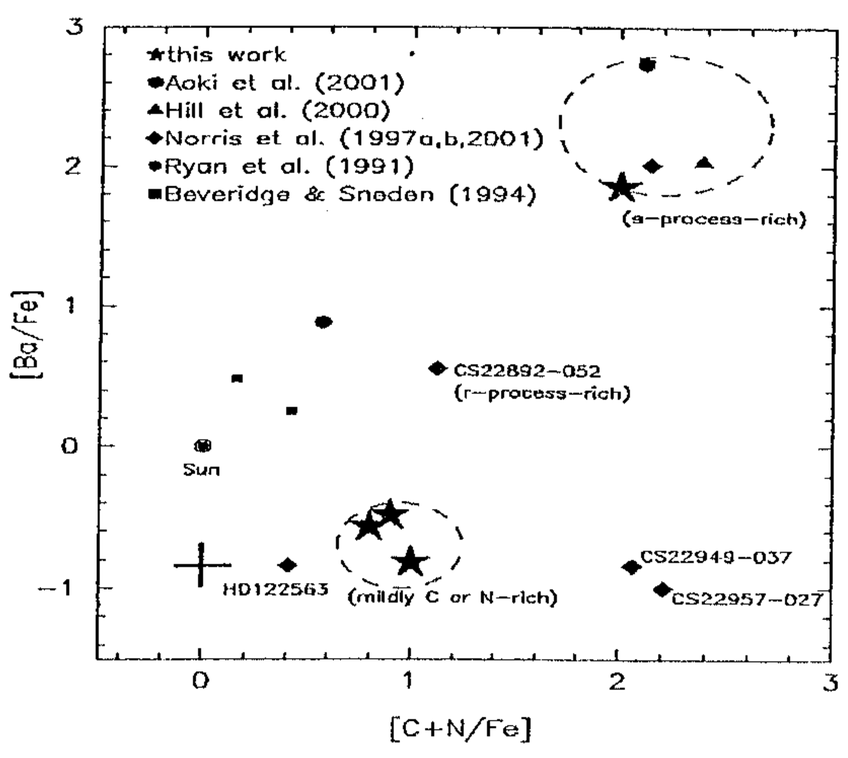


図２．超金属欠乏星 [Fe/H] < - 2.5 の炭素窒素と Ba の組成比　(Aoki et al. ApJ 2002)

星（たかだか数%）に比して大きい。これらの炭素星は殆ど近接連星系でＡＧＢ星からの質量交換によって表面汚染されたものであるが，このためには連星のロシュ半径がＡＧＢ段階の恒星半径よりも大きくなければならない。超金属欠乏星の場合に割合が多いのは，図１に示したように進化の早い段階すなわち半径が小さい段階で炭素星になるため，軌道半径が小さな連星でも炭素星に進化することが可能なためである。また，これらの炭素星は窒素過多であり，また，[C/Fe] ＞２ と大きな炭素過多を示すが多く，理論的な予測とあっている。

超親族欠乏星はｓ－過程に関しても，種族ＩやＩＩの若い種族とは違いが見られる。後者の場合，中性子源はAGB でヘリウム殻フラッシュの段階で，dredge-up 直後に中心核上部に混入した水素が炭素と反応して^{13}C でき，inter-pulse の間に輻射層で^{13}C（α, n）^{16}Oの反応をし供給されると考えられている。この場合，金属量の小さい恒星では，金属量に反比例して，種となる原子核 Fe 一個あたり中性子数が大きくなるため，より重い元素が生成されることになる。事実，Van Eck etal.（nature 2001）は種族II星（[Fe/H]＝ －2.45, －1.7, －1.67）について， Pb/Ba ＞ 100 と太陽の組成比よりも大きい値をを見出している。これに対し，Aoki et al.（ApJ 2001）は，超金属欠乏星（[Fe/H]＝ －2.71, －2.74）についてはほぼ Pb/Ba＝1 の小さな値を得ている。これは中性子源となる反応が異なることを示唆している。 上の図１からわかるように，[Fe/H] ＜ －2.5 では，ヘリウム対流層に水素の混入が起る。このとき混入した水素は，ヘリウム対流層で希釈されるため，種となる Fe あたりの中性子数が減少することになる。Iwamoto et al.（in preparation 2002）は[Fe/H]＝ －2.7，２$M_{\odot}$の恒星の進化を計算し，水素混入がおき，その結果，Aoki et al.（2001）によって観測された中性子捕獲元素の組成が再現できることを示した。

図２は，これまでの超金属欠乏星の観測を炭素と窒素の合計（C+N）と Ba の組成のグラフ上で整理したものである（Aoki et al. ApJ 2002)。炭素は太陽組成比と同じものから２桁以上の増強したものまで，Ba については，太陽の組成比の１０分の１から１００倍以上にわたっている。これらの恒星は主系列星等進化していない恒星を含んでおり，近接連星で炭素星に進化した AGB 星から質量降着によるものと考えられ，C+N の増強の幅は降着時の希釈によるのと考えられる。一方，C+N は大きいにもかかわらず，Ba などの s-過程元素が増えていないものは，図１の case II の低質量の超金属欠乏星で炭素過多になったあと Third dredge－up が起きないためと考えられる。

これらに対して，[C+N/Fe] の小さいものは進化の過程での s-過程による汚染を免れていると考えられる。すばるの HDS チームは，これら形成後の s-過程の影響を受けていないと考えられる超金属欠乏星に選んで観測している（Honda PhD thesis 2002)。すべてほぼ太陽と同じ r-過程元素と同じ Eu/Ba 比を示すにも拘わらず，Eu および Ba の組成は大きな（３桁近い）分散を示す。これらの変動の幅は，金属量の減少とともに増大し，[Fe/H]～－３でもっとも大きくなる。原始ガス雲で第一世代の超新星が爆発したとき，衝撃波によってはき集められた shell で形成される第２世代の恒星の場合，超新星爆発から放出された核生成物の混合によって，平均的に，超金属欠乏星と同程度の金属量を持つことになる（Machida et al. 2002)。この場合，r-過程元素の組成の違いは，超新星爆発によって r-過程の生成量が変動するのか,あるいは, 混合の割合が異なるという２つの可能性がありうる。また, 観測数は少ないが, さらに金属量の小さい[Fe/H]～ －4 近いものでは, Ba の増強を示すものは観測されていない。これは, 超新星爆発を引き金とするものとは異なる星形成過程の関与を示唆しているのかもしれない。これらの超金属欠乏星による宇宙の初期進化の解明は, すばる等の８－１０m級の大型望遠鏡による課題である。

Ⅳ.　球状星団における組成異常と恒星間相互作用

球状星団は，低質量の恒星が稠密に分布する古い天体であるが，近年の観測から，この環境の下での恒星同士の相互作用が恒星進化にあたえる影響の重要性が示唆されている。その典型はBlue stragglers（ＢＳ）である。球状星団のＨＲ図上に，Turn-offの星よりも２～３等程度まで明るい主系列上に恒星が位置している。これらのＢＳはTurn-offの恒星よりも重く（質量で２倍位まで）寿命が短いので，星団内での星同士の衝突合体、連星系での融合によって形成されたと考えられている。ＨＳＴによって星

団中心部の恒星が分解できるようなり，既知のＢＳの数は増加，Ｍ８０の場合は３００個以上が確認されている（Ferraro et al. ApJL 1999）。ＢＳは恒星同士の融合，合体で質量がTurn-off星より大きくなったものであるが，質量の小さい恒星同士の場合，質量はTurn-off星以下であり，したがって，暗い。これらの低質量の融合・合体星は，恒星の質量関数からいうと，ＢＳよりもずっと多いと考えられるが，しかし，主系列の中に埋もれることになり，その同定は難しい。

もう一つは，表面組成の異常である。球状星団の赤色巨星の間ではＦｅなどの重元素は一定の組成を示すにもかかわらず，赤色巨星が，星ごとに，炭素，窒素，酸素などの表面組成に大きな変動を示すことはつとに１９７０年代から知られていた。その後，Na や Al，Mg についても星ごとの大きな変動が観測されている。

この組成異常は，1）陽子捕獲反応によるもので，2）恒星ごとの大きな変動にも拘わらず，C+N+O とか Mg+Al の総和は一定であり，また，3) 赤色巨星分枝に沿って進化するにつれて進行することが観測されている。これらの事実は，恒星が組成異常のあるガス雲から生まれた結果とする primordial 仮説よりも，組成異常が巨星の内部で創られたとする evolutionary 仮説を支持している。しかし，現行の恒星の内部構造・進化の理論では，説明できない。水素燃焼殻と表面対流層の間には輻射層があるため，この表面組成異常を実現するためには，この輻射層を越えて核反応生成物を表面へ輸送するための，標準理論にはない extra な物質輸送機構 ＝deep mixing mechanism が必要であり，回転に伴う子午線還流や微分回転の流体的な不安定性による乱流混合が提唱されてきた。組成異常の発現は 4) 星団によっても異なるが，最大の特徴は，5) ハローの巨星からは観測されず，球状星団に固有の現象であるということで，このための物質混合機構も球状星団の巨星に特有のものでなければならない。

i) Flash-Assisted Deep Mixing Mechanism

組成異常の発現機構の議論で決定的な役割を果たしたのは，Al 過剰の恒星で減少しているのは ^{24}Mg であり，^{25}Mg と ^{26}Mg は変化していないという Shetrone (AJ 1996) の発見である。標準理論による赤色巨星内の温度($T < 5 \times 10^7$ K)では，^{25}Mg，^{26}Mg は燃えるが，^{24}Mg は燃えない。したがって，物質を混ぜるだけのそれまでの deep mixing のモデルはすべて失格ということになった。現在の恒星内部構造の理論からは，赤色巨星の内部で ^{24}Mg を燃やすに必要な高温を可能とするのは殻フラッシュのみである。これまでの物質混合機構は核生成物の外向きの輸送のみを考慮してきたが，同時に水素の内向きの混合も起こるであろう。この水素混合を考慮して，Fujimoto et al. (ApJ 1999) は，図３示した水素殻フラッシュをエンジンとする混合モデルが提案した。(1)水素燃焼殻の底からヘリウム層の上部へ混入した少量の水素が，(2)フラッシュを引き起こして，高温をもたらし，(3)高温で生成された反応生成物はフラッシュの対流層に分配され，(4) フラッシュの結果深くなる表面対流層によって表面に運ばれる。

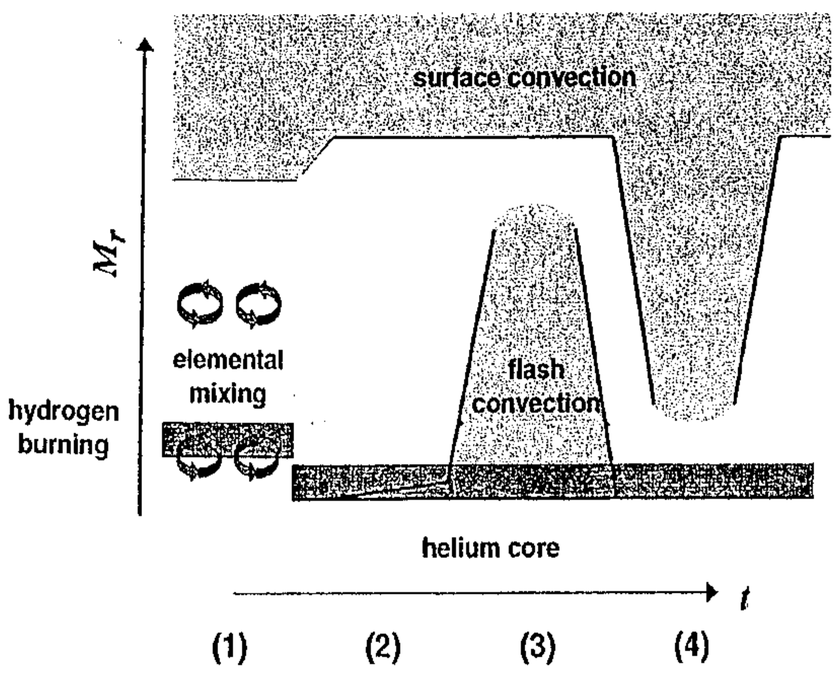


図３。球状星団の巨星の混合機構

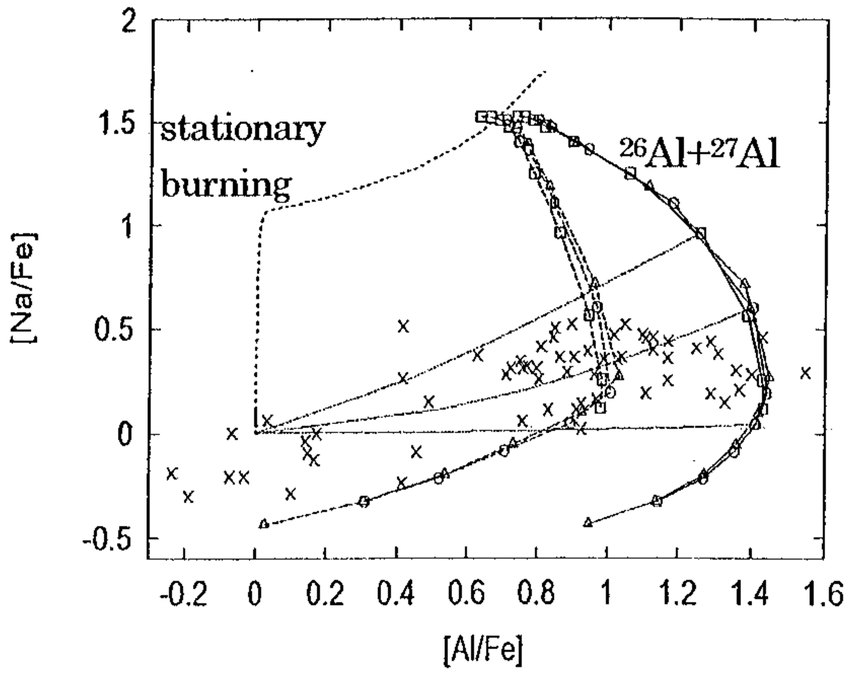


図４．フラッシュ モデルによる核種合成結果

図４にフラッシュ中の核種合成の進行を追った結果をAlとNaの関係を示す。右線は殻フラッシュの強度を変えた(上から下へフラッシュの強度が増加)ときの核種合成の結果であるが，適当な強さの殻フラッシュの核生成物と表面物質の混合によって観測される組成(x印)が実現できることを示している。これに対して，準静的な水素殻燃焼の結果（左の破線）では，観測された組成を与えることはできない。

ii) 環境効果を考慮した恒星進化と星団の進化の新たな描像

Flash-Assisted Deep Mixing Mechanismの引き金となる水素混合の機構としては，流体力学的な不安定性が想定されるが，そのためには，それを駆動する恒星の回転，角運動量が必要となる。しかし，低質量星は，主系列時代に表面対流層を持ち磁気星風によって効率的に角運動を喪失すると考えられている。したがって，ハローの巨星ではこの物質混合機構は働かないであろう。一方，球状星団の巨星の場合は，環境の恒星との近接遭遇によって角運動量を得ることが可能である。実際，巨星と周囲の星との２体近接遭遇の時間尺度は典型的にはτ_{enc} ～6×10^8yr である。この値は巨星の寿命（～6×10^8yr)と比べると少し大きいが，連星との場合の共鳴，有限のサイズの効果を考えると角運動量輸送の断面積は大きくなるので，十分に起こり得ると考えられる。また，このことが，この種の組成異常が球状星団からしか観測されないことの説明になり得る。

さらに，最近のVLTの観測で，巨星と同様のNaとO，AlとMgの組成変動と逆相関がturn-off近くの主系列星や準巨星などからも観測されることが報告された（Gratton et al. AA 2001)。これらの恒星は電子縮退の中心核をもたないため，上で議論したモデルは働かない。しかし，上記のモデル以外に^{24}Mgの燃焼，大幅なAlの過多を創れる核種合成機構はないので，これらの組成異常はprimordialだすると新たな核種合成機構を探さなければならない。この点を考慮すると，これらの組成異常は球状星団で既に組成異常を発現した巨星との近接遭遇時に質量降着によって表面汚染を蒙ったとするシナリオの方が妥当であろう。1) これらの恒星は表面対流層が浅いので表面汚染には少量ガスでよく，また，2) 赤色巨星の数は少ないが，矮星はいったん汚染されると寿命が長いので，汚染された主系列星の数は，時間とともに累積して増加していくであろう。また，3) 巨星に進化すると表面対流層が深くなり，希釈されて一旦異常組成を失うので，巨星での観測とも矛盾しない。

これを表面汚染のシナリオを受け入れると，逆に，主系列の組成異常は球状星団の中の恒星の相互作用を探るの指針となる。この場合，BS の場合と異なり，衝突併合・連星での融合のプロセスが複雑であり，その断面積の評価が難しい，また，Turn-off 以下では使えないなどの欠点を免れている。球状星団の進化していない恒星に関しては，以前から，CN分子線を使った観測からCN組成の変動が推定されていた（例えば，Briley et al. 1991)。しかも，47Tuc 等の星団では，CN分子線が強いものと弱いものの比が進化の段階に関係なく合い半ばすることが知られている（Cannon et al. 1998)。もし，CNの組成異常がNa, O, Al, Mg等の組成異常と共存するのであれば，これらの球状星団を構成する恒星は，半数はそれ以上ガ周りの恒星との近接遭遇による質量降着等の何らかの相互作用を経てきたことになる。

星団内における２対の近接相互作用の頻度は，現在の球状星団の特性を使って評価することができるが，典型的な値を仮定すると，過去に巨星との近接遭遇を経験した主系列星の累積数は，高々数%に過ぎない。これは，近接遭遇時の表面汚染によって主系列星の組成異常が観測される確率としては無視できない数であるが，観測されるCN分子線の強度の変動を説明するには不足している。このギャップは，上でも議論したように恒星同士の近接遭遇の頻度は，連星や多重衝突による共鳴を考慮すると単純な２対遭遇の頻度より大きいことに帰せられるのかも知れない。あるいは，球状星団は過去には質量が大きく，高密度で，衝突の頻度が現在の物理量から推定されるよりもはるかに恒星同士の相互作用が活発な時代があったとの可能性も考えられる。

球状星団には，これら以外に，水平分枝の形状が星団ごとに異なるというsecond parameter 問題がある。また，組成異常に伴う表面ヘリウムの増加が水平分枝星の光度と色に影響する（Suda & Fujimoto 2002)。これら恒星同士の相互作用の恒星進化，星団の動力学への影響の双方を考慮して球状星団の進化を検討していくことは今後の課題である。

野辺山ミリ波干渉計による M16 の観測

福田 尚也 (千葉大理)、花輪 知幸 (名大理)、杉谷 光司 (名市大)

我々は野辺山ミリ波干渉計を用いて、わし星雲 M16 に付随する分子雲を ^{13}CO($J = 1 - 0$) 輝線 (図 1, 3)、C^{18}O($J = 1 - 0$) 輝線 (図 4)、2.7 mm 連続波 (図 5) で 2 ～ 3 秒の空間分解能で観測した。この観測により複数の ^{13}CO サブクランプと 4 つの C^{18}O コア (図 4 の a, b, c) を発見した。^{13}CO 分子雲は伸びた構造をしており、head-tail 構造を持っている。head-tail 構造は M16 を照らしている O 型星に向いていることから、O 型星の放射と星風に起因すると考えられる。^{13}CO 輝線の強度は rim で強いことから、^{13}CO 分子雲は表面で圧縮されているようである。この ^{13}CO 分子雲の構造は近赤外で観測された暗黒星雲と形状が良く似ている。領域 I の ^{13}CO 分子雲のの内部には 4 つの C^{18}O コアが見つかった。C^{18}O コアの一つ (図 4 の a) は、2.7mm の連続波 (図 5 の x) が付随することから原始星と考えられる。他の C^{18}O コア (図 4 の b,c) は星なしコアである。この ^{13}CO 分子雲の表面には class I 天体と考えられる 2.7mm 連続波源が見つかった (図 5 の y)。これらの天体は年齢順に並んでおり (図 2)、進化が進んだ天体ほど O5 型星に近いところにあった。この系列は O 型星による星形成の伝播、すなわち連鎖的星形成が行われていることを暗示する。領域 II の分子雲でも同様な系列が観測された。

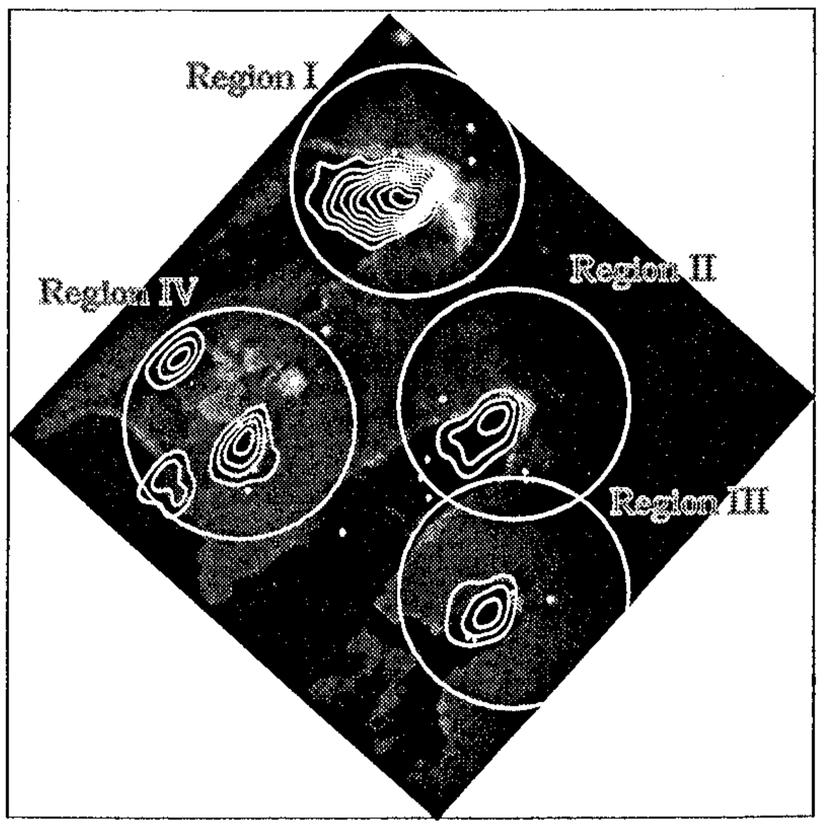


図 1: ^{13}CO 分子ガスの分布：可視光との比較

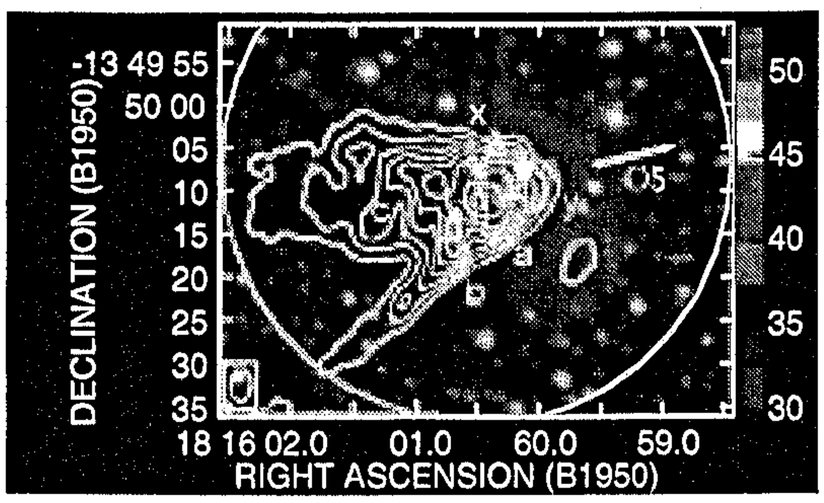


図 2: 領域 I のまとめ

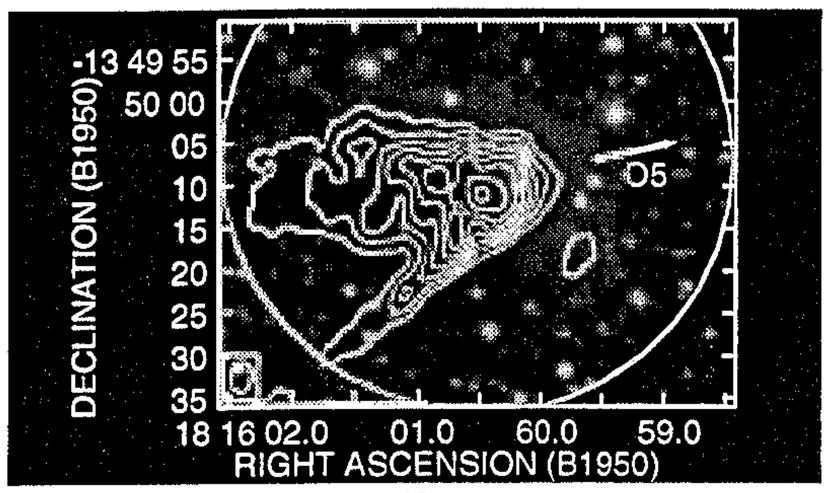


図 3: 領域 I の ^{13}CO 分子ガス

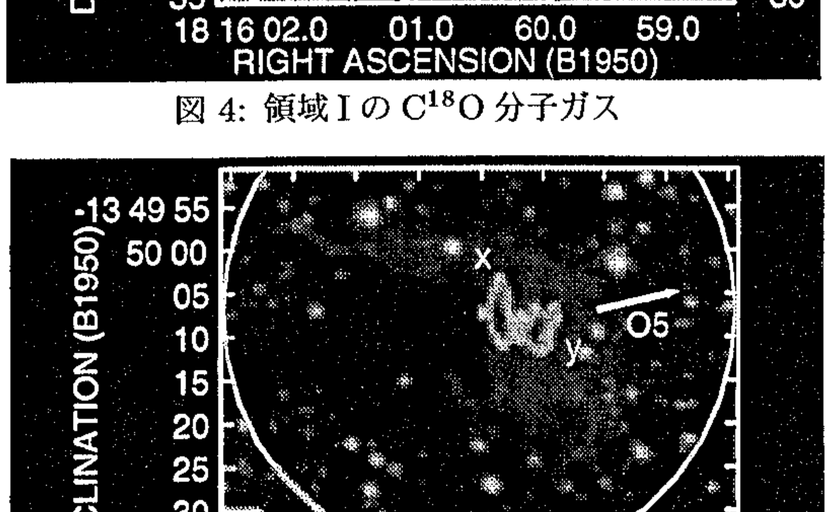


図 4: 領域 I の C^{18}O 分子ガス

図 5: 領域 I の 2.7mm 連続波

Evolution and Nucleosynthesis in Massive Pop III Supernovae: Abundances of Very Metal-Poor Halo Stars

Hideyuki Umeda (RESCEU and Dept. of Astronomy, Univ. of Tokyo)

We calculate evolution and nucleosynthesis in massive Pop III stars with $M = 13 \sim 270 M_\odot$, and compare the results with abundances of very metal-poor halo stars to constrain the properties of Pop III supernovae (Umeda & Nomoto 2002 ApJ 565, astro-ph/0103241). Observed abundance of those stars can be explained by the energetic core-collapse supernovae with $M \lesssim 100 M_\odot$ ("hypernovae") but not by pair-instabillity supernovae (PISNe) with $M \sim 150 - 270 M_\odot$. This result constrain the IMF for the Pop III and very metal-poor Pop II stars.

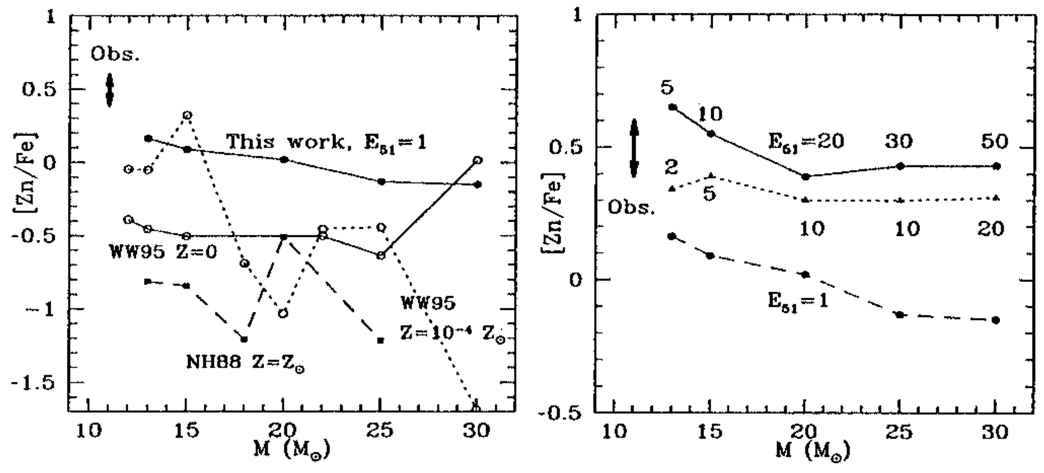


Figure 1: Observed range of [Zn/Fe] ($\equiv \log_{10}(X(\mathrm{Zn})/X(\mathrm{Fe})) - \log_{10}(X(\mathrm{Zn})/X(\mathrm{Fe}))_\odot$) for the very metal-poor stars ([Fe/H] $\lesssim -3$) compared with the yields of theoretical models with low explosion energy $E_{51} = E_{exp}/10^{51}$ erg =1 (left) and with high energies $E_{51} = 2 \sim 50$ (right panel). The observed large [Zn/Fe] value and also other unexpected trends in [Co, Mn, Cr/Fe] can be explained with this high energy ("Hypernova") models.

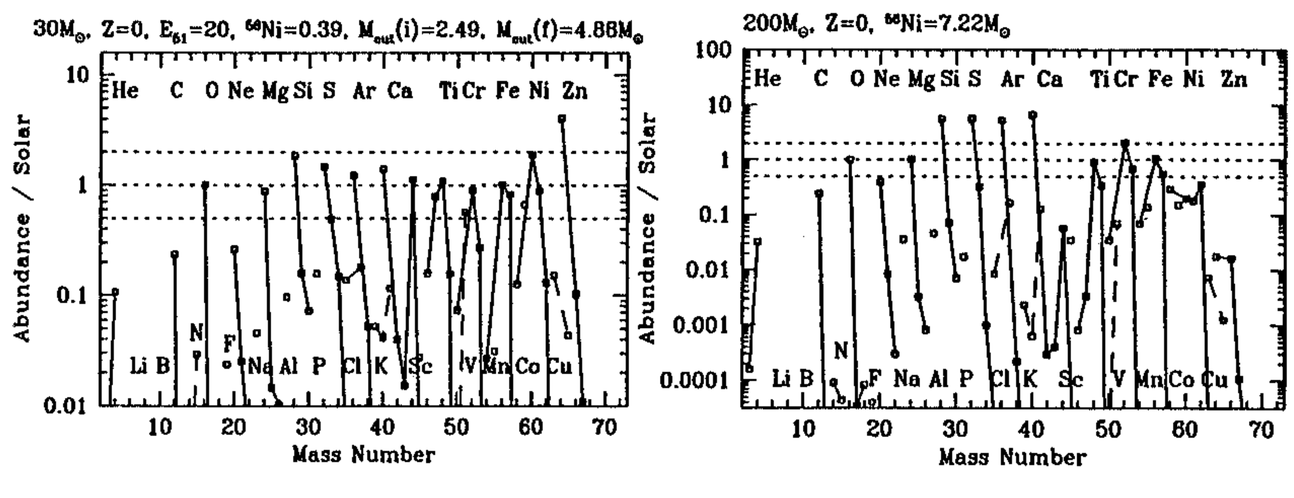


Figure 2: The abundance pattern of a hypernova (left) and a PISN model (right panel), normalize to the solar abundance. For PISNe with initial masses $M \simeq 130 - 300 M_\odot$ [Zn/Fe] is small, so that the abundance features of very metal-poor halo stars cannot be explained by these SNe.

Numerical Simulations of Cosmic Structure Formation

Naoki Yoshida
Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics

1 Introduction

Currently popular cosmological models predict that the cosmic structures evolved by gravitational instability from primordial density fluctuations generated through an inflationary epoch in the early universe. Results from recent CMB experiments gave strong support for this picture [1,2], and the ongoing two large galaxy redshift surveys, the Anglo-Austrian 2dF survey and the Sloan survey, are beginning to provide a large amount of data which will enable us to study extensively various properties of galaxies, clusters of galaxies, and QSOs.

Simulating the formation of these astrophysical objects within a cosmological context is a very difficult task, since it is a result of gravitational amplification of the initial matter density fluctuation (which must be solved accurately), together with the action of many physical processes such as gas dynamics, radiative cooling, photo-ionization, and radiative transfer. Although these physical processes seem to be too complex to allow for satisfactory numerical simulations, in recent years there has been a significant progress both in computer power and numerical methods. In the state-of-the-art simulations, some of the above listed physics are included self-consistently for 1D, 2D and a few particular 3D problems. Without being very optimistic, we may expect a simulation of galaxy formation in a cosmological volume with fully self-consistent treatments of important physics in a foreseeable future. Provided that we will soon have a definite cosmological model by measurements and determination of the fundamental cosmological parameters from high-precision observations, most notably new CMB experiments (e.g. MAP satellite mission), it is the time for numerical simulations to give an accurate prediction on the formation and evolution of large-scale *and* small-scale structure of the Universe. In this article I review some of the recent progress made in numerical simulations based on Cold Dark Matter models.

2 Large-scale structure

In a series of papers in late 80's, Davis, Efstathiou, Frenk & White [3] showed models based on Cold Dark Matter successfully reproduce a broad range of observations of large-scale structure of the universe. Their simulations, then the largest CDM simulation, employed (only!) 32^3 particles in a region of several tens of mega-parsec. Since then cosmological N-body simulations grew both in the number of particles and in simulation volume. Some of the cornerstones to list would be Gelb and Bertschinger's 1.7 million particles simulation, and a series of large simulations by the Virgo Consortium surveying several CDM variant models in the early and mid 90's. Finally in the past few years, progress in computational power achieved a highlight of such large numerical simulations; the Hubble Volume Simulations [5] employed 1 billion CDM particles and simulated a cosmological volume of $(3\ \mathrm{Gpc/h})^3$ region. A cubic region of $(3\ \mathrm{Gpc/h})^3$ covers a significant fraction of the observable universe, characterized by the Hubble radius, hence called the Hubble Volume Simulations. The large simulation volume necessitated to create a new type of outputs other than the normal 'snapshots' (=particles informations are dumped at a given cosmic time). The

lightcone output, which explicitly and dynamically consistently takes into account the nonlinear gravitational evolution of the structure on the past lightcone of a hypothetical observer, made it possible to study various aspects of the formation and evolution of large-scale structure. Examples of studies making use of these outputs include clustering of galaxy clusters [6], the mass distribution of dark matter halos [7], the cosmological lightcone effect [8], mock galaxy redshift surveys [9], X-ray clusters [5], lensing the cosmic microwave background by large-scale structure [10]. These studies present many important predictions from the CDM models, which can eventually be tested against high-precision data from the 2dF, the Sloan survey, and also from deeper DEIMOS and VIRMOS surveys.

3 Crisis on galactic scales

Despite the success of the popular CDM models in reproducing the observed large-scale ($\gg$ 1 Mpc/h) structure, the structure of nonlinear objects "dark halos" is still a controversial issue. Navarro, Frenk & White [11] claim, based on the results of their high resolution N-body simulations, that CDM halos have a 'universal' density profile which diverges toward the halo center with a slope of r^{-1} where r is the distance from the center. Recent higher resolution simulations confirmed their result and seem to suggest even steeper density profiles in the central regions. Observed rotation curves of several dwarf and LSB galaxies, however, appear to suggest that such dark matter dominated systems have soft, constant density cores. If such observations are confirmed by a higher resolution mapping of rotation curves [13], it apparently conflicts with the CDM prediction. There is also another often-claimed problem of over-abundance of subhalos [12].

Several mechanisms are proposed to resolve these problems. There are mainly two ways; one is to invoke hydrodynamic processes to blow gas out from small dark halos so that it makes such small systems literally dark, with a (somewhat optimistic) hope that a similar process might affect the distribution of dark matter in the center as well, and the other is to modify certain properties of dark matter. The latter possibility attracted a good deal of interests for the past few years (see the newly named dark matter candidates appeared on astro-ph in 2000-2001, from repulsive dark matter to fuzzy dark matter.) Warm dark matter [14], despite its weak point that there is no natural candidate within the standard particle physics, gives an immediate solution because, in warm dark matter models, the initial density fluctuations on small (galactic and sub-galactic) scales are suppressed. Suppression of small scale powers will solve the substructure problem, but appear to be unable to solve the density cusp problem. Spergel & Steinhardt [15] proposed that dark matter self-interaction might resolve both the density cusp problem and the over-abundance of subclumps, for elastic collisions of dark matter particles could lessen the central density and destroy low-velocity systems within a higher-velocity system. These plausible effects produce, however, a considerable problem in galaxy clusters. Yoshida et al. [16,17] carried out a set of numerical simulations of dark halo formation in a self-interacting cold dark matter model and concluded that the central cores in massive halos formed in the models are too large to be reconciled with the inferred core sizes from gravitational lensing observations. Meneghetti et al. [18] argued that observed large lensed arc systems put an upper constraint on the scattering cross-section of dark matter in clusters, essentially excluding self-interacting dark matter models unless the scattering cross-section is velocity dependent (decreasing with increasing velocity scale). Such possibilities of more complex scattering mechanisms might seem to viable, but now there are various constraints on the cross-section [19, 20, 21]. Given that the 'crisis on small scales' is not completely gone (in fact, it is not yet clear whether such crisis itself is real, rather than apparent), further theoretical and numerical works on the detailed structure of dark halos will greatly benefit. Also, hydrodynamic processes like supernova feedback remain to be examined whether they, singly or jointly, can suppress the formation of low mass galaxies.

4 Small-scale structure

In the bottom-up scenario of the CDM models, galaxies were assembled out of building blocks of stellar mass. The first gaseous objects in these models form at $z \sim$ 15-30 [22], soon after the collapse of dark halos of mass about $10^6 M_\odot/h$. At this early stage, the environment and the physics of the formation of the first small structure are simpler than those for, say, the present day star formation. Particularly the chemistry involved is much simpler in the absence of metals, and there is no radiation except the cosmic microwave background which is not important in structure formation at redshift $z \leq 100$. There have been already a few numerical simulation which incorporate the chemistry and the cooling of primordial gas [23, 24]. While these studies reveal some of the aspects of the first structure formation, they focus on the formation of a *single* object, and hence cannot tackle global aspects of the galaxy formation.

Perhaps more important informations can be obtained by a large simulation of evolution within cosmologically representative volume. Some of the outstanding issues to be envisaged then are (1) when exactly were the first stars formed ? (2) how small were such objects ?, and (3) what are the mass(es) of the dark halos which host such objects ? Answers to these questions will be the key to constrain the density fluctuations on small scales in the early universe and to better understand the physics of re-ionization. Next generation of observations such as NGST and ALMA, will be able to directly detect or even map the formation sites of the first small structure. There are a wide range of theoretical issues to address on the small-scale structure formation.

5 Summary

A wealth of data from ongoing large and/or deep galaxy redshift surveys will substantially improve our understanding of galaxy formation. High resolution numerical simulations will be a powerful tool to make accurate model predictions and test them against the observations. The computational techniques to treat dissipative processes are still in their infancy. In order to include them in high resolution N-body simulations, developing efficient and accurate algorithms to treat complex physics, most notably radiative transfer, will be an immediate task.

6 Reference

1. de Bernardis et al. 2000, Nature, 404, 959
2. Hanany et al. 2000, ApJ, 545, 5
3. Davis, M., Efstathiou, G., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1985, ApJ, 292, 371
4. Bertschinger, E. 1998, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 36, 599
5. Evrard, A. E. et al. (The Virgo Consortium) 2001, astro-ph/0110246
6. Colberg, J., White, S. D. M., Yoshida, N. et al. 2000, MNRAS, 319, 209
7. Jenkins, A., Frenk, C. S., White, S. D. M., Cole, S., Evrard, A. E., Couchman, H. M. P., & Yoshida, N. 2001, MNRAS, 321, 372
8. Hamana, T., Yoshida, N., Suto, Y., & Evrard, A. E. 2001, ApJL, 561, 143
9. Yoshida, N., Colberg, J., White, S. D. M. et al. 2001, MNRAS, 325, 803
10. Pfrommer et al. 2002, in preparation.
11. Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997, ApJ, 490, 493
12. Moore, B. et al. 1998, ApJL, 524, 19
13. van den Bosch, F. & Swaters, R. 2001, MNRAS, 325, 1017
14. Bode, P., Ostriker, J. P., & Turok, N. 2001, 556, 93
15. Spergel, D. N., & Steinhardt, P. 2000, Phys. Rev. Lett. 84, 3760
16. Yoshida, N., Springel, V., White, S. D. M., & Tormen, G. 2000a, ApJL, 535, L103

17. Yoshida, N., Springel, V., White, S. D. M., & Tormen, G. 2000b, ApJL, 544, L87
18. Meneghetti, M., Yoshida, N., Bartelmann, M. et al. 2001, MNRAS, 325, 435
19. Hui, L. 2001, Phys. Rev. Lett., 86, 3467
20. Gnedin, O. Y. & Ostriker, J. P. 2001, ApJ, 561, 61
21. Arabadjiis, J. S., Bautz, M. W., Garmire, G. P. 2001, astro-ph/0109141
22. Loeb, A. & Barkana, R. 2001, ARA&A, 39, 19
23. Abel, T., Bryan, G. L., & Norman, M. 2000, ApJ, 540, 39
24. Bromm, V., Coppi, Larson, R. 1999, ApJL, 527, 5

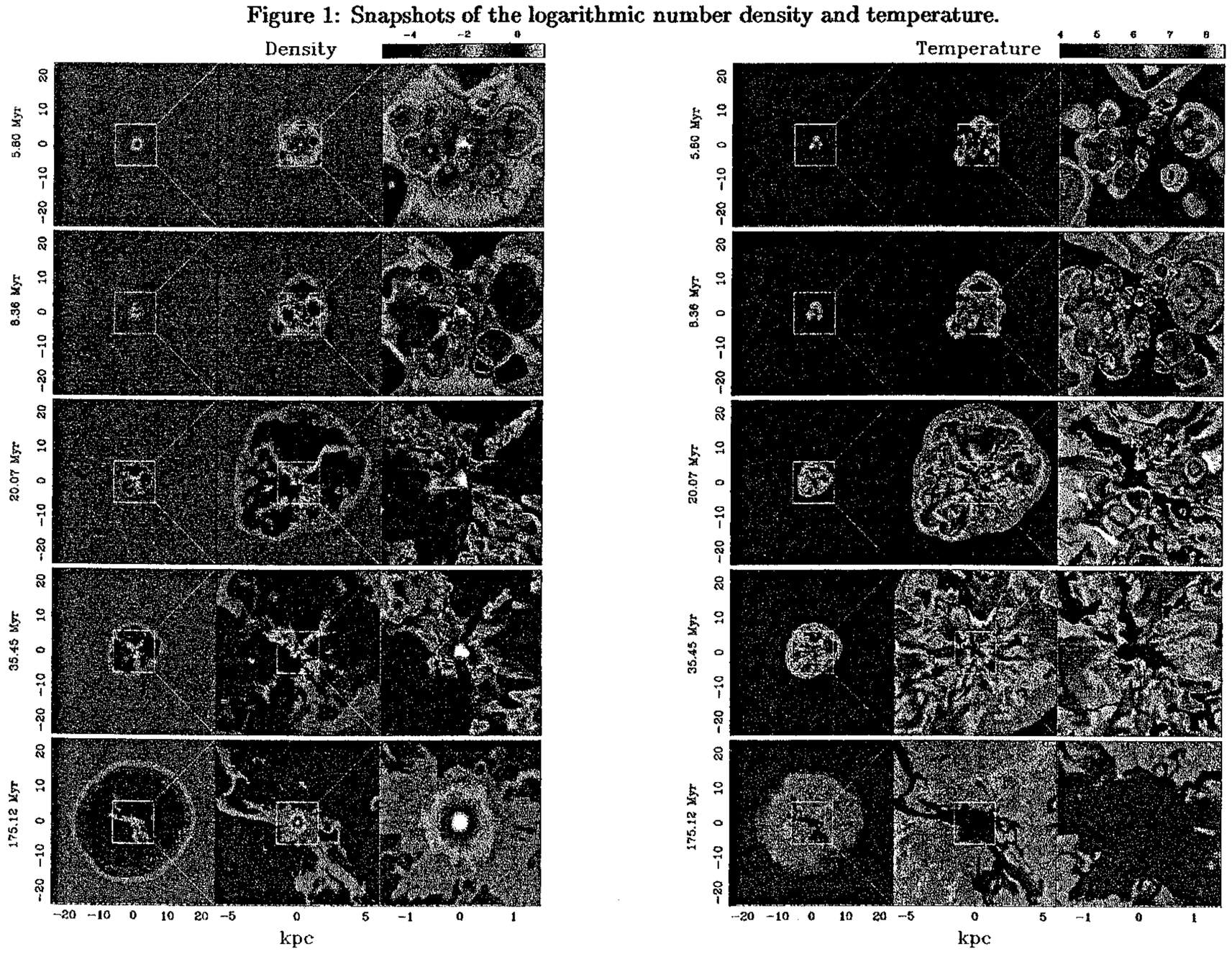
Formation of Elliptical Galaxies and Metal Enrichment by Pregalactic Outflows

Masao Mori(Senshu university), Andrea Ferrara(Osservatorio Astrofisico di Arcetri)
and Piero Madau(University of California)

Supernova (SN)–driven pregalactic outflows may be an efficient mechanism for distributing the product of stellar nucleosynthesis over large cosmological volumes prior to the reionization epoch. Here we present results from three–dimensional numerical simulations of the dynamics of SN–driven bubbles as they propagate through and escape the grasp of subgalactic halos with masses $M = 10^8\,h^{-1}\,M_\odot$ at redshift $z = 9$. Halos in this mass range are characterized by very short dynamical timescales (and even shorter gas cooling times) and may therefore form stars in a rapid but intense burst before SN 'feedback' quenches further star formation. The hydrodynamic simulations use a nested grid method to follow the evolution of explosive multi–SN events operating on the characteristic timescale of a few $\times 10^7$ yr, the lifetime of massive stars. The results confirm that, if the star formation efficiency of subgalactic halos is $\lesssim 10\%$, a significant fraction of the halo gas will be lifted out of the potential well ('blow–away'), shock the intergalactic medium, and pollute it with metal–enriched material. The volume filling factor of the ejecta is of order unity. Depending on the stellar distribution, we find that less than 30% of the available SN energy gets converted into kinetic energy of the blown away material, the remainder being radiated away. It appears that mechanical feedback is less efficient than expected from simple energetic arguments, as off–nuclear SN explosions drive inward–propagating shocks that tend to collect and pile up cold gas in the central regions of the host halo. Low–mass galaxies at early epochs may survive multiple SN events and continue forming stars.

Reference: Mori, M., Ferrara, A. and Madau, P., in press (astro-ph/0106107)

Figure 1: Snapshots of the logarithmic number density and temperature.



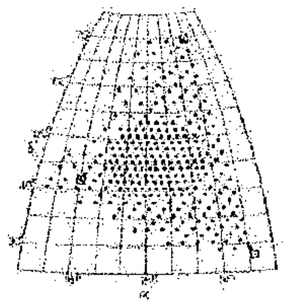
宇宙の大規模構造

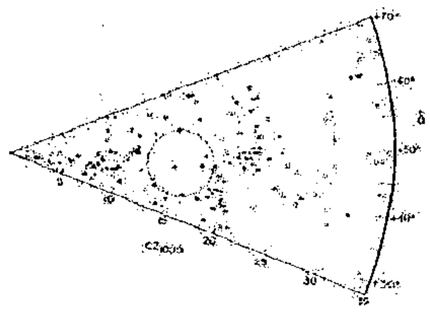
Chronological, Cosmological Aspect

松原隆彦 （名大理）

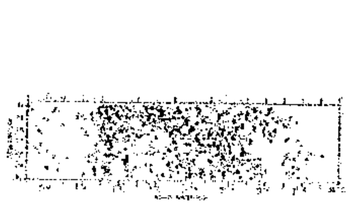
3次元的大規模構造の発見

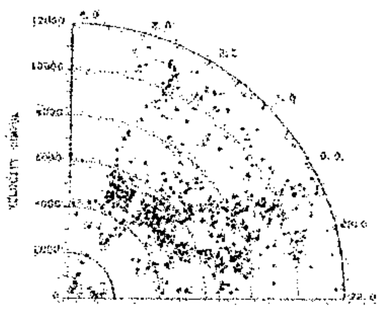
- Bootes Void :
  - Kirshner, Oemler, Schechter & Shectman (1981)
  - 239 galaxies



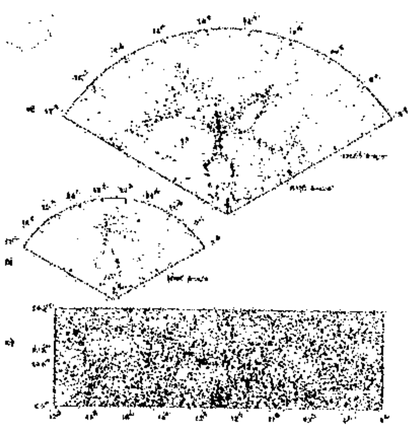


- Perseus-Pisces chain : 21cm redshift survey
  - Giovanelli & Haynes (1985), Giovanelli et al. (1986)
  - 342 + 275 galaxies





- Bubble構造 : CfA redshift survey
  - de Lapparent, Geller & Huchra (1986)
  - 1100 galaxies



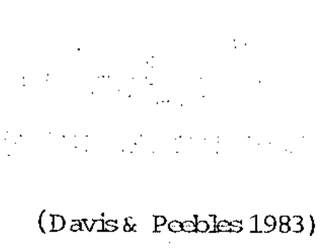
80年代までの定量的解析

- 1980年代
  - 10-100 Mpcのスケールに目立つ構造： 予期しない発見
  - 最大スケールの観測： 常に新しい構造の発見

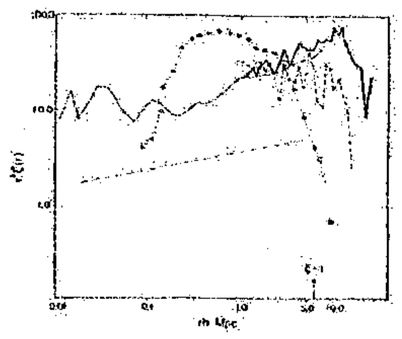
⇩

- Redshift Survey:
  宇宙全体の構造へ迫る重要なアプローチとなる

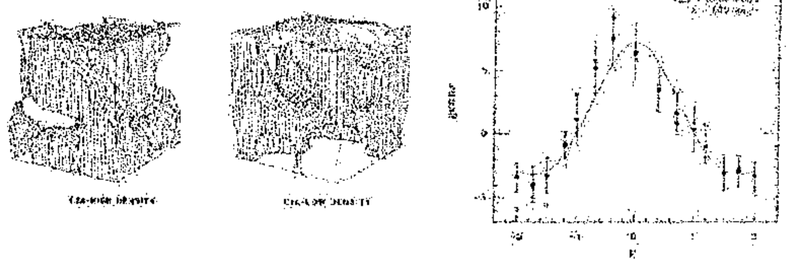
- 統計的定量化：サーベイスケールの一桁下 ～ 10 Mpc
- 銀河2点相関関数



(Davis & Peebles 1983)



- Void, chain, bubble, . . .
  :2点相関関数による定量化は不可能
  → トポロジカル解析 (Gott, Melott & Dickinson 1986)



⇒ 初期ゆらぎのNon-Gaussianityにsensitive

- ここまでに観測データが統計的に確実だったのは非線形領域
  ⇒ 理論的な解析が難しい

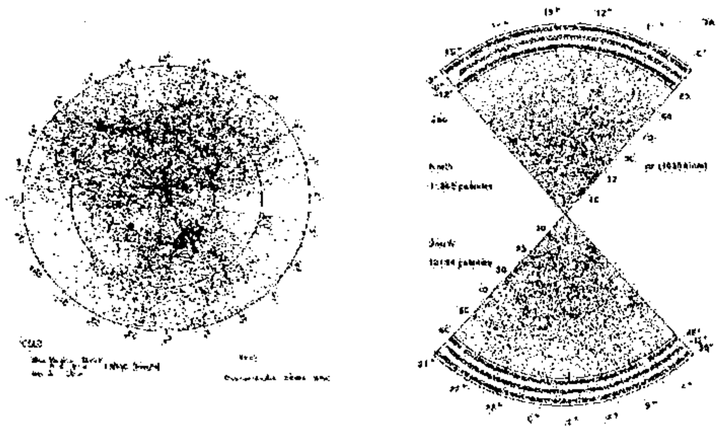
- 非線形成長：理論からのプロパーな解析計算が不可能
- バイアスの不定性 ⇔ 銀河形成の理解の欠如
  ⇒ 数値シミュレーションの方法、非線形領域のモデル化による方法、などの発展

- より大きなサーベイを求める動き
  未知のさらに大きなスケールの構造？
  初期ゆらぎのよりダイレクトな情報：(準)線形領域

Redshift Surveyの大規模化

CfA II survey (1989-): 11,000 galaxies

Las Campanas Redshift Survey (1996): 26,000 galaxies



線形パワースペクトル

- サーベイサイズ：100Mpc → 500Mpc
- (準)線形領域を調べることが可能になる
  ⇒ 初期ゆらぎのダイレクトな探索

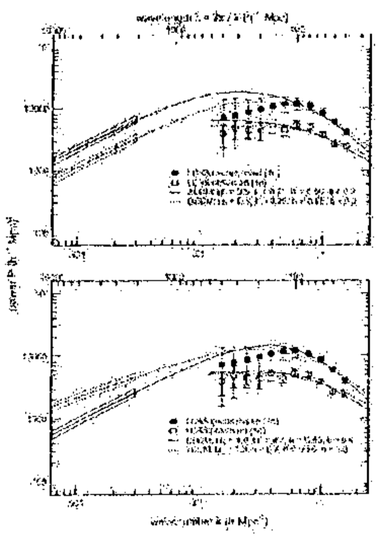
- 線形パワースペクトル P(k) :波数kのゆらぎの振幅
  . . . 宇宙論モデルの直接的予言

- COBEによるCMBゆらぎの発見 (1992)
  ⇒ 1000Mpcのゆらぎの振幅が決定

- LSSとCMB：相補的役割

- Example:
  Las Campanas Redshift Survey によるパワースペクトル

  基本パラメータ:



コールドダークマターモデルの躍進

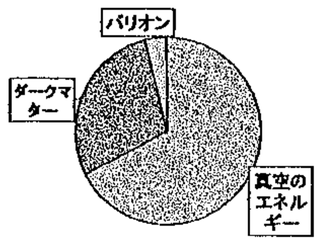
- LSS ⇒ [illegible] :Low-density CDM model

  ただし縮退あり: [illegible]

- Supernova Cosmologyの登場、CMB acoustic peakの観測

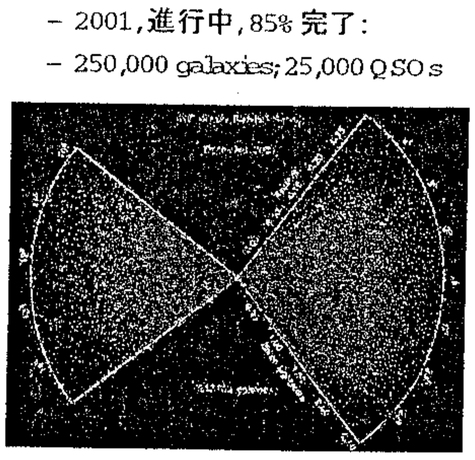
⇒

: 精密宇宙論の波

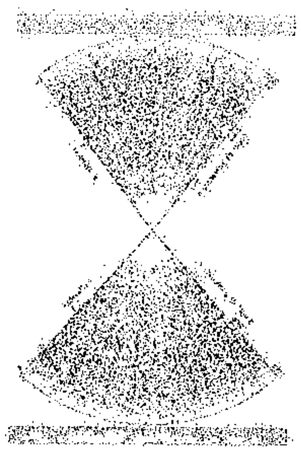


Redshifty Survey の超大規模化

- Two-degree Field Redshift Survey (2dF)
  - 2001, 進行中, 85% 完了:
  - 250,000 galaxies; 25,000 QSOs

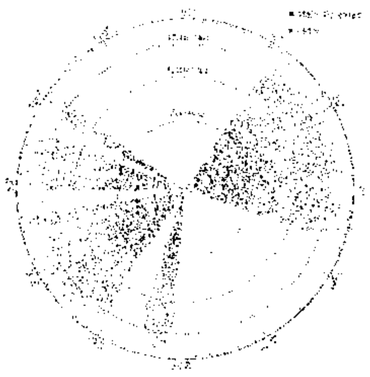


Galaxies

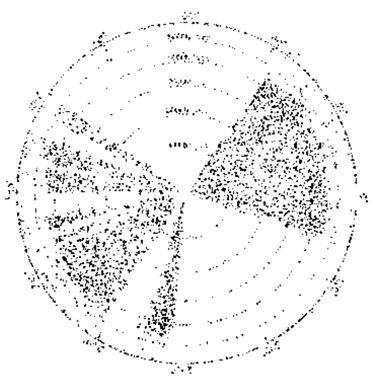


QSOs

- Sloan Digital Sky Survey (SDSS)
  - 2001, 進行中, 18% 完了
  - 1,000,000 galaxies; 120,000 LRGs; 100,000 QSOs

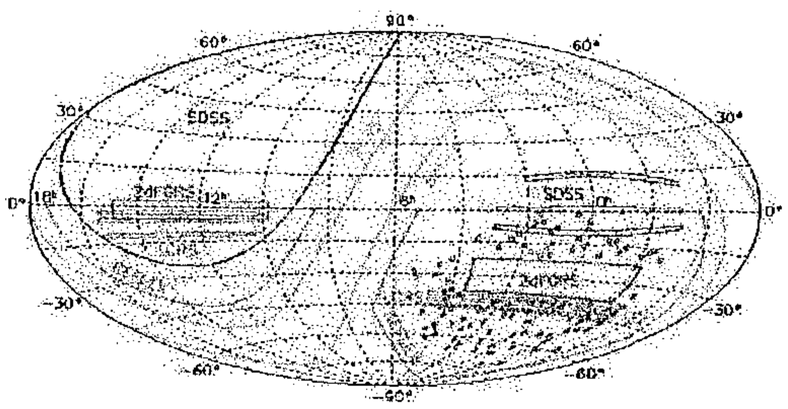


Main Galaxies & LRGs



QSOs

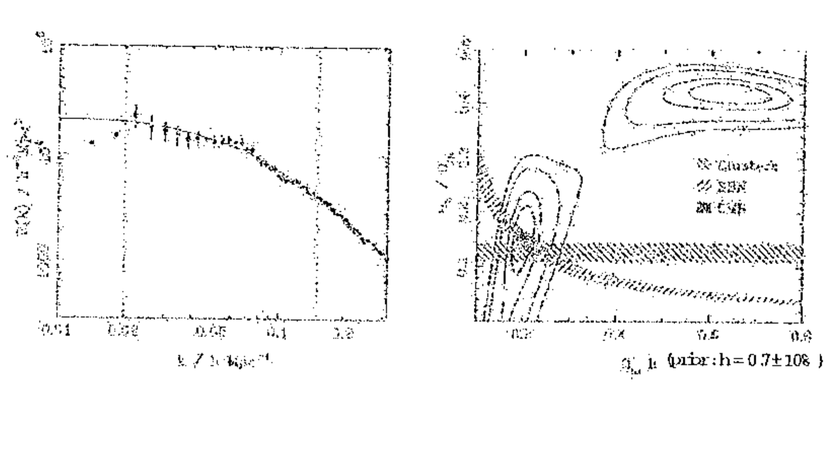
- Sky coverage の拡大



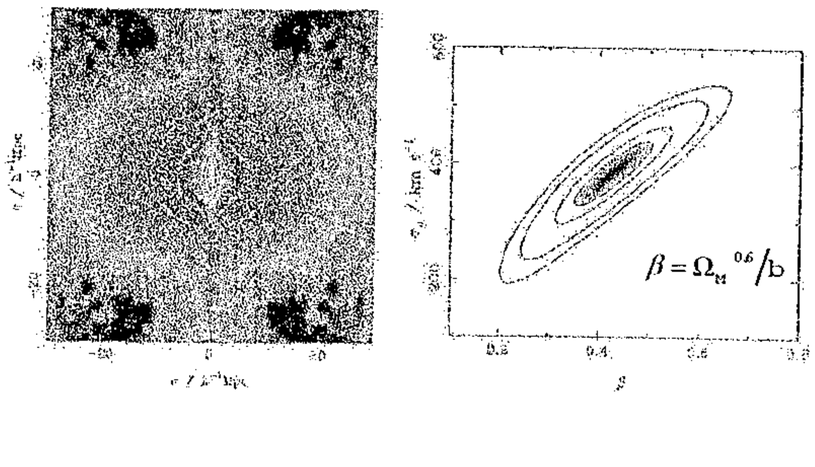
2dF の成果

- 2dF Survey. . . 8割方完了
  - 大規模構造のデータとしてこれまでのところ最大規模
- 解析結果: 続々と発表されている

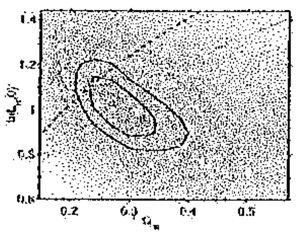
- 2dF パワースペクトル
  - Norberg et al. (2001)
  - バリオンパラメータも見積り可能に



- 2dF Redshift-space Distortion
  - Peacock et al. (2001)

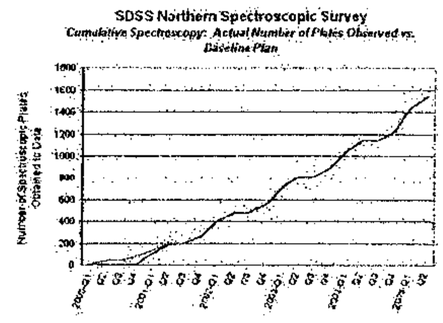


- バイアスパラメータ
  - バイアスパラメータ b : これまでは他のパラメータと縮退
    Redshift-distortion パラメータ
    ゆらぎの規格化
  - Bispectrumによる方法 (Verde et al. 2001):
  - CMBゆらぎと組み合わせる方法 (Lahav et al. 2001):

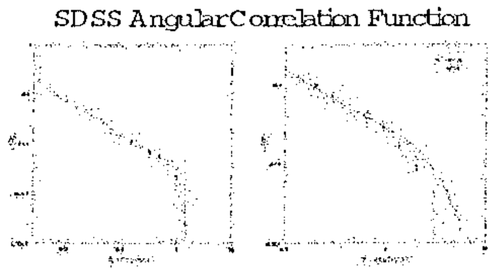


SDSSの現状

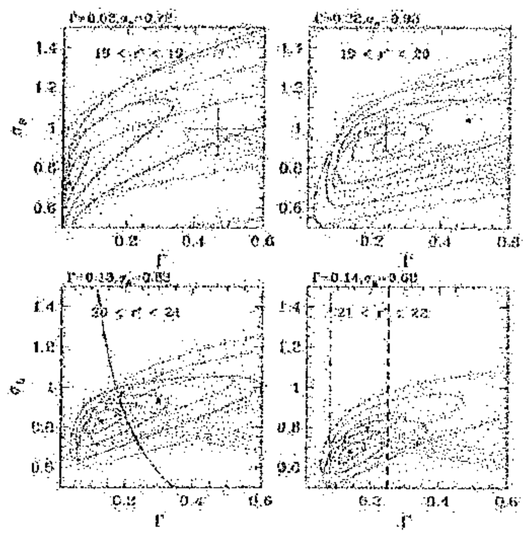
- 大規模構造に関してはまだ2dFよりもデータ量に劣っている。
- むしろ新たなphotometric catalogによる成果が大
  Number count, Luminosity function, highest-redshift QSOs, Gunn-Peterson test, ...
- 今後2dFのデータ量を越えれば大規模構造についての本質的に新しい結果が出てくるだろう。



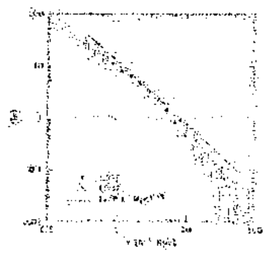
SDSS Angular Correlation Function



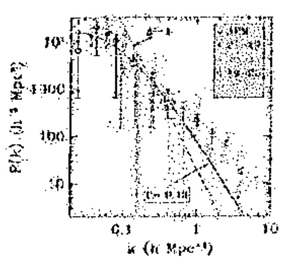
SDSS Cosmological Parameters from Power Spectrum



SDSS 2-pt Correlation Function

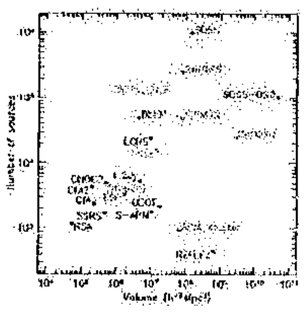


SDSS Power Spectrum (inverted)



まとめと展望

- 予期しない大規模構造の発見から20年
  ⇒ 宇宙のマッピングという手法の拡大路線
- 宇宙論の実証科学化
- さらに精密科学化、プロジェクトの巨大化
  . . . しばらくは可能？



?????

$10M ~ 100M

$1M ~ 10M

< $1M ?

Lognormal Property of Weak Lensing Fields

樽家 篤史 (東大理)

弱い重力レンズ効果によって遠方銀河が系統的に歪む、いわゆる"cosmic shear" は、宇宙大規模構造の質量分布によって引き起こされる現象であり、ダークマターの性質や宇宙論パラメーターを推定する上で有力な検証手段と考えられている。近年、cosmic shear 検出の観測報告があちこちでなされ、2 点相関などの統計解析から宇宙論パラメーター推定の試みが行われるようになっている。

宇宙論パラメーターの影響は、理論的には、cosmic shear の非ガウス性に強く現れることが知られている。これまで宇宙論パラメーターの推定方法として、cosmic shear から convergence field "κ" と呼ばれる 2 次元密度場を構成し、κ から skewness, kurtosis と呼ばれる高次統計量を見積もる方法が提案されている。しかし、こうした高次統計量には、重力非線形性の影響が強く現れるせいで、摂動的取り扱いによる理論予言は破綻することが指摘されていた。

そこで我々は、convergence field の統計的性質を記述する、単純だが非摂動的な理論モデルとして 「lognormal モデル」 に着目し、ray-tracing simulation を用いて、κ の持つ統計性と lognormal の予言とを詳細に比較した [1]。Lognormal モデルは、質量分布の統計的性質を記述する近似モデルとして古くから知られており、近年、Kayo et al. (2001) によって、lognormal モデルの妥当性が定量的に確かめられている [2]。重力レンズ効果によって生み出される convergence field κ は、2 次元面への射影効果を通して、質量分布と結び付く量である。それゆえ、lognormal モデルの妥当性が十分期待できる。

解析では、スムージングされた convergence field に対して、(i). 1 点分布関数 $P(\kappa)$、(ii).Minkowski functional $v_i(\nu)$ $(i = 0, 1, 2)$、(iii). 高次モーメント (skewness & kurtosis) の 3 種類の統計量を見積もり、lognormal モデルとの比較を行った。図 1 は、Lambda CDM モデルにおける 1 点分布関数 $P(\kappa)$ のふるまいを示している。系統的な解析の結果、lognormal モデルを用いると convergence field の特徴をよくとらえることができ、定量的にも、source redshift が比較的浅く ($z_s \sim 1$)、スムージングサイズが小さい場合 ($\theta_s \leq 8'$)、$|\nu| \leq 5-6$ 程度の非ガウス的性質を精度よく記述できることがわかった (ここで、$\nu \equiv \kappa/\langle\kappa^2\rangle^{1/2}$) [1]。

Lognormal モデルの最大の利点は、convergence field の統計的性質をたった 3 個のパラメーターで特徴づけることができ、しかも、理論的にそれらを精度よく予言することが可能な点にある。これらパラメーターは、宇宙モデルにも依存性するため、lognormal モデルを観測量と比較することで、宇宙論パラメーターの推定に使える可能性がある。

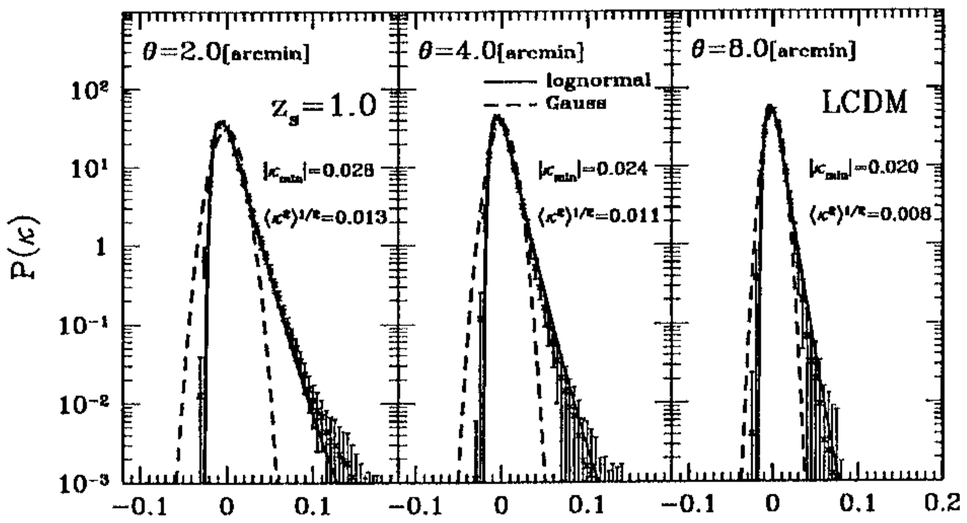


図 1： 様々なスムージング角度 θ_s における 1 点分布関数 $P(\kappa)$ のふるまい。実線が lognormal モデル、点線がガウス分布の予言を表す (*left*: $\theta_s = 2'$; *middle*: $\theta_s = 4'$; *right*: $\theta_s = 8'$)。

References

[1] Taruya, A., Takada, M., Hamana, T., Kayo, I., & Futamase, T. 2001, ApJ (submitted)
[2] Kayo, I., Taruya, A., & Suto, Y. 2001, ApJ, 561, 22

CMB観測の現状、成果、展望

杉山 直 *
国立天文台理論天文学研究系

概 要

最近の CMB の観測の進展には目覚ましいものがある。これまでにいったい何がわかってきたのか、そして近い将来、何が明らかにされるのかについて述べる。

1 CMB温度揺らぎで何がわかるのか

CMB(宇宙マイクロ波背景放射) は、宇宙誕生から３０～５０万年後の水素原子形成期の情報を我々に直接伝えてくれる、宇宙の最も古い化石と呼べるものである [1]。そのほとんど完璧なプランク分布は、宇宙がかつて熱平衡状態にあったことを物語っており、ビッグバンの直接的な証拠となる。また、空間的にもその温度分布は非常に等方であり、太陽系の固有運動による双極子成分を除けば、１０万分の１という非常に小さな温度揺らぎしか存在していない。このことは、宇宙の一様等方性、すなわちフリードマン宇宙モデルの正しさを支持するものである。さらに、水素原子形成期の地平線の大きさが、共同座標で $100Mpc$ 程度であることから、温度揺らぎにはその時期の地平線を越えた情報が含まれていると考えられる。実際に、COBE 衛星の測定した温度揺らぎは、その角度分解能の悪さから、地平線を越えたスケールしかみていないことになる。この揺らぎの空間パターンが、インフレーションの予想するスケールフリーなものと、一致したことは、インフレーションの正しさを示唆する証拠となると考えられている。

温度揺らぎの空間分布に関して、3つの重要な統計量が考えられている。角度パワースペクトル C_ℓ、揺らぎのパターン (フェイズ)、そして、偏光である。

C_ℓ の ℓ は多重極をあらわし、観測の見込む角度 θ とは、およそ $\ell = \pi/\theta$ の関係がある。COBE の角度分解能は 7 度であったために、C_ℓ のうち、$\ell < 20$ の範囲のみを測定したことになっている。

図 1 に C_ℓ の理論曲線が示してある。これは CDM の $\Omega_M = 1, h = 0.5, \Omega_B = 0.05$ かつ宇宙項、曲率がない場合である。ここで特徴的なのは、ℓ の小さなところ、すなわち大きなスケールでほぼ一定になっていることと、$\ell = 100 \sim 1000$

*naoshi@th.nao.ac.jp

での振動、そして $\ell \simeq 3000$ での急激な減衰である。これらは、それぞれ重力による赤方偏移、いわゆる Sachs-Wolfe 効果、音波モードの振動、そして、Silk damping と呼ばれる粘性による減衰によって生じている。

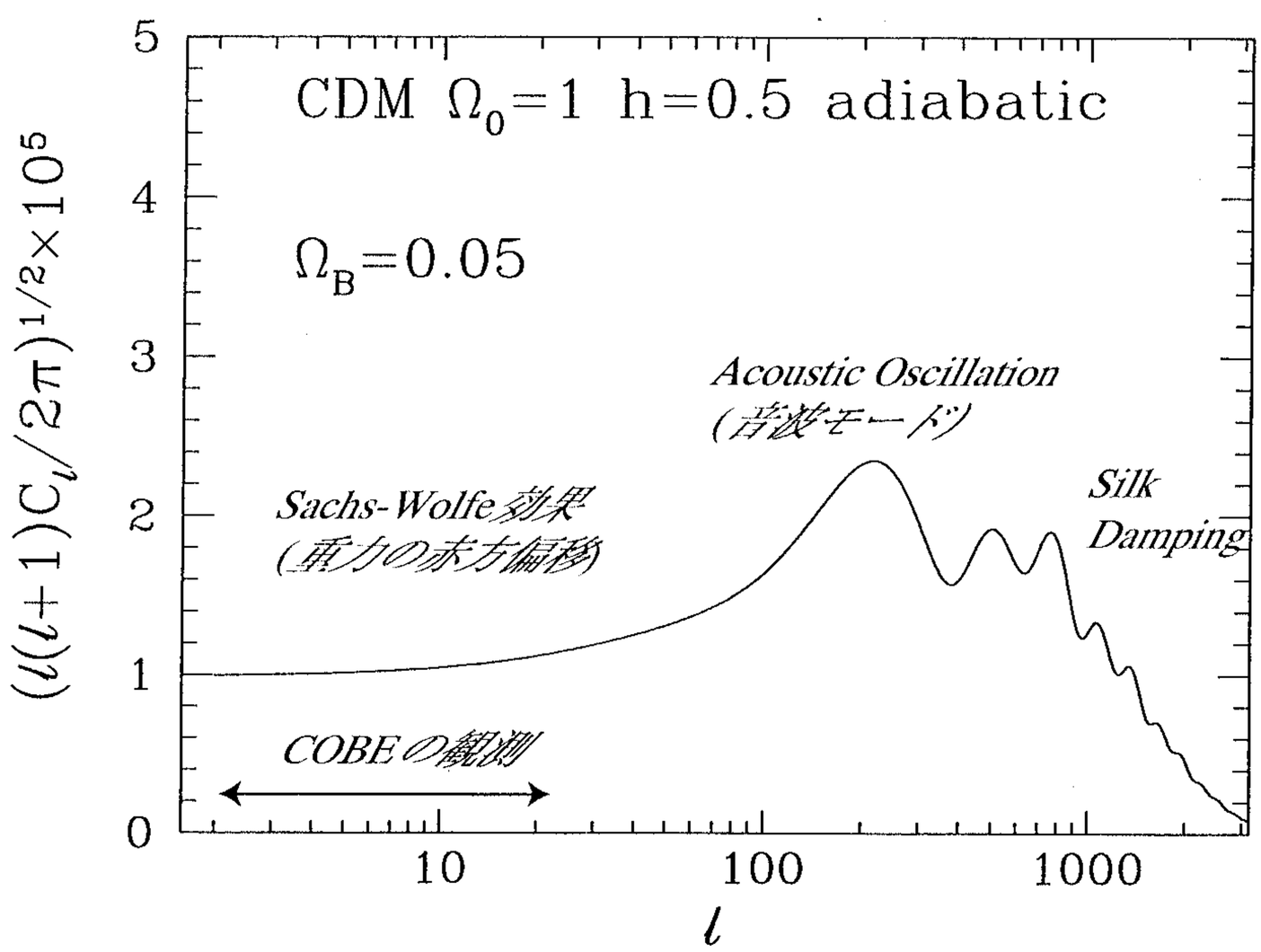


図 1: CDM モデルでの C_ℓ の理論曲線。

このピークの ℓ での位置や高さ、そして減衰の位置などに、多くの宇宙論パラメータの情報が含まれていることが明らかになった。例えば、ピークの位置に関しては曲率 Ω_K、高さについては $\Omega_M h^2$、$\Omega_B h^2$ 及び Ω_Λ 等の情報である。さらに、密度揺らぎの初期スペクトルのインデックス n、ニュートリノのファミリーの数、また、近頃では G や α といった基礎物理定数の依存性に関しても盛んに論じられている [2]。

揺らぎのパターンに関しては、特に、ガウス揺らぎか、非ガウス揺らぎなのかが、大きな興味がもたれる。宇宙の大規模構造などを用いると、揺らぎの成長の非線形成から、非ガウス的な成分が生成されてしまうが、CMB の揺らぎは線形でよいために、インフレーションでつくられたもともとの揺らぎの性質を調べるのに非常に的しているのである。さらに、大規模構造や背景 X 線放射の揺らぎとの相関を調べることでも、新たな情報が付け加わる可能性が指摘されている。また、宇宙の大域的トポロジーの情報も得られるのではないか、ということで盛んに研究が進められている [4]。

偏光は、特に CMB 光子が最後に電子と散乱した時の情報を伝えるものである。そのために、銀河形成に伴う宇宙の再イオン化の情報を得られるのではないかと期待されている。また、パリティの異なる 2 つのモード、E モー

ドとBモードを区別することで、その揺らぎの起源が、スカラータイプであるか、ベクトル、またはテンソルタイプであるかも明らかにできることは興味深い。

2　観測の現状

まず、図2に観測の現状を挙げておく。これはTegmarkによるまとめである。

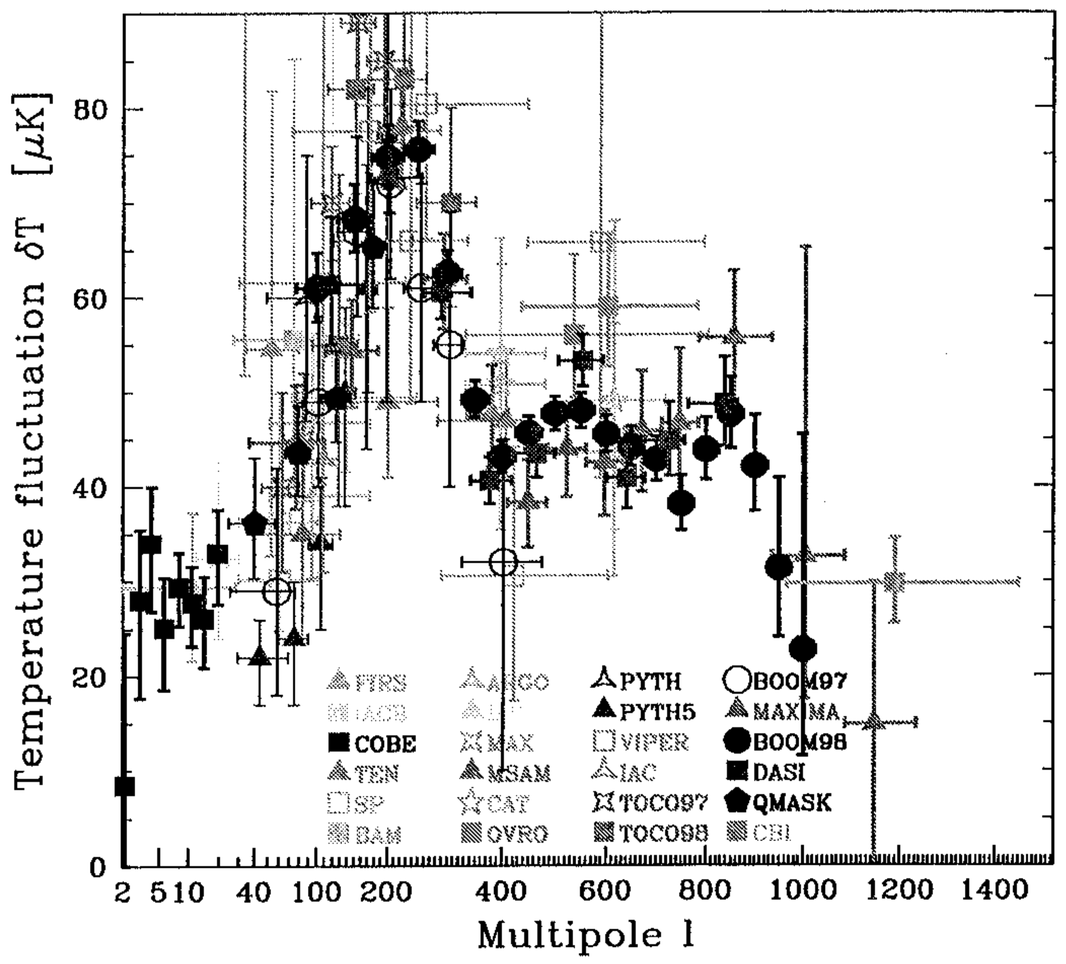


図 2: 最近の C_ℓ の観測値。Tegmarkより転載。

温度揺らぎの観測に関して、COBE/DMRによる１９９２年の発見が大きなエポックメイキングになったことは、異論がないであろう[3]。これ以前もいくつかのグループによって測定が試みられていたが、その観測の難しさから、上限をつけるにとどまっていた。では、COBEによって何が明らかになったのであろうか。まず、COBEは水素原子形成期の地平線よりも大きなスケールしかみていないことに注意されたい。ここで測定されたのは、インフレーションによって初期につくられた揺らぎだけをみていることになる。Sachs-Wolfe効果だけを見ているのである。そこで明らかになったことは、$n = 1.2 \pm 0.3$、すなわちインフレーションの期待する $n = 1$(COBEスケールでは、わずかな音波モードも寄与すると考えられるので、$n = 1$ でも実際に観測されるイフェクティブな傾きは $n = 1.1$ 程度であると期待される) と見事に合ってい

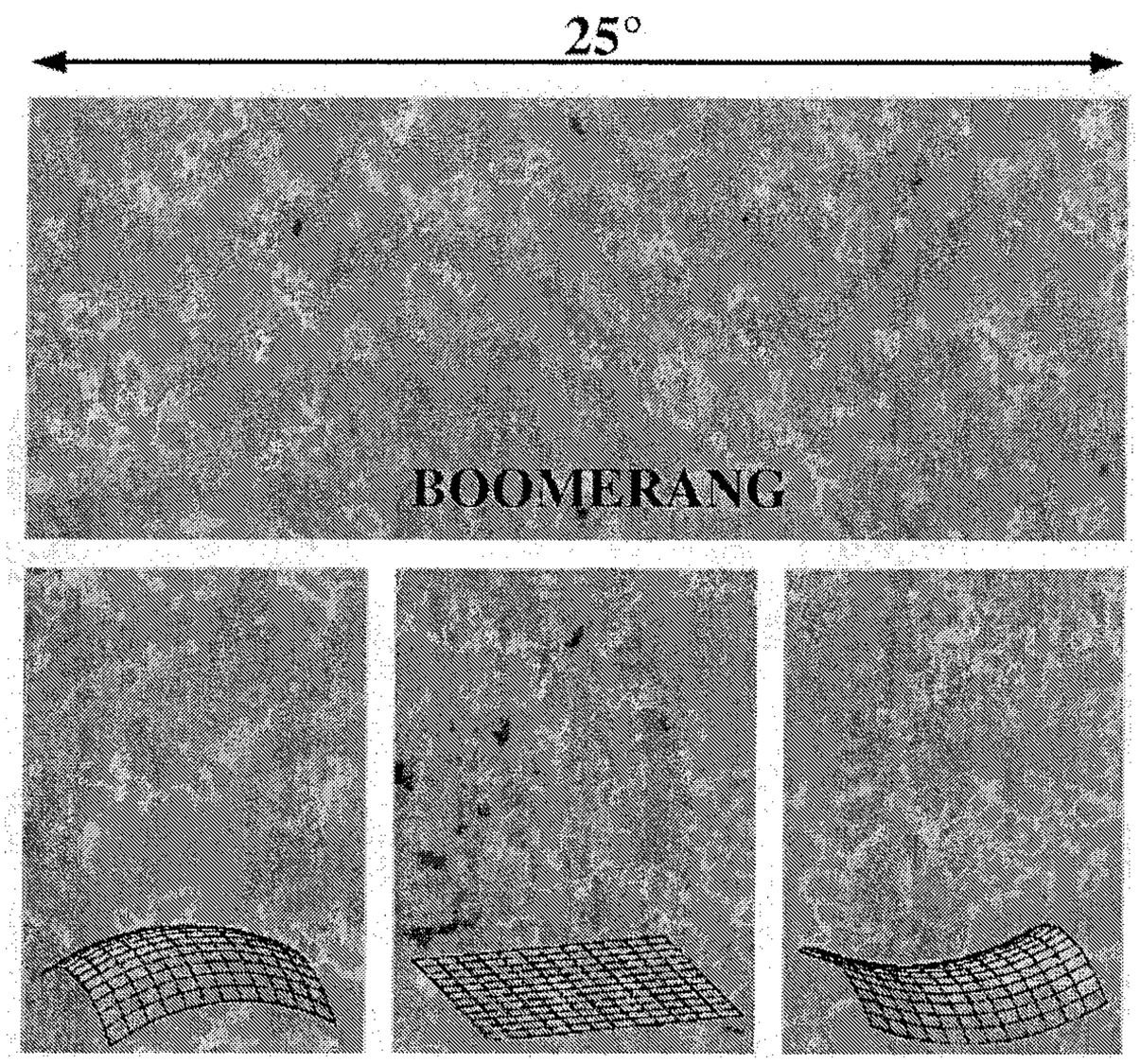


図 3: CMB のマップ。上図:BOOMERanG での観測、下図左:正曲率の場合、下図中:曲率 0 の場合、下図右:負曲率の場合、の理論計算。揺らぎのパターンの大きさは平坦な場合と一致。http://oberon.roma1.infn.it/boomerang/ より転載。

たのである。また、この揺らぎの大きさによって、大規模構造をつくる密度揺らぎのパワースペクトルの振幅が、モデルをきめれば一意的に決まることとなった。さらに、顕著な非ガウス成分が認められなかったことも、インフレーションをサポートすると言えよう。

COBE の後、数多くの気球や地上からの実験が計画立案され実行に移された。その実験の名前は、FIRS, IACB, Tenerife, South Pole, BAM, ARGO, MSAM, CAT, OVRO, Python, VIPER, IAC, TOCO, BOOMERang, MAXIMA, DASI などである。これらは、ほとんど、COBE の測ることのできなかった C_ℓ の音波モードの振動を測定することを目的としてた。なかでも、BOOMERanG[5] と MAXIMA[6] という最近の気球の実験は非常に大きな空の領域を測ることに成功し、またその感度も非常に高く、精度のよい測定を行うことができた。これから、図 2 に見るように、音波モードの振動が C_ℓ に存在していることはほとんど疑いの余地がなくなったと言ってよいのではないだろうか。そのピークの位置から、宇宙の曲率はほぼ 0 であることが明ら

かになった。実際にBOOMERanGの観測した揺らぎのパターンと理論計算を比べてみると、平坦を示唆することが一目瞭然であろう (図３、４)。

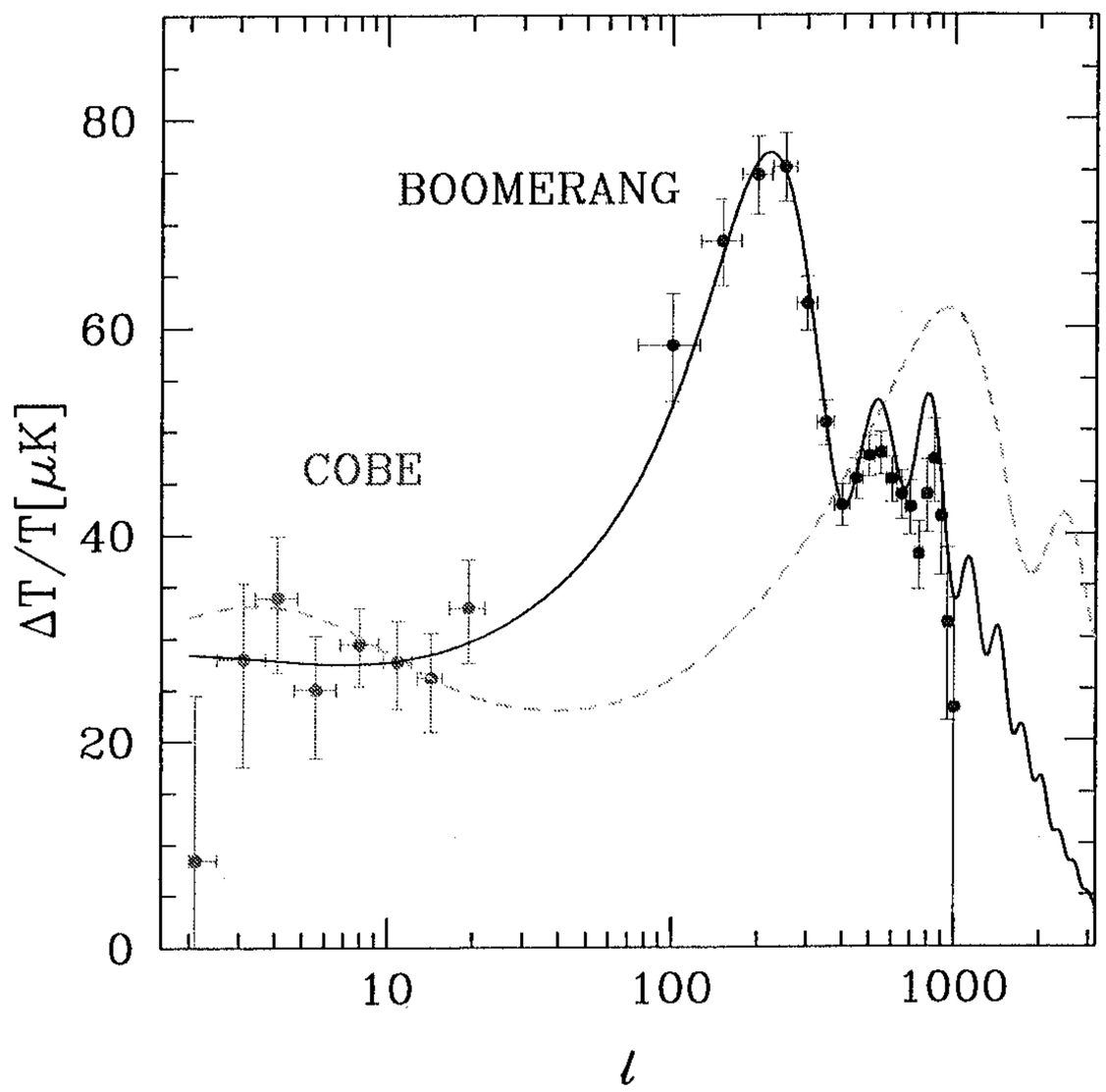


図 4: BOOMERanG と COBE の観測による C_ℓ と理論計算との比較。実線が曲率 0、点線が負曲率。

この結果と超新星サーベイの結果を重ねると、$\Omega_M = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7$ という、現在標準的な CDM 宇宙モデルが出てくるのであるが、これはできすぎであろうか。Wang et al.[7] は 9 パラメータフィットを行っているので、興味のある向きは一読いただきたい。

偏光に対しては今のところ上限しか附けられていない。今後の進展を多いに期待したい。

3　今後の進展

まず、$\ell < 1000$ での温度揺らぎの測定に関しては現在決定的とも言えるミッションが進行中である。昨年の６月末に打ち上げられた MAP 衛星によるものである。非常にクオリティの高いデータが既に L2 ポイントでの観測によって、得られているとの情報も入ってきている。今年の秋には、結果が

発表され、宇宙論パラメータの高精度の決定がなされることであろう。また、PLANCK 衛星も２００７年の打ち上げを目指して準備中である。さらに高い ℓ での情報、及び偏光の測定に威力を発揮することが期待される。

高い角度分解能による、$\ell > 1000$ の測定も、いくつか計画されている。例えば、ATCA や CBI と呼ばれる計画である。さらに日本でもチリでの sub-mm での観測計画 ASTE がある。期待したい。このスケールでは、宇宙の再イオン化に伴う揺らぎなど、二次的揺らぎが検出されることが期待されている。MAP や PLANCK とは全く異なった情報をもたらしてくれるのである。

同時に、非常に多くの偏光の測定計画も立案されている。POLAR, COMPASS, PIQUE, CAPMAP, DASI, CBI, VLA, ATCA, AMiBA, QUEST, PLARBEAR, MAXIPOL, SPOrt 等である。

２１世紀のはじめの１０年間は CMB の観測が洪水のようにでて、宇宙論の研究が一気に精密科学へと転換していく時代となるのであろう。

参考文献

[1] 日本語での解説として、杉山直「膨張宇宙とビッグバンの物理」(岩波書店)

[2] 最近の解説は杉山直、数理科学２００２年３月号参照

[3] G. Smoot et al., ApJ. 396, L1

[4] 井上太郎、天文月報 ２００１年, Vol.94,No.11, 518 に詳しい解説がある

[5] P.de Bernardis et al., Nature 404 (2000) 955, C.B. Netterfield et al, submitted to ApJ. (astro-ph/0104460)

[6] S. Hanany et al., ApJ. 545 (2000) L5

[7] X. Wang, M. Tegmark, M. Zaldarriaga, astro-ph/0105091

Gravitational Wave Astronomy with Short-Arm Space Interferometer

Naoki Seto[1], Seiji Kawamura[2] and Takashi Nakamura[3]
[1] *Department of Earth and Space Science, Osaka University, Toyonaka 560-0043, Japan*
[2] *National Astronomical Observatory, Mitaka 181-8588, Japan*
[3] *Yukawa Institute for Theoretical Physics, Kyoto University, Kyoto 606-8502, Japan*

Abstract.—

It may be possible to construct a laser interferometer gravitational wave antenna in space with $h_{rms} \sim 10^{-27}$ at $f \sim 0.1$Hz in this century. We show possible specification of this antenna which we call DECIGO. Using this antenna we show that 1) typically 10^5 ($10^4 \sim 10^6$) chirp signals of coalescing binary neutron stars per year may be detected with S/N $\sim 10^4$. 2) We can directly measure the acceleration of the universe by ten years observation of binary neutron stars. 3) The stochastic gravitational waves of $\Omega_{GW} \gtrsim 10^{-20}$ predicted by the inflation may be detected by correlation analysis for which effects of the recent cosmic acceleration would become highly important. Our formula for phase shift due to accelerating motion might be also applied for binary sources of LISA. This proceeding is based on Ref. [1].

Specification of DECIGO.—

The sensitivity of a space antenna with an arm length of 1/10 of LISA [2] and yet the same assumption of the technology level, such as a laser power of 1 W, the optics of 30 cm, etc. will be $4 \times 10^{-21}\mathrm{Hz}^{-1/2}$ around 0.1 Hz in terms of strain, a factor of 10 better than the planned LISA sensitivity around 0.1 Hz (see also http://www.physics.montana.edu/maggie for a project named MAGGIE around this band). The sensitivity could be improved by a factor of 1000 for the next generation of a space antenna with more sophisticated technologies such as implementation of higher-power lasers and larger optics in order to increase the effective laser power available on the detectors, and thus to reduce the shot noise. The ultimate sensitivity of a space antenna in the far future could be, however, 3×10^{-27} around 0.1 Hz in terms of strain, assuming the quantum limit sensitivity for a 100 kg mass and an arm length of 1/10 of LISA. We name this detector DECIGO. This requires an enormous amount of effective laser power, and also requires that the other noise sources, such as gravity gradient noise, thermal noise, practical noise, etc. should be all suppressed below the quantum noise. Here we assume that such an antenna may be available by the end of this century, although we note that within the next five years or so NASA will begin serious discussions of a follow-on to the planned NASA/ESA LISA mission, so DECIGO technology may be achieved sooner. Note here that when the pioneering efforts to detect the gravitational waves started in the last century using resonant type detectors as well as laser interferometers, few people expected the present achievement in resonant type detectors such as IGEC(bar) [3] and in laser inteferometers such as TAMA300 [4], LIGO, GEO600, and VIRGO (for these detectors see [5]). Therefore all the experimentalists and the theorists on gravitational waves should not be restricted to the present levels of the detectors. Our point of view in this Letter is believing the proverb " Necessity is the mother of the invention" so that we argue why a detector like DECIGO is necessary to measure some important parameters in cosmology.

The sensitivity of DECIGO, which is optimized at 0.1 Hz, is assumed to be limited only by radiation pressure noise below 0.1 Hz and shot noise above 0.1 Hz. The contributions of the two noise sources are equal to each other at 0.1Hz, giving the quantum limit sensitivity at this frequency. The radiation pressure noise has a frequency dependence of $\propto f^{-2}$ (in units of $\mathrm{Hz}^{-1/2}$) because of the inertia of the mass, while the shot noise has a dependence of approximately $\propto f^{1}$ (in units of $\mathrm{Hz}^{-1/2}$) because of the signal canceling effect due to the long arm length. In figure 1 we show sensitivity of various detectors and characteristic amplitude h_c for a chirping NS-NS binary at $z = 1$.

Direct Measurement of the Acceleration of the Universe.—

Recent distance measurements for high-redshift supernovae suggest that the expansion of our universe is accelerating [6] which means that the equation of the state of the universe is dominated by "dark energy" with $\rho + 3p < 0$. *SuperNova / Acceleration Probe* (SNAP, http://lbl.gov) project will observe $\sim$ 2000 Type Ia supernovae per year up to the redshift $z \sim 1.7$ so that we may get the accurate luminosity distance $d_L(z)$ in near future. Gravitational wave would be also a powerful tool to determine $d_L(z)$ [7].

From accurate $d_L(z)$ one may think that it is possible to determine the energy density $\rho(z)$ and the pressure $p(z)$ as functions of the redshift. However as shown by Weinberg [8] and Nakamura & Chiba [9], $\rho(z)$ and $p(z)$ can not be determined uniquely from $d_L(z)$ but they depend on one free parameter Ω_{k0} (the spatial curvature).

Recent measurement of the first peak of the anisotropy of CMB is consistent with a flat universe ($\Omega_{k0} = 0$) for primordially scale-invariant spectrum predicted by slow-roll inflation [10] under the assumption of Λ cosmology. However it is important to determine the curvature of the universe irrespective of the theoretical assumption on the equation of the state and the primordial spectra also. In other words an independent determination of

Ω_{k0} is indispensable since Ω_{k0} is by far the important parameter. As discussed in [9], the direct measurement of the cosmic acceleration [11] can be used for this purpose. Here we point out that the gravitational waves from the coalescing binary neutron stars at $z \sim 1$ observed by DECIGO may be used to determine Ω_{k0}. Even in the worst case the redundancy is important to confirm such an important finding as the dark energy.

Cosmic Acceleration.—

A Cosmic Acceleration.— We consider the propagation of gravitational wave in our isotropic and homogeneous universe. The metric is given by $ds^2 = -dt^2 + a(t)^2(dx^2 + r(x)^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2))$, where $a(t)$ is the scale factor and $a(t)r(x)$ represents the angular distance. The relation between the observed time of the gravitational waves t_o at $x = 0$ and the emitted time t_e at the fixed comoving coordinate x is given by $\int_{t_e}^{t_o} \frac{dt}{a(t)} = x = const.$ Then we have $dt_o/dt_e = a_o/a_e = (1+z)$ and

$$\frac{d^2t_o}{dt_e^2} = (1+z)a_e^{-1}(\partial_t a(t_o) - \partial_t a(t_e)) \equiv g_{cos}(z)$$
$$= (1+z)((1+z)H_0 - H(z)), \qquad (1)$$

where $H(z)$ is the Hubble parameter at the redshift z and H_0 is the present Hubble parameter. For an emitter at the cosmological distance $z \gtrsim 1$ we have $g_{cos}(z) \sim O(t_0^{-1})$ where t_0 is the age of universe $t_0 \sim 3 \times 10^{17}$ sec. From above equations we have $\Delta t_o = \Delta t_e(1+z) + \frac{g_{cos}(z)}{2}\Delta t_e^2 + \cdots$, where Δt_o and Δt_e are the arrival time at the observer and the time at the emitter, respectively. When we observe the gravitational waves from the cosmological distance, we have $\Delta t_o = \Delta T + X(z)\Delta T^2 + \cdots$, with $X(z) \equiv g_{cos}(z)/2(1+z)^2$, where $\Delta T = (1+z)\Delta t_e$ is the arrival time neglecting the cosmic acceleration/deceleration (the second term). Now for $\Delta T \sim 10^9$ sec, the time lag of the arrival time due to the cosmic acceleration/deceleration amounts to the order of second $\sim 10^{18}/(3 \times 10^{17}) \sim 1$ [sec]. From Eq. (1), if $X(z)$ is positive, then $\partial_t a(t_o) > \partial_t a(t_e)$. This clearly means that our universe is accelerating. Therefore the value of this time lag is the direct evidence for the acceleration/deceleration of the universe.

As shown in [9], if the accurate value of $X(z)$ at a single point z_s is available it is possible to determine Ω_{k0} as $\Omega_{k0} = \{1 - (dr(z_s)/dz)^2(1+z_s)^2(H_0 - 2X(z_s))^2\}\{r(z_s)^2H_0^2\}^{-1}$, where we have assumed that the quantity $r(z) \equiv d_L(z)/(1+z)$ is obtained accurately, *e.g.*, by SNAP. Even if the accurate values of $X(z)$ are not available for any points, we may apply the maximal likelihood method to determine Ω_{k0}. Using the value of Ω_{k0} thus determined, we can obtain the equation of state of our universe without any theoretical assumption on its matter content [9].

B Evolution of Phase of Gravitational Waves from Coalescing Binary at Cosmological Distance.—

Let us study an inspiraling compact binary system that evolves secularly by radiating gravitational wave [12]. For simplicity we study a circular orbit and evaluate the gravitational wave amplitude and the energy loss rate by Newtonian quadrupole formula. We basically follow analysis of Cutler & Flanagan [12] but properly take into account of effects of accelerating motion. The Fourier transform $\tilde{h}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{2\pi i f t}h(t)dt$ for the wave $h(t)$ is evaluated using the stationary phase approximation as $\tilde{h}(f) = Kd_L(z)^{-1}M_c^{5/6}f^{-7/6}\exp[i\Phi(f)]$, where K is determined by the angular position and the orientation of the binary relative to the detector, and M_c is the chirp mass of the system. Keeping the first order term of the coefficient $X(z)$, the phase $\Phi(f)$ of the gravitational wave becomes

$$\Phi(f) = 2\pi f t_c - \phi_c - \frac{\pi}{4} + \frac{3}{4}(8\pi M_{cz}f)^{-5/3}$$
$$-\frac{25}{32768}X(z)f^{-13/3}M_{cz}^{-10/3}\pi^{-13/3}, \qquad (2)$$

where t_c and ϕ_c are integral constants and $M_{cz} = M_c(1+z)$ is the redshifted chirp mass.

If we include the post-Newtonian (PN) effects up to P$^{1.5}$N-order, the term $3/4(8\pi M_{cz}f)^{-5/3}$ in eq.(2) should be modified as $\frac{3}{4}(8\pi M_{cz}f)^{-5/3}\left[1 + \frac{20}{9}\left(\frac{743}{336} + \frac{11\mu}{4M_c}\right)x + (4\beta - 16\pi)x^{3/2}\cdots\right]$, where $x \equiv (\pi M_t f(1+z))^{2/3} = O(v^2/c^2)$ is the PN expansion parameter with M_t being the total mass of the binaries. The term proportional to β in P$^{1.5}$N order ($\propto x^{3/2}$) is caused by the spin effect [12,13]. In general P^{N}N contribution depends on the frequency f as $O(f^{(-5+2N)/3})$ and is largely different from the dependence $f^{-13/3}$ caused by the cosmic acceleration. This difference is very preferable for the actual signal analysis.

C the estimation error.—

For the circular orbit of the binary neutron stars (NSs) of mass M_1 and M_2 with the separation a at the redshift z, the frequency of the gravitational waves f is given by $f = 0.1\text{Hz}(1+z)^{-1}(M_t/2.8M_\odot)^{1/2}(a/15500\text{km})^{-3/2}$. The coalescing time t_c, the number of cycles N_{cycle} and the characteristic amplitude of the waves h_c are given by

$$t_c = 7(1+z)(M_1/1.4M_\odot)^{-1}(M_2/1.4M_\odot)^{-1}$$
$$\times(M_t/2.8M_\odot)^{-1}(a/15500\text{km})^4\text{yr} \qquad (3)$$
$$N_{cycle} = 1.66 \times 10^7(M_1/1.4M_\odot)^{-1}(M_2/1.4M_\odot)^{-1}$$
$$\times(M_t/2.8M_\odot)^{-1/2}(a/15500\text{km})^{5/2} \qquad (4)$$
$$h_c = 1.45 \times 10^{-23}(1+z)^{5/6}(M_c/1.2M_\odot)^{5/6}$$
$$\times(f/0.1\text{Hz})^{-1/6}(d_L/10\text{Gpc})^{-1}. \qquad (5)$$

Let us evaluate how accurately we can fit the parameter $X(z)$. We take six parameters $\lambda_i = \{A, M_{cz}, \mu_z, t_c, \phi_c, M_{cz}^{-10/3}X(z)\}$ in the matched filtering analysis up to 1PN-order for the phase $\Phi(f)$ and

Newtonian order for the amplitude [12]. Here A is the amplitude of signal $Kd_L(z)^{-1}M_c^{5/6}$ in the previous subsection and μ_z is the redshifted reduced mass $\mu_z = (1+z)M_1M_2/M_t$. As the chirp mass M_{cz} can be determined quite accurately, we simply put $\Delta X(z) = \Delta\left\{M_{cz}^{-10/3}X(z)\right\}/M_{cz}^{-10/3}$. For simplicity we fix the redshift of sources at $z = 1$ and calculate S/N and the error ΔX for equal mass binaries with various integration time Δt before coalescence. We use the effective factor $1/\sqrt{5}$ for reduction of antenna sensitivity due to its rotation [2]. For the present analysis we neglect the binary confusion noise since double White Dwarf binaries do not exist at frequency $f \gtrsim 0.1$Hz [14].

We found that we can detect NS-NS binaries at $z = 1$ with $S/N \simeq 20000$ and $\Delta X/t_0^{-1} \simeq 7.0 \times 10^{-3}$ for integration time $\Delta t = 16$yr ($N_{cycle} \sim 10^7$ orbital cycles), and $S/N \simeq 10000$ and $\Delta X/t_0^{-1} \simeq 1.26$ for $\Delta t = 1$yr (see Fig.2]). With this detector it would be possible to determine $X(z)$ and obtain the information of the cosmic acceleration quite accurately. With $\Delta T = 16$yr we have the estimation error for the redshifted masses as $\Delta M_{cz}/M_{cz} = 1.5 \times 10^{-11}$, $\Delta\mu_z/\mu_z = 4.2 \times 10^{-8}$ and for the wave amplitude $\Delta A/A \sim (S/N)^{-1} = 5 \times 10^{-5}$. Although the more detailed study is needed to estimate the error of the binary inclination angle, it is expected that the luminosity distance d_L can be determined accurately so that the redshift z can be determined using the inverse function $z = d_L^{-1}$(distance) of the accurate luminosity distance from *e.g.* SNAP. As a result we can know two (not redshifted) masses M_1 and M_2 for $\sim 10^5$ binaries per year up to $z = 1$ [15]. This will be large enough to establish the mass function of NS which would bring us important implications for the equation of the state of the high density matter and the explosion mechanisms of TypeII supernovae.

As the S/N and the estimation error scale as $S/N \propto h_{rms}^{-1}$ and $\Delta X \propto h_{rms}$, we can attain $\Delta X/t_0^{-1} \simeq 7.0$ for the integration time $T = 16$yr using a less sensitive detector with $h_{rms} \sim 10^{-24}$ (1000 times worse). Even though the error bar ΔX is fairly large for this detector, the likelihood analysis would be an efficient approach to study the cosmic acceleration. Considering the estimated cosmological coalescence rate of NS-NS binaries ($\gtrsim 2 \times (10\text{Gpc}/350\text{Mpc})^3 \sim 10^5\text{yr}^{-1}$) [15], we may expect the decrease of the estimation error ΔX roughly by a factor of $\sim 1/300 = 1/\sqrt{10^5}$.

D Acceleration in the Very Early Universe.—

In the inflationary phase there was an extremely rapid acceleration of the universe. In this phase the gravitational waves were generated by quantum fluctuation [16]. With CMB quadrupole anisotropies measured by COBE, the slow-roll inflation model predicts a constraint on the stochastic background $\Omega_{GW} \lesssim 10^{-15} - 10^{-16}$ at $f \sim 0.1$Hz [17]. Ungarelli and Vecchio [18] discussed that the strain sensitivity $h_{rms} \sim 10^{-24}$ is the required level at $f \sim 0.1$Hz for detecting $\Omega_{GW} \sim 10^{-16}$ by correlating two detectors for decades (see also Ref. [19]). It is important to note that the band $f > 0.1$ Hz is free from stochastic backgrounds generated by White Dwarf binaries. The radiation from neutron stars binaries is present in this band and it is indispensable to remove their contributions accurately from data stream, where effects of the cosmic acceleration would be highly important. Thus measurement of the present-day cosmic acceleration is closely related to detection of the primordial gravitational wave background that is one of the most interesting targets in cosmology. If DECIGO with $h_{rms} \sim 2 \times 10^{-27}$ at $f \sim 0.1$Hz is available we can detect the primordial gravitational waves background even if the energy density is extremely low $\Omega_{GW} \sim 10^{-20}$ by correlating two detectors for a decade.

Confusion noise due to NS-NS (or NS-BH, BH-BH) binaries might be important in the band $f \sim 0.1$Hz. Ungarelli and Vecchio [18] investigated the critical frequency f_g where we can, in principle, remove signal from individual NS-NS binaries by matched filtering analysis and the observed window becomes transparent to the primordial stochastic background. They roughly estimated $f_g \sim 0.1$Hz where the number of binaries per frequency bin ($\sim 10^{-8}$Hz) is less than one. But binaries around $f \sim f_g \sim 0.1$ chirp significantly within observing time scale and the situation would be more complicated than monochromatic sources [14]. Although more detailed analysis is needed, a much smaller NS-NS coalescence rate than $\sim 10^5\text{yr}^{-1}$ might be required for our analysis to be valid.

Discussions.—

The determination of the angular position of the source is crucial for matching the phase [2]. The phase modulation at the orbital radius 1AU corresponds to $2\text{AU}/c \sim 1000$[sec]. Thus, in order to match the phase within the accuracy of 0.1[sec] we need to determine the angular position with precision $\sim 0.1/1000$ [rad] $\sim 20''$. In the matched filtering analysis we can simultaneously fit parameters of the angular position as well as the relative acceleration between the source and the barycenter of the solar system. Due to their correlation in the Fisher matrix, the measured acceleration would be somewhat degraded if we cannot determine the angular position by other observational methods. Using the gravitational wave alone, we can, in advance, specify the coalescence time and the angular position of the source within some error box. If coalescence of NS-NS binaries would release the optical signal (*e.g.* Gamma Ray Bursts as proposed by [20]) we may measure the angular position accurately by pointing telescopes toward the error box at the expected coalescence time from the chirp signal. Therefore we have not tried to fit the angular position of the source in the matched filtering method [2]. We might also determine the redshift of the source by using optical

information of host galaxies.

Let us discuss the effects of the local motion g_{local} of the emitteron the second derivative d^2t_o/dt_e^2. As the effect of bulk motion of galaxy is much smaller than cosmological effect, we estimate the internal acceleration within the galaxy based on the observational result of NS-NS binary PSR 1913+16. As shown in Table 1 of [?], the dominant contribution of its acceleration $\ddot{x}$ comes from the global Galactic potential field and has time scale $c/\ddot{x} \sim 10t_0(R_e/10\mathrm{kpc})(V_{rot}/200\mathrm{kms}^{-1})$ that can be comparable to the cosmic signal g_{cos} where R_e is the effective radius of the acceleration and V_{rot} is galactic rotation velocity. However the contamination of local effect g_{local} can be reduced by taking the statistical average of many binaries as $\langle g_{cos} + g_{local}\rangle = \langle g_{cos}\rangle$. We also note that the cosmological change in phase of a coalescing binary [given by the last term in Eq. (3)] may have other applications, and may under certain circumstances be observable by the planned LISA mission.

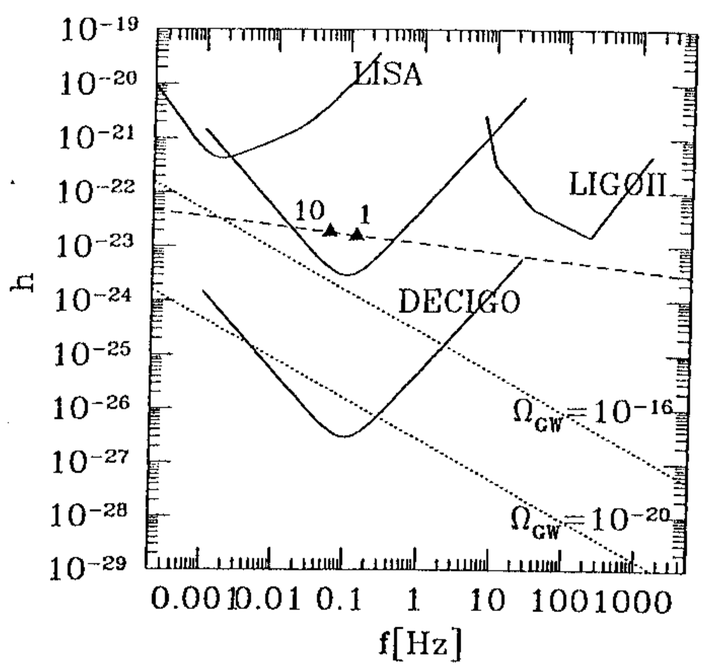


FIG. 1. Sensitivity (effectively S/N=1) for various detectors (LISA, DECIGO, LIGOII and a detector 10^3 times less sensitive than DECIGO) in the form of h_{rms} (solid lines). The dashed line represents evolution of the characteristic amplitude h_c for NS-NS binary at $z = 1$ (filled triangles; wave frequencies at 1yr and 10 yr before coalescence). The dotted lines represent the required sensitivity for detecting stochastic background with $\Omega_{GW} = 10^{-16}$ and $\Omega_{GW} = 10^{-20}$ by ten years correlation analysis (S/N=1).

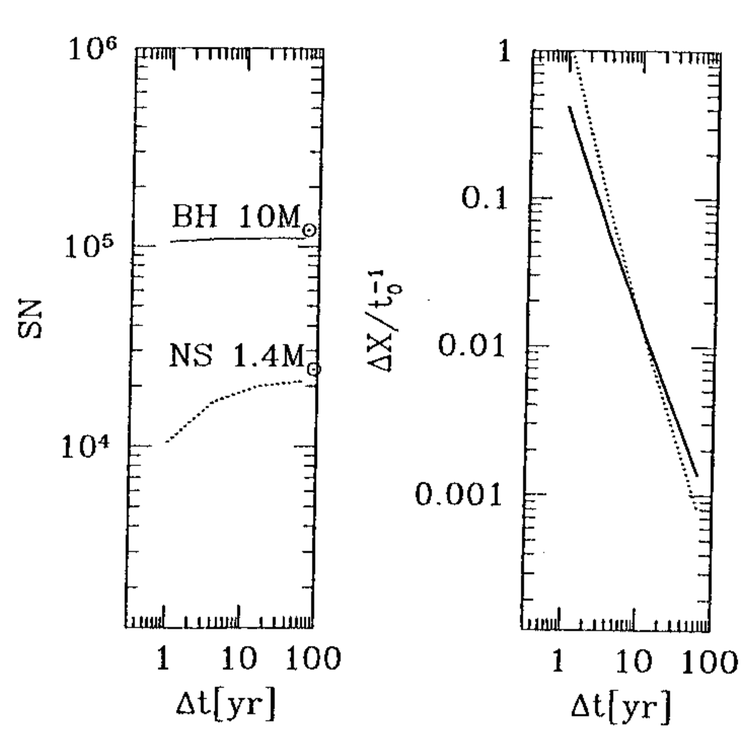


FIG. 2. S/N and the estimation error ΔX for NS-NS ($1.4M_\odot$) or BH-BH ($10M_\odot$) binaries at $z = 1$. We evaluate them for DECIGO (sensitivity: $h_{rms} \sim 10^{-27}$ at $f \sim 0.1$Hz).

[1] N. Seto, S. Kawamura & T. Nakamura, Phys. Rev. Lett. **87**, 221103 (2001).

[2] P. L. Bender *et al.*, *LISA Pre-Phase A Report,* Second edition, July 1998

[3] Z. A. Allen *et al.* Phys. Rev. Lett. **85**, 5046 (2000).

[4] M. Ando *et al.* Phys. Rev. Lett. **86**, 3950 (2001); H. Tagoshi *et al.* Phys. Rev. D **63**, 062001 (2001)

[5] S. Meshkov (ed) *Proc 3rd E. Amaldi Conference* (New York, AIP Proceedings, 2000)

[6] A. G. Riess *et al.* Astron. J. **116**, 1009 (1998); S. Perlmutter *et al.* Astrophys. J. **517**, 565 (1999)

[7] B. F. Schutz, Nature **323**, 310 (1986); B. F. Schutz, Class. Quant. Grav. **6**, 1761 (1989).

[8] S. Weinberg, Astrophys. J. **161**, L233 (1970)

[9] T. Nakamura and T. Chiba, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **306**, 696 (1999); T. Chiba and T. Nakamura, Phys. Rev. D **62**, 121301 (2000).

[10] P. de Bernardis *et al.*, Nature **404**, 955 (2000); A. E. Lange *et al.*, Phys. Rev. D **63**, 042001 (2001)

[11] A. Loeb, Astrophys. J. **499**, L111 (1998).

[12] C. Cutler and E. E. Flanagan, Phys. Rev. D **49** 2658 (1994).

[13] C. Cutler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **70**, 2984 (1993); L. Blanchet *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3515 (1995).

[14] D. Hils, P. L. Bender and R. F. Webbink, Astrophys. J. **360**, 75 (1990)

[15] V. Kalogera *et al.*, Astrophys. J. **556**, 346 (2001). astro-ph/0012038.

[16] M. Maggiore, Phys. Rept. **331**, 283 (2000)

[17] M. S. Turner, Phys. Rev. D **55**, 435 (1997);

[18] C. Ungarelli and A. Vecchio, Phys. Rev. D **63**, 064030 (2001)

[19] N. Cornish and S. L. Larson gr-qc/0103075.

[20] B. Paczynski, Astrophys. J. **308**, L43 (1986).

国立大学独立行政法人化をめぐって

東京大学理学系研究科長

佐藤勝彦

近年わが国の国立大学はいろいろな意味で注目を浴びている。

ひとつには研究業績が世界的水準に達し、国際的な評価を受けるに至っているということがあげられる。例えば ISI 社の被引用回数による機関ランキングでは、物理学分野で東京大学が世界第２位、化学分野で京都大学が２位、東京大学が３位、材料科学では東北大学が世界第１位である。また、Nature や Science に掲載される日本人の論文数もここ数年著しく伸びている。もちろん、こうした数値化された指標のみから評価するのは危険であるが、わが国の大学が研究面においてますます世界的な貢献をすることが期待されるようになったのは疑いない。

もう一つは、周知の通り、国立大学の設置形態を独立行政法人に移行しようという政府の新政策に関連するものである。これは、もとを辿れば国立大学側の事情によるものでは全くなく、平成１１年７月に小渕内閣が公約に基づき、行政改革の一環として国家公務員を２０１０年までに２５パーセント削減する方針を決めたことに端を発するものである。すなわち、国立大学の教職員を独立行政法人に移し、形の上で国家公務員から外せば、この公約達成の大きな足がかりになるからである。「独立行政法人化を呑まなければ、大学教員も毎年定員削減を受け、最終的にやはり２５パーセント削減されることになるが、法人化すればもはや公務員の定員に勘定されないので、削減も避けられる、」との触れ込みから、同年９月に文部省も法人化受け入れを検討開始した。そして翌年４月、国立研究所、博物館などから段階的に独立法人化されることになった。

平成１２年５月には自民党文教部会より、「提言　これからの国立大学の在り方について」が出された。これは、「高等教育、学術研究は、一国の国力の源泉である。」といいながらも、とりわけ国立大学に対しては効率化を求める内容となっている。今後の高等教育政策として、大学の目指すべき方向として、「国際競争力を高め、世界最高水準の教育研究を実現する」、「大学の個性化・多様化を進める」、「教育機能の重視」の３点があげられている。また、国立大学の運営の見直しとしては、「護送船団方式からの脱却」、「責任ある運営体制の確立」、「教授会見直し」、「任期制導入」等のポイントをあげた上で、できるだけ早く独立行政法人化するよう指摘した。

これを受けて、文部科学省に、「国立大学の独立法人化に関する調査検討会議」が設置され、その中に、組織業務、目標評価、人事制度、財務関係の４委員会と連絡会議が設置された。各委員会には天文・物理関係の研究者が数名含まれている。そして、平成１３年９月に「新しい『国立大学法人』像について」と

いう中間報告が発表された。その全容はホームページ上
http://www.mext.go.jp/b_menu/houdou/13/09/010918.htm
で見ることができるが、ひとことでいえば、行政改革に引きずられた、理念のないものである。これは組織業務については、学部教授会を諸悪の根元と見なし、運営諮問会議、運営協議会等外部委員を交えた審議会を設置しつつ、トップダウン型の運営を図る、という提言である。目標評価については、６年の中期目標をもとに評価を受けるものとしているが、各大学の目標設定を文部科学省がするのか、大学自身で設定できるのか、玉虫色である。人事制度に関しては、公務員型とするのか、非公務員型とするのかの結論もでていない。財務会計に関しては、学生数等の指標に基づいた基盤経費の配分を行うものの、研究費はすべて競争的経費となるなど、第三者的評価に基づいた配分となろう。校費の大幅削減は避けられず、建物管理費用の出所についても不明である。(なお、現状でも校費は既に厳しく削減されており、例えば東大天文教室では校費のうち、研究費として使用できているのは数パーセントに過ぎない。) また、大学共同利用機関の形態も重要な問題であるが、これについては、現在全共同利用研を１法人とする案が文部科学省研究機関課より出されている。一方上の中間報告には、大学の付置研究所については何も触れられていない。

今後の予定としては、平成１４年３月に最終報告が出され、総務省、財務省との摺り合わせ、法整備の後、平成１６年４月より国立大学法人として再出発する見込みである。このように護送船団式を止め、競争原理に基づく効率化を目指すには、実績評価が不可欠であるが、これについては大学評価・学位授与機構による評価が平成１２年度より段階的に実施されていることは、周知の通りである。また、国公私「トップ３０」育成政策も出されているが、あまりにも方針が次々と変わるので、先行き不透明であるといわざるを得ない。(その後名称が変わったのはご存じの通り。)

国立大学をめぐる情勢は今後も予断を許さないが、どのような混乱期にあっても、われわれはひるむことなく研究推進の努力を続けるべきである。このことを、特に若いみなさんに申し上げて、話を終わることにする。

追加：平成 14 年１月の時点では、中間報告では結論を出していなかった身分については非公務員型として進もうとしている。また運営形態についても中間報告内の B 案にちかい案が、また中期目標の作成については、文部科学大臣が作成するという線であるが、「大学の意見（つまり原案）を踏まえ国立大学評価委員会の意見を聴いて定める」という方向で審議が進められている。　今後とも調査検討会議の審議内容を知っておく必要がある。
http://www.mext.go.jp/b_menu/shingi/index.htm

国立大学独立行政法人化：コメント

水産大　　伊沢　瑞夫

私の勤務する水産大学校は、この４月、先陣を切って独法化された（公務員型)。水産大のケースが参考になるのは、これまで普通の（文部省下の）大学とほとんど変わらなかったからであろう。(旧）学位授与機関（現　大学評価機構？）から卒業生に（個別審査なく）学士号が授与される大学校は本校含め６つあるが、大学らしいのは水産大くらいである。

４月以降の現状についてコメントしたが、個々の変化（ちがい）が必ずしも独法化によるものではない。原因として、次の３つが挙げられよう。

（１）文部科学省管轄でないことによるもの
（２）独法化によるもの
（３）御時世によるもの

（１）に関しては、「教特法対象外」というのが最大の違いであろう。

（３）に関しては、評価・点検がやかましくなっている。これらはある程度独法化起源であろう。しかし、独法化されなかったとしても、「時節柄」免れえなかったことであろう。

さて、肝心の（２）の独法化起源のことについて、次のことなどについてコメントした。　組織：校長の上に理事長のポストができた。現在は校長が兼任しているが、分離されたらいろいろ支障が出そうである。そもそも、定員増はないので、分離された時点で、事実上定削１である。(校長は指定職でなく、学生部長のように授業も持ってもらう？？）以前と比べて、トップダウンで決められるようになったことは確かである。ただ、いまも以前も運用次第という気もする。

カネ：使いやすくなるはずだが、全く逆である。従来は学科単位での帳尻が合っていればよかったが、いまは講座単位であわせる必要がある。購入目的の記入など、手間がかかるようになった。ほかにも、物品管理がきびしくなっている。(代休もとれる期間がきびしくなった。）たとえば、図書は年一度の点検が求められている。

移行期の問題：財産点検して独立行政法人に移行するわけで、備品が欠けていればマズイのである。土地含め、「資産」の点検が行われるはずである。たとえば、図書で欠けているものがあれば、(長期）貸し出し者が穴埋め（？？）という話もあった。

Hypernovae

Keiichi Maeda*, Ken'ichi Nomoto† and Hideyuki Umeda†

*Department of Astronomy, School of Science, University of Tokyo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-0033, JAPAN

†Department of Astronomy and Research Center for the Early Universe, School of Science, University of Tokyo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-0033, JAPAN

Abstract. We discuss the characteristics of nucleosynthesis in 'Hypernovae', i.e., supernovae with very large explosion energies ($\gtrsim 10^{52}$ ergs). The hypernova yields are compared with observations to reveal the nature of hypernova explosions, e.g., asphericity and central remnants. We also suggest that hypernovae have made important contribution to the early Galactic (and Cosmic) chemical evolution.

INTRODUCTION

Type II and Ib/c supernovae (SNe II and SNe Ib/c) are catastrophic explosions which are induced when massive stars (8 to $\sim 100 M_\odot$) reach the core-collapse stage finally at the end of their evolution. Until recently, we have usually considered supernovae with the kinetic energies of explosions $E_{51} = 1$ (where $E_{51} = E/10^{51}$ergs). These values have been estimated from supernovae 1987A, 1993J, and 1994 I, whose progenitors' masses have been modeled to be 13 - 20 $M_\odot$.

SN1998bw called into question if the above energy estimate applies to all core-collapse supernovae. The exceptionally bright Type Ic supernova (SN Ic) SN 1998bw was discovered as the probable optical counterpart of the gamma-ray burst GRB980425. The very broad spectral features and the light curve shape in the early phase have led to the conclusion that SN1998bw was a hyper-energetic explosion (kinetic energy $E_{51} \sim 40$) of a massive C+O star (e.g., Iwamoto et al. 1998).

In this paper the term "hypernova" is used to refer to a SN explosion with $E_{51} \gtrsim 10$, regardless of the nature of the central engine. Recently, other hypernova candidates have been recognized. They include SNeIc 1997ef, 1998ey, 1999cq and 1999as, SNeIIn 1997cy and 1999E, SN II 1998A (see, e.g., Nomoto et al. 2001a).

So far, all the modelings of hypernovae (e.g,, 1998bw, 1997ef, and 1997cy) imply that their progenitors' masses are $M \geq 25 M_\odot$. Such very massive stars are likely to form black holes, while less massive stars form neutron stars.

We investigate the characteristics of nucleosynthesis in hypernovae. Asphericity in a hepernova explosion, the relationship between a hypernova and a stellar mass black hole, and their contributions to the Galactic chemical evolution are discussed.

For details, see the references in each section. More complete sets of references are found there in. Also see Nomoto et al. 2001a,b,c, which give an overview of the field.

NUCLEOSYNTHESIS IN HYPERNOVA EXPLOSIONS

We note the following characteristics of nucleosynthesis with very large explosion energies (Nakamura et al. 2001; Nomoto et al. 2001a,b,c).

1) Both complete and incomplete Si-burning regions shift outward in mass compared with normal supernovae, so that the mass ratio between the complete and incomplete Si-burning regions becomes larger. As a result, higher energy explosions tend to produce larger [(Zn, Co)/Fe], smaller [(Mn, Cr)/Fe], and larger [Fe/O]. The elements synthesized in this region such as ^{56}Ni, ^{59}Cu, ^{63}Zn, and ^{64}Ge (which decay into ^{56}Co, ^{59}Co, ^{63}Cu, and ^{64}Zn, respectively) are ejected more abundantly than in normal supernovae.

2) In the complete Si-burning region of hypernovae, elements produced by α-rich freezeout are enhanced because nucleosynthesis proceeds at lower densities (i.e., higher entropy) and thus a larger amount of ^{4}He is left. Hence, elements synthesized through capturing of α-particles, such as ^{44}Ti, ^{48}Cr, and ^{64}Ge (decaying into ^{44}Ca, ^{48}Ti, and ^{64}Zn, respectively) are more abundant.

3) Oxygen burning takes place in more extended, lower density regions for the larger explosion energy. Therefore, more O, C, Al are burned to produce a larger amount of burning products such as Si, S, and Ar. Therefore, hypernova nucleosynthesis is characterized by large abundance ratios of [Si/O], [S/O], [Ti/O], and [Ca/O].

ASPHERICAL EXPLOSION MODEL FOR SN1998BW

Maeda et al. (2002a) have examined the effect of aspherical (jet-like) explosions on nucleosynthesis in hypernovae. The progenitor model is the 16 $M_\odot$ He core of the 40 $M_\odot$ star and the explosion energy is $E = 1 \times 10^{52}$ ergs.

Figure 1 shows the isotopic composition of the ejecta of asymmetric explosion model in the direction of the jet (upper panel) and perpendicular to it (lower panel). Figure 2 shows the 2D distribution of ^{56}Ni and ^{16}O in the homologous expansion phase.

In the z-direction, where the ejecta carries more kinetic energy, the shock is stronger and post-shock temperatures are higher. Therefore, larger amounts of α-rich freeze-out elements, such as ^{4}He, ^{44}Ti, and ^{56}Ni are produced in the z-direction than in the r-direction.

On the other hand, along the r-direction ^{56}Ni is produced only in the deepest layers, and the elements ejected in this direction are mostly the products of hydrostatic nuclear burning stages (O) with some explosive oxygen-burning products (e.g., Si, S).

In the spherical case, Zn is produced only in the deepest layer, while in the aspherical model, the complete silicon burning region is elongated to the z (jet) direction, so that [Zn/Fe] is enhanced irrespective of the mass cut. On the other hand, ^{55}Mn, which is produced by incomplete silicon burning, surrounds ^{56}Fe and located preferentially in the r-direction.

In this way, larger asphericity in the explosion leads to larger [Zn/Fe] and [Co/Fe], but to smaller [Mn/Fe] and [Cr/Fe]. Then, if the degree of the asphericity tends to be larger for lower [Fe/H], the trends of [Zn, Co, Mn, Cr/Fe] follow the ones observed in metal-poor stars, as discussed later.

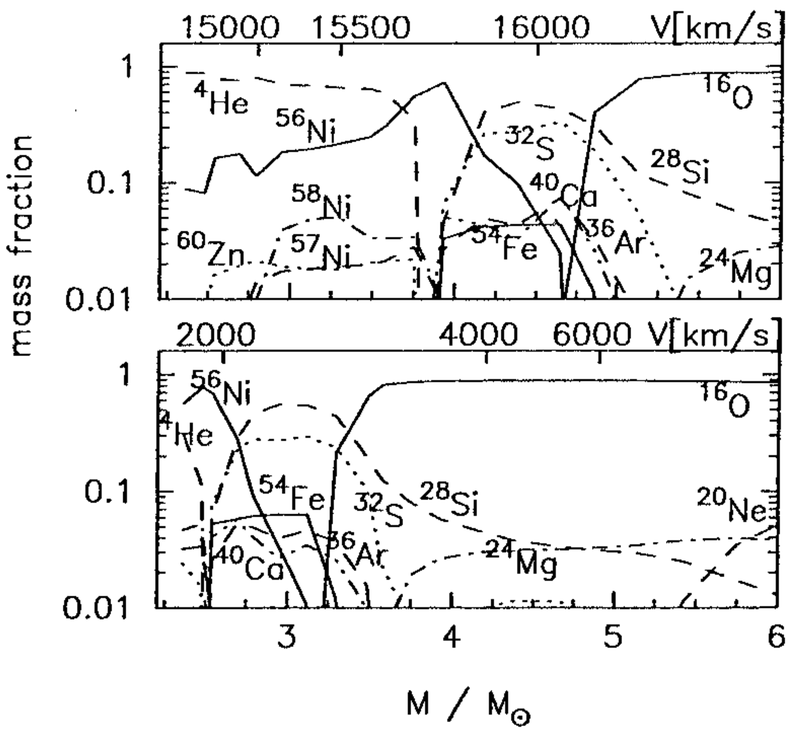


FIGURE 1. The isotopic composition of the ejecta of an aspherical explosion in the direction of the jet (z; upper panel) and perpendicular to the jet (r; lower panel). The ordinate indicates the initial spherical Lagrangian coordinate (M_r) of the test particles (lower scale), and the final expansion velocities (V) of those particles (upper scale).

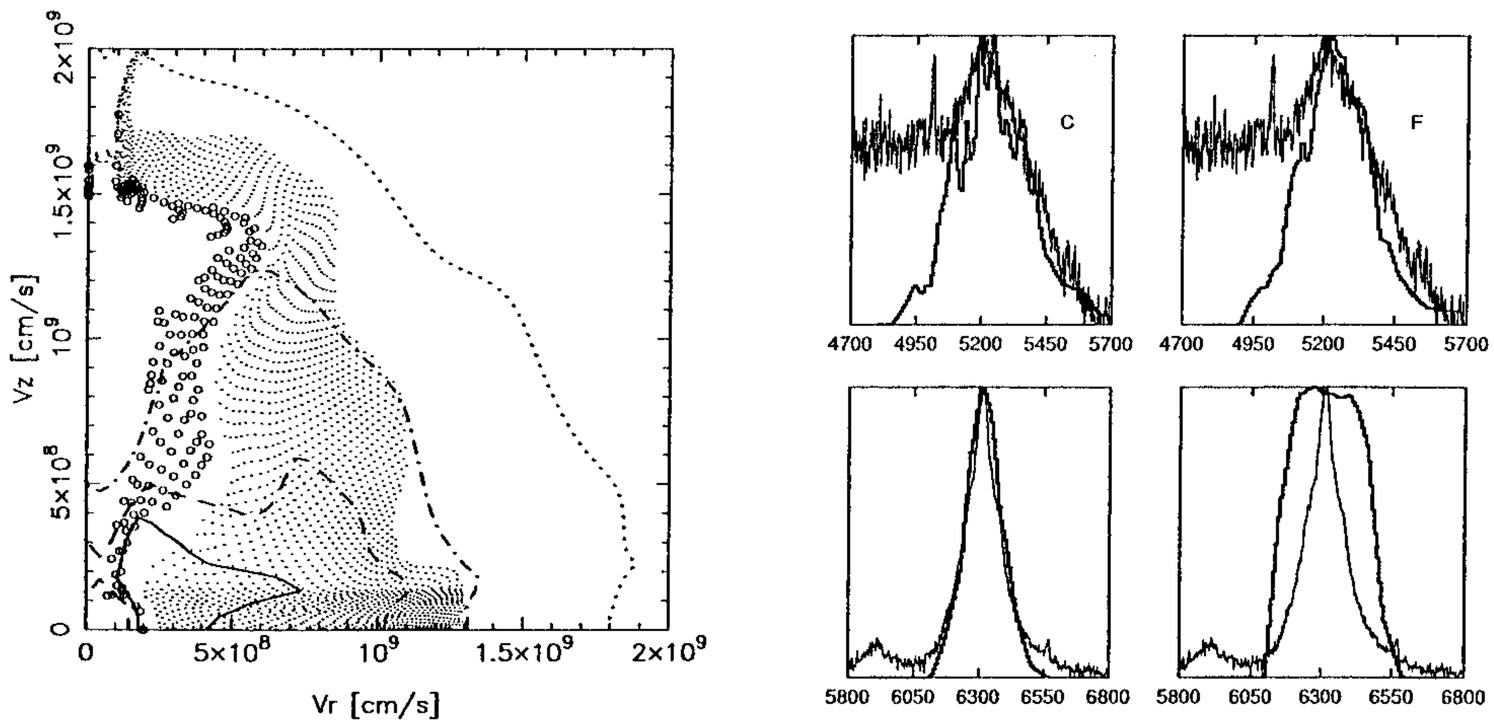


FIGURE 2. Left: The 2D distribution of ^{56}Ni (open circles) and ^{16}O (dots) in the homologous expansion phase. The lines are density contours at the level of 0.5 (solid), 0.3 (dashed), 0.1 (dash-dotted), and 0.01 (dotted) of the max density, respectively. Right: The profiles of the [Fe II] feature (upper panels) and of [O I] 6300, 6363 Å (lower panels) viewed at 15° from the jet direction (left panels; thick lines) and for a spherical model (right panels).

In order to verify the observable consequences of an axisymmetric explosion, Maeda et al. (2002a) calculated the profiles of the Fe-dominated blend near 5200Å, and of O I] 6300, 6363Å. These are the lines that deviate most from the expectations from a spherically symmetric explosion (Mazzali et al. 2001).

The iron and oxygen profiles viewed at an angle of 15° from the jet direction are found to be most consistent with the observed spectrum on day 216 in Figure 2. When

the degree of asphericity is high and the viewing angle is close to the jet direction, the component iron lines in the blend have double-peaked profiles, the blue- and red-shifted peaks corresponding to Fe-dominated matter moving towards and away from us, respectively. Because of the high velocity of Fe, the peaks are widely separated, making the blend wide. This is the case for the synthetic Fe-blend shown in Figure 2. In contrast, the oxygen line is narrower and has a sharper peak, because O is produced mostly in the r-direction, at lower velocities and with a less aspherical distribution.

BLACK HOLE BINARY GRO J1655-40 (X-RAY NOVA SCO)

X-ray Nova Sco (GRO J1655-40), which consists of a stellar mass black hole and a low mass companion, also exhibits what could be the nucleosynthesis signature of a hypernova explosion. The companion star is enriched with Ti, S, Si, Mg, and O but not much Fe. This is compatible with heavy element ejection from a black hole progenitor. In order to eject large amount of Ti, S, and Si and to have at least $\sim 4\ M_\odot$ below mass cut and thus form a massive black hole, the explosion would need to be highly energetic. A hypernova explosion with the mass cut at large M_r ejects a relatively small mass Fe and would be consistent with these observed abundance features.

Podsiadlowski et al. (2002) modeled the pollution of the secondary. Their model handles the binary evolution, which follows the changes in binary parameters (i.e., the primary's mass, the secondary's mass, and the orbital separation) in different evolutional stages (i.e., the pre-supernova mass lose, the supernova explosion, and the post-supernova mass transfer) as well as the pollution of the secondary by the supernova explosion using several supernova models. The progenitor models are helium stars of 6 to 16 $M_\odot$ (which correspond to main sequence stars of 20 to 40 $M_\odot$) and the explosion energies range from E_{51} =1 to 30.

The main results are summarized as follows (see Podsiadlowski et al. 2002 for details),

1) Helium star models of 10 and 16 $M_\odot$ (whose main sequence masses are 30 and 40 $M_\odot$, respectively) are most probable.

2) Hypernova models are preferred over standard supernova models, which tend not to produce enough S and Si. These results 1) and 2) strengthen the connection among a massive star, a supernova which leaves a black hole as a compact remnant, and a hypernova.

3) The overabundance of Ti in the secondary star is difficult to explain in current models (at least by spherical models). Aspherical explosion models can reproduce the observed abundance of Ti when we assume that there is complete lateral mixing between the ejecta in the equatorial plane and in the polar direction. If such extreme mixing, however, can be realized or not needs further numerical studies.

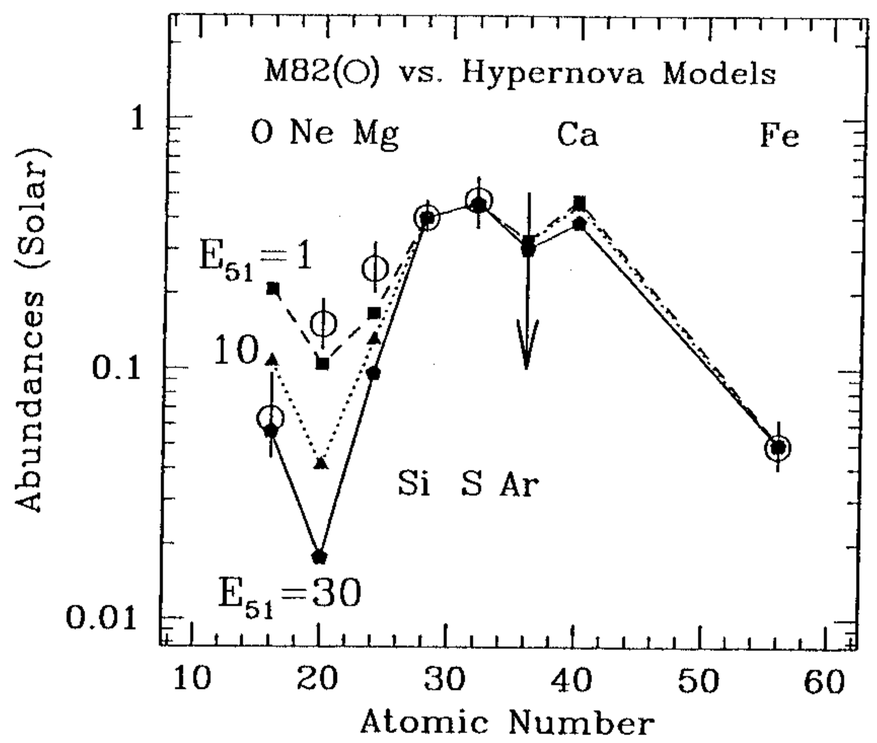


FIGURE 3. Abundance patterns in the ejecta of $25M_{\odot}$ metal-free SN II and hypernova models compared with abundances (relative to the solar values) of M82 observed with ASCA (Tsuru et al. 1997). Here, the open circles with error bars show the M82 data. The filled square, triangle, and pentagons represent E_{51} ($= E/10^{51}$ergs) =1, 10, and 30 models, respectively (Umeda et al. 2002).

CONTRIBUTION OF HYPERNOVAE TO CHEMICAL EVOLUTIONS OF GALAXIES

Starburst Galaxy M82

X-ray emissions from the starburst galaxy M82 were observed with ASCA and the abundances of several heavy elements were obtained (Tsuru et al. 1997). Tsuru et al. (1997) found that the overall metalicity of M82 is quite low, i.e., O/H and Fe/H are only 0.06 - 0.05 times solar, while Si/H and S/H are $\sim$ 0.40 - 0.47 times solar. This implies that the abundance ratios are peculiar, i.e., the ratio O/Fe is about solar, while the ratios of Si and S relative to O and Fe are as high as $\sim$ 6 - 8. These ratios are very different from those ratios in SNe II. Compared with normal SNe II, the important characteristic of hypernova nucleosynthesis is the large Si/O, S/O, and Fe/O ratios. Figure 3 shows the good agreement between the hypernova model ($E_{51} = 30$) and the observed abundances in M82 (Umeda et al. 2002).

Hypernovae could also produce larger E per oxygen mass than normal SNe II, as required for M82. We therefore suggest that hypernova explosions may make important contributions to the metal enrichment and energy input to the interstellar matter in M82. The age of starburst activity is estimated to be $\lesssim 10^7$ years, which is so young that only massive stars ($M > 25\ M_{\odot}$) contributed to nucleosynthesis in M82.

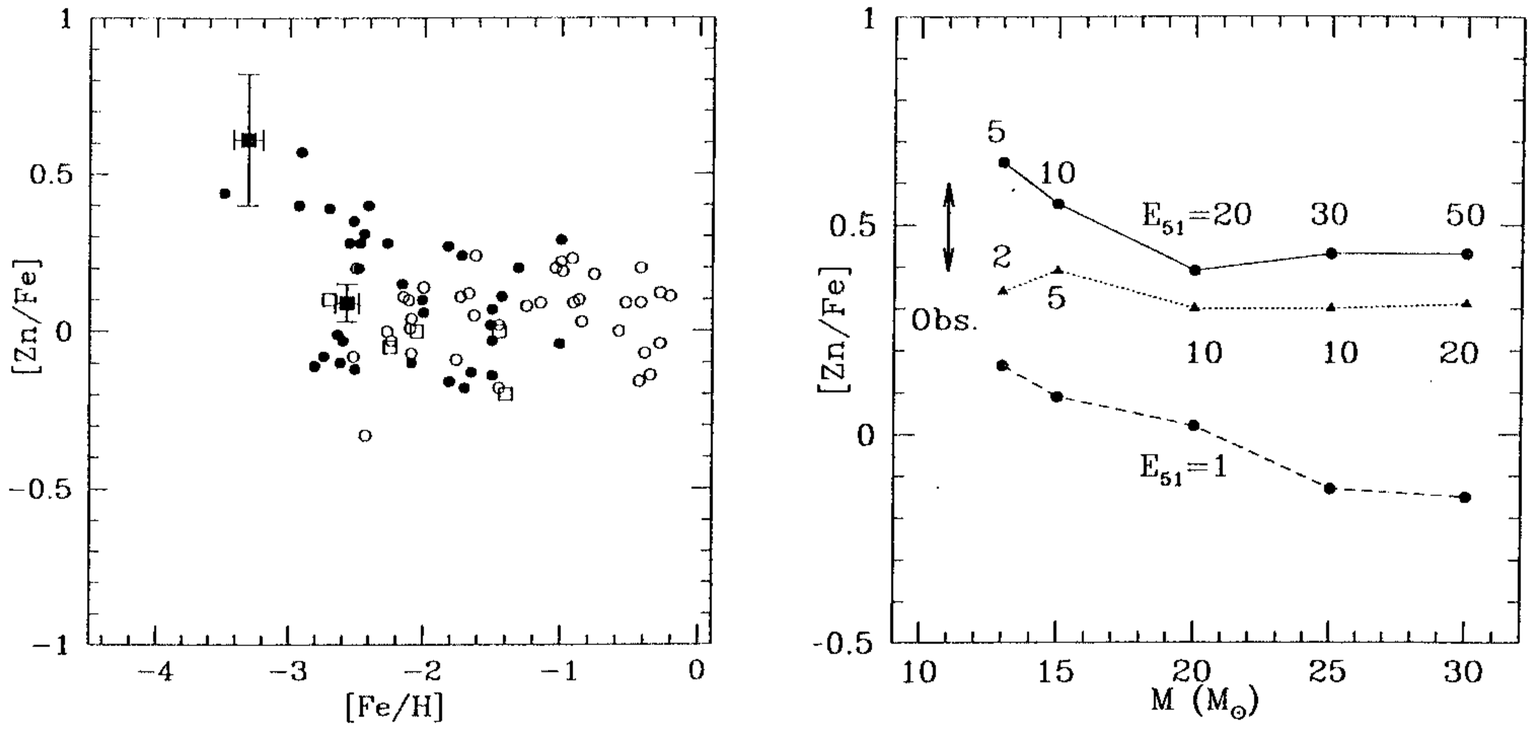


FIGURE 4. Left: Observed abundance ratios of [Zn/Fe]. These data are taken from Primas et al. (2000) (filled circles), Blake et al. (2001) (filled square) and from Sneden et al. (1991) (others) (Umeda & Nomoto 2002).
Right: The maximum [Zn/Fe] ratios as a function of M and $E_{51} = E/10^{51}$ergs (Umeda & Nomoto 2002). The observed large [Zn/Fe] ratio in very low-metal stars ([Fe/H] < -2.6; see references in Umeda & Nomoto 2002 for the observation) are represented by a thick arrow.

Early Galactic Chemical Evolution

The abundance pattern of metal-poor stars with [Fe/H] < -2 provides us with very important information on the formation, evolution, and explosions of massive stars in the early evolution of the galaxy.

The observed abundances of metal-poor halo stars show quite interesting pattern. There are significant differences between the abundance patterns in the iron-peak elements below and above [Fe/H]~ -2.5 - -3.

1) For [Fe/H]$\lesssim -2.5$, the mean values of [Cr/Fe] and [Mn/Fe] decrease toward smaller metalicity, while [Co/Fe] increases.

2) [Zn/Fe]~ 0 for [Fe/H] $\simeq -3$ to 0, while at [Fe/H] < -3.3, [Zn/Fe] increases toward smaller metalicity (Figure 4).

These trends cannot be explained with the conventional chemical evolution model that uses previous nucleosynthesis yields.

The larger [(Zn, Co)/Fe] and smaller [(Mn, Cr)/Fe] in the supernova ejecta can be realized if the mass ratio between the complete Si burning region and the incomplete Si burning region is larger, or equivalently if deep material from complete Si-burning region is ejected by mixing or aspherical effects. This can be realized if (1) the mass cut between the ejecta and the collapsed star is located at smaller M_r (Nakamura et al. 1999), (2) E is larger to move the outer edge of the complete Si burning region to larger M_r (Nakamura et al. 2001), or (3) asphericity in the explosion is larger (Maeda et al. 2002b).

Also a large explosion energy E and a large asphericity result in the enhancement of the local mass fractions of Zn and Co, while Cr and Mn are not enhanced (Umeda &

Nomoto 2002; maeda et al 2002b). Therefore, if (aspherical) hypernovae made significant contributions to the early Galactic chemical evolution, it could explain the large Zn and Co abundances and the small Mn and Cr abundances observed in very metal-poor stars.

SUMMARY

We investigated explosive nucleosynthesis in hypernovae. The characteristics of hypernova yields compared to those of ordinary core-collapse supernovae are summarized in section 2 and 3.

Then we investigated the nature of hypernova explosions and suggested 1) aspherical explosion models for hypernovae, and 2) the connection among hypernovae, stellar mass black holes, and massive progenitors, through the modelings of individual objects (SN1998bw and Nova Sco).

Properties of hypernova nucleosynthesis suggest that hypernovae of massive stars may make important contributions to the Galactic (and cosmic) chemical evolution, especially in the early low metalicity phase.

ACKNOWLEDGMENTS

We would like to thank F. Patat, Ph. Podsiadlowski, B. Schmidt, S. Ryan, C. Kobayashi, M. Shirouzu, F. Thielemann, I. Hachisu for useful discussion. This work has been supported in part by the grant-in-Aid for Scientific Research (07CE2002, 12640233) of the Ministry of Education, Science, Culture, and Sports in Japan.

REFERENCES

1. Iwamoto, K., Mazzali, P., Nomoto, K., et al. 1998, Nature, 395, 672
2. Maeda, K., Nakamura, T., Nomoto, K., Mazzali, P.A., & Hachisu, I. 2002a, ApJ, 565, in press
3. Maeda, K., Nomoto, K., Umeda, H., Nakamura, T. 2002b, in "Current High-Energy Emission around Black Holes," eds. C.H. Lee, et al. (Singapore; World Scientifdic)
4. Mazzali, P.A., Nomoto, K, Patat, F., & Maeda, K. 2001, ApJ, 559, 1047
5. Nakamura, F., & Umemura, M. 1999, ApJ, 515, 239
6. Nakamura, T., Umeda, H., Iwamoto, K., Nomoto, K., Hashimoto, M., Hix, R.W., & Thielemann, F.-K. 2001b, ApJ, 555, 880
7. Nomoto, K., et al. 2001a, in "Supernovae and Gamma Ray Bursts," eds. M. Livio, et al. (Cambridge: Cambridge University Press), 144 (astro-ph/0003077)
8. Nomoto, K., et al. 2001b, in " The influence of Binaries on Stellar Population Studies," ed. D. Vanbeveren (Kluwer), 507, (astro-ph/0105127)
9. Nomoto, K., Maeda, K., Umeda, H. 2001c, in "Chemical Enrichment of Intracluster and Intergalactic Medium," ASP Conference Series, in press (astro-ph/0110528)
10. Podsiadlowski, Ph., Nomoto, K., Maeda, K., Nakamura, T., Mazzali, P.A., & Schmidt, B. 2002, ApJ, 567, in press
11. Tsuru, T. G., Awaki, H., Koyama K., Ptak, A. 1997, PASJ, 49, 619
12. Umeda, H., Nomoto, K. Tsuru, T., et al. 2002, ApJ, submitted
13. Umeda, H., Nomoto, K. 2002, ApJ, 565, in press (astro-ph/0103241)

ガンマ線バーストの初期残光

小林 史歩

大阪大学理学部宇宙地球

概 要

ガンマ線バーストは、宇宙でもっとも明るく、もっとも相対論的な天体である。1997年にガンマ線バーストは、X線、可視光、電波で長く輝く残光 (afterglow) を伴っているのが発見され、ガンマ線バーストの理解が、近年、飛躍的に進んだ。現在では、超相対論的速度のフローが、ガンマ線バーストの発生に深く関係していると一般に考えられている。これまで技術的問題により、バーストから数時間以降でしか残光は観測されなかったが、新しいX線観測衛星 HETE や大型のロボット望遠鏡の登場により、初期の残光も観測可能となる。ここでは、逆行衝撃波からの放射について述べる。

1 はじめに

ガンマ線バーストとは、100 keV 前後のガンマ線が数ミリ秒から数百秒間バースト的に1日に数回宇宙からやってくる現象である。米国の軍事衛星が冷戦時に偶然発見してから30年間、我々の銀河内の現象なのか、宇宙の果てで起こっている現象なのかと言ったことすら不明であった。しかし1997年イタリア、オランダのX線観測衛星 BeppoSAX のブレークスルーにより、ガンマ線バーストは残光を伴っているのが発見され、ガンマ線バーストの理解が飛躍的に進んでいる [1)]。

現在では、残光のスペクトルやバースト源が属する銀河のスペクトルの観測から、ガンマ線バーストが100億光年程度の宇宙論的な距離で起こっていることがはっきりとした [2)]。観測されているバーストの明るさを、宇宙論的距離にある線源で説明するためには、莫大なエネルギーが必要である。明るいものでは、等方的に放射が出ているとすると、太陽質量程度のエネルギーが数十秒で放出されていることになる。このエネルギー放出率は、宇宙の全ての銀河のエネルギー放出率を合わせたものと同じかそれ以上になっている。つまり、ガンマ線バーストは、宇宙でもっとも激しく、明るい現象である。

高エネルギー光子を含む莫大なエネルギーが、バーストのすばやい時間変動から推測される小さな線源領域に放出されると電子陽電子対が多数生成される。線源は光学的に厚くなり、スペクトルは熱的なものとなるはずである。しかし観測されているスペクトルは、高エネルギー側にベキ則で延びていて、電子陽電子対生成の閾値となる 1MeV 以上のエネルギーをもつ光子を多数含む。この矛盾は、コンパクトネス問題と呼ばれ、この問題をいかにして克服するかが、ガンマ線バーストを理解

する上で重要な鍵となった。歴史的には宇宙論的なモデルを排除する意味でコンパクトネス問題は提起されたのだが、線源がローレンツ因子 $\Gamma \sim 100$ 程度の相対論的速度で膨張していれば問題が起こらないことが、80年代に示された[1]。

現在、ガンマ線バーストの標準的なモデルとなっている火の玉モデルとは次のようにいくつかのステップからなるシナリオのことである。まずコンパクトなエンジン(エネルギー供給源)から、大量のエネルギーが発生、光子、電子、陽電子からなる火の玉が生まれる。火の玉の膨張につれて内部エネルギーが、火の玉にわずかに含まれるバリオンの運動エネルギーに変換され、相対論的速度で膨張する球殻が形成される。球殻が広がって光学的に薄くなったところで、その運動エネルギーが衝撃波により再度内部エネルギーにもどされる。最後にその内部エネルギーがシンクロトロン放射される。

ここでは、相対論的速度の球殻の起源を、少量のバリオンが混入した火の玉とした。しかし観測にかかるのは、そのような球殻が形成された後の時期だけなので、加速メカニズムとしては、何か他のものでもかまわない。火の玉モデルの本質は、物質が $\Gamma \sim 100$ 程度の相対論的速度で膨張する過程でどのように衝撃波を起こし、エネルギーを放射するかということである。エンジンとしては、中性子星連星の合体、大型の超新星爆発、マグネター(超強磁場をもったパルサー)といった説があるが、どれもまだ決め手に欠ける。しかし最近、ガンマ線バーストが、星形成領域でおこっているという観測や、超新星との関係を示唆する観測がなされ、大質量星との関係が盛んに議論されるようになっている[2]。

2　火の玉モデルと時間スケール

衝撃波ができる原因としては、多くの球殻がいろいろな速度で広がるために内部で衝突が起こること、球殻が膨張して周りの星間物質に衝突していくことの2種類が考えられる。前者によるものを内部衝撃波、後者によるものを外部衝撃波と呼ぶ。ガンマ線バーストは、内部衝撃波によると考えられているが、内部衝撃波は、球殻の膨張を完全に止めることができない[3]。球殻は星間物質中をさらに膨張して外部衝撃波により減速を受ける。したがってガンマ線バーストの後に、外部衝撃波が生み出すゆっくりと変化する放射が見られるはずである。これが残光である。

球殻は、相対論的な速度で膨張していることから、バースト源で物事が起こっている時間スケールと我々が観測する時間スケールは大きく異なっている。エンジンは、10秒程度の間に多数の球殻を放出する(図を見よ)。球殻は、1時間程度掛けて半径 10^{14}cm 程度まで膨張して内部衝撃により、ガンマ線バーストを生成する。さらに球殻が数日掛けて 10^{16}cm 程度まで膨張した後に残光が発生する。しかし、球殻は、ほぼ光速で膨張しているので、観測者には、バーストと残光の始まりが、ほぼ同時となり得る。また、エンジンが球殻を放出する時間スケールが、バーストの継

続時間を与える。

これまで、X線観測衛星BeppoSAXの技術的問題により、バーストから数時間以内の初期残光を観測することができなかった。この時期は残光がまだ明るく、物理的にもおもしろい観測が出てくるはずである。現在の残光理論は非常にシンプルで、観測を非常によく説明するが、それはこれまで観測が行われてきた時期の外部衝撃波が少ないパラメータにより決定されることによる。つまりエンジン、火の玉の情報の大部分が、すでに失われている時期しかこれまで観測できなかったとも言える。新しいX線観測衛星HETEや、ロボット光学望遠鏡の登場により、観測の空白期は埋められつつある。

3 閃光

衛星でバーストのトリガーがかかると、その天球上の位置が数秒内にネットワークを通じて全世界に発信される。その信号に自動的に反応してバースト方向を向く可視光望遠鏡ROTSEが、GRB 990123のバースト中に最大9等級という閃光 (optical flash) を発見した。ROTSEにより観測された閃光は、t^{-2} で減衰したのに対して、大型望遠鏡で観測が始まった数時間後以降の残光の減衰は、通常の t^{-1} の振る舞いであった。またこのバーストの電波残光は、バーストから1日後に輝き (電波フレアー) すぐに暗くなるといった速い変化を見せた。

この閃光、電波フレアーは、逆行衝撃波からの放射として説明できる。逆行衝撃波が球殻を横切り終わった時、球殻と順行衝撃波を受けた星間物質の接触面で圧力、速度が等しいことから、内部エネルギーの密度は等しい。しかし球殻の質量密度の方が大きいので、物質中の電子1個当たりのエネルギーは、球殻の方少ない。このことから順行衝撃波がX線で光るのに対して逆行衝撃波は可視光で光る。球殻は膨張するにつれて、速度と温度が下がるので、そこからの放射の振動数、明るさも下がる。電波フレアーは、断熱膨張した球殻からの放射として解釈できる[4]。

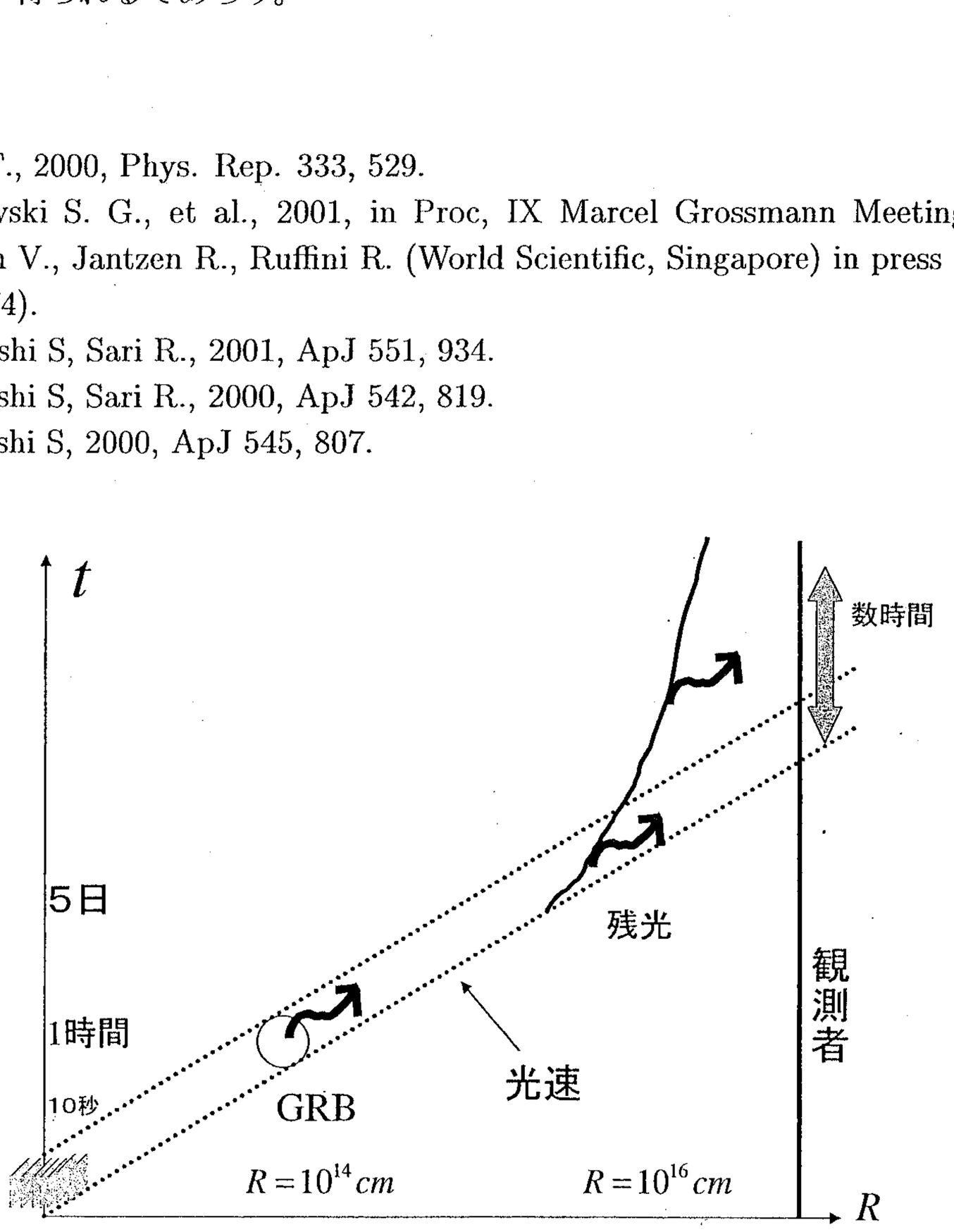
逆行衝撃波からの放射としてGRB990123の閃光は、よく説明できるが、これまでそのような閃光は、GRB990123でしか観測されていない。(電波フレアーと解釈できる例は多数あるのだが。) なぜGRB990123でしか見つかっていいないのであろうか?まずGRB990123は、典型的なバーストよりも100倍以上明るいことから、典型的なバーストよりも明るい閃光を放つと考えられる。しかし、ROTSEグループは、位置が精度良く決まった6個のイベントについて、閃光が見られなかったことを報告している。特に、その内の2つのイベントについては、閃光の明るさがバーストの明るさに比例しているなら、検出できる感度で観測を行っていた。

検出されない理由としてまず考えられるのは、線源まわりのダストによる減光である。X線残光が観測され、位置が精度良く決まったバーストの内、可視光残光が観測されているのは、半分程度である。今後の赤外残光観測により何らかの示唆が

得られるかもしれない。また、球殻の流体力学を議論することにより、逆行衝撃波が球殻系でローレンツ因子$\gamma \sim 2$程度で伝播する時が、もっとも閃光が明るくなることが示せる[5]。GRB990123の閃光観測から球殻の物理量を評価すると、ちょうどこの明るい閃光を生み出す場合になっている。GRB990123は、非常に幸運なイベントだった可能性がある。今後、閃光が観測されればエンジンやその周りの環境に対して制限が得られるであろう。

参考文献

1) Piran T., 2000, Phys. Rep. 333, 529.
2) Djorgovski S. G., et al., 2001, in Proc, IX Marcel Grossmann Meeting, eds. Gurzadyan V., Jantzen R., Ruffini R. (World Scientific, Singapore) in press (astro-ph/0106574).
3) Kobayashi S, Sari R., 2001, ApJ 551, 934.
4) Kobayashi S, Sari R., 2000, ApJ 542, 819.
5) Kobayashi S, 2000, ApJ 545, 807.



狭輝線1型セイファート銀河核のスペクトルモデル
—ブラックホールの成長時間の評価 —

川口 俊宏 (京都大 宇宙物理学教室 / オクラホマ大 物理天文学教室)
kawaguti@kusastro.kyoto-u.ac.jp

狭輝線1型セイファート銀河 (NLS1) は、活動銀河核の中でも比較的小さなブラックホール質量 ($M_{\rm BH}$) と、より大きなガス降着率 [降着率 $\dot{M}$ を Eddington 光度の単位 ($L_{\rm Edd}/c^2$) で規格化した $\dot{m} \equiv \dot{M}/(L_{\rm Edd}/c^2)$ が大きいの意] を持つと考えられつつある。

今回、NLS1 の中でも特に大きい $\dot{m}$ を持つ天体、PG1448+273 について、光学的に厚い移流優勢降着流モデルを適用した。$M_{\rm BH}$ は、水素の Balmer 線幅への光電離モデルによる見積もりと、バルジ質量からの見積もりの相乗平均から、$10^{6.5}$ 太陽質量とした。

降着流を遷音速流として解く事、電子散乱によるスペクトル変形 (ガスの不透明度及び Comptonization)、重力/横ドップラー赤方偏移を同時に取り入れる事で、初めて NLS1 で観測される可視光–軟 X 線域スペクトルを再現する事に成功した (図 1)。

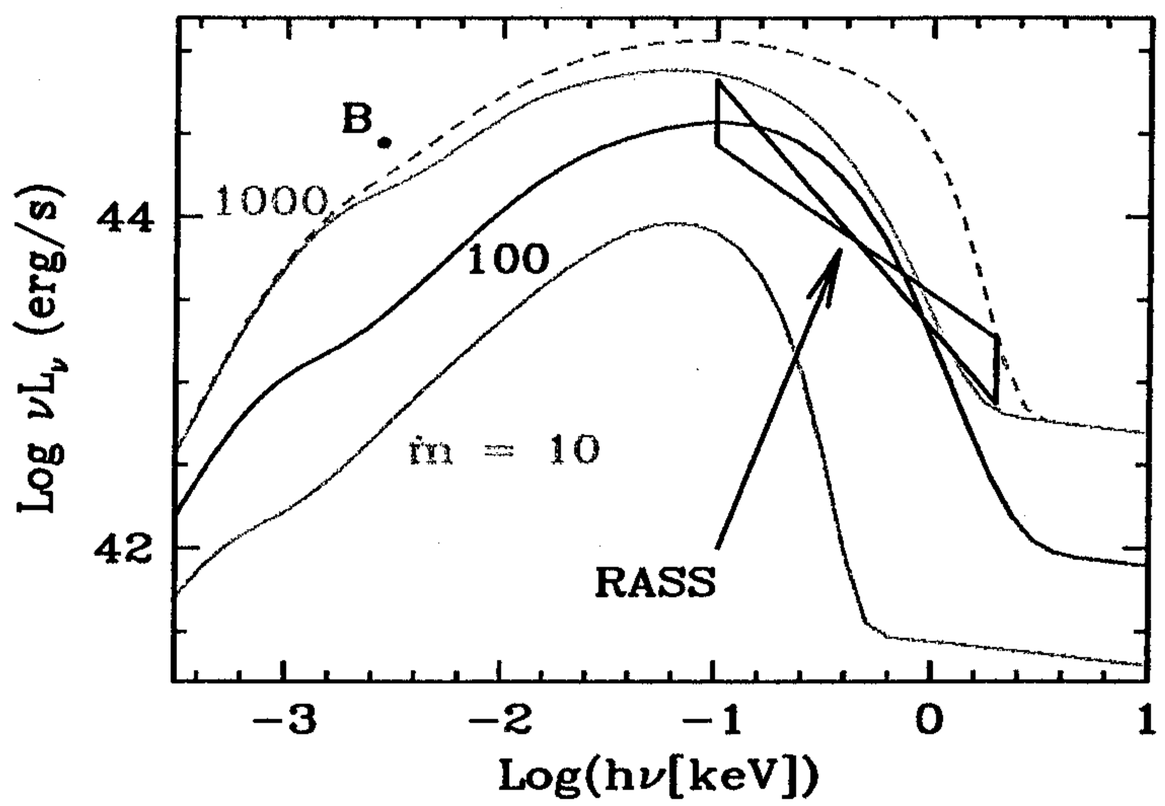


図 1: PG1448 の観測される光度 [可視光 (B) と軟 X 線 (RASS)] とモデルとの比較。実線は、$\dot{m}$ が、下からそれぞれ 10、100、1000。最後のケースが最も観測をうまく再現できる事が分かった。破線は、従来のモデル (Mineshige, Kawaguchi et al. 2000) での $\dot{m} = 1000$ の場合で、観測される可視光–軟 X 線スペクトルを再現する事が難しい。

ここで、中心核が活動銀河核として輝き出してからの経過時間として、$t_{\rm BH} \equiv M_{\rm BH}/\dot{M} = 5 \times 10^8\, \dot{m}^{-1}$ 年を目安にする。すると高い $\dot{m}$ を持つ NLS1 は、中心ブラックホールが形成されて間もない天体と考えられる。特にその中でも $\dot{m}$ の大きい (~ 1000)PG1448 では、ブラックホールの成長に要した時間 ($t_{\rm BH}$) は、約 10^6 年と評価され、最年少の活動銀河核候補である。この天体は、巨大ブラックホールの形成、バルジ形成、およびそれらの相関関係の起源を調べる上で理想的な天体である。

Narrow Line Type I QSO(NLQSO1) の理論モデル

川勝 望 (筑波大)、梅村 雅之 (筑波大)、森 正夫 (専修大)

E-mail:kawakatu@rccp.tsukuba.ac.jp

1 Introduction

Type I Seyfert (Sy1) は、broad line region (BLR) の線幅 2000km/s を境に 2 つのクラスに分かれ、線幅が 2000km/s 以下の Sy1 を "Narrow Line Type I Seyfert (NLSy1)" と呼んでいる。最近の精力的な理論的、観測的研究から、NLSy1 はブラックホール成長段階の Sy1 であることが示唆されてきた。high-z QSO1 の場合も同様にブラックホール成長過程にある QSO1 の存在が理論的に予想できるが、どのような物理状態にあるか良く分かっていない。このような high-z NLQSO1 (以下、単に NLQSO1 と略す) の性質を明らかにすることは、銀河形成期の AGN 形成を研究する上で重要である。そこで、我々は NLSy1 の観測事実を手がかりに NLQSO1 の理論モデルを構築することで、通常の QSO1 (BLQSO1) と異なる NLQSO1 host galaxy の性質に対して予言を行なう。また、このような性質を持つ銀河が実際どのような天体と対応するのかについて触れる。

2 NLQSO1 の理論モデル

まず、球状分布の系で巨大ブラックホール形成が可能な物理過程として、我々はバルジ星からの「輻射抵抗」の効果に注目した。銀河バルジ形成がスターバーストで始まったとすると、銀河風が吹くまでは光学的に厚い状況が実現される。このような状況下において、輻射抵抗による角運動量輸送が有効に働くことは我々の以前の研究で確かめられている (Umemura 2001; Kawakatu & Umemura 2002)。これによると、銀河中心に降着できるガスの質量 $M_{\rm MDO}$ は、$M_{\rm MDO} = \eta \int_0^{t_{\rm w}} \frac{L_{\rm bulge}}{c^2} \simeq \epsilon M_{\rm bulge}$。ここで、$t_{\rm w}$ は銀河風の時間スケール、$L_{\rm bulge}$、$M_{\rm bulge}$ はそれぞれ銀河バルジの光度と質量、$\eta = 0.34$、$\epsilon(= 0.007)$ はそれぞれ輻射抵抗の最大効率、水素からヘリウムのエネルギー変換効率を表している。一方、ブラックホール自身の成長は Eddington 質量降着率で制限されているとすると、$M_{\rm BH} = M_0 e^{\nu t/t_{\rm Edd}}$。ここで、$M_0 = 10^{2-5} M_\odot$, $\nu = \dot{M}_{\rm BH}/\dot{M}_{\rm Edd} = 0.1 \sim 1$, $t_{\rm Edd} = 1.9 \times 10^8 {\rm yr}$ である。次に、銀河バルジの化学進化に関して現在の銀河バルジの色ー等級関係を再現する銀河風モデルを採用する。この現実的な化学進化モデルを輻射流体方程式に取り入れることで、定量的に質量、光度、色、金属量等の時間変化を見積った。最後に、本講演では NLQSO1 と BLQSO1 とを分ける条件として、NLSy1 の類推から BLR の線幅 2000km/s を用いた。

3 結論

我々の提案した理論モデルによると NLQSO1 は次のような天体であることが予言される。

(1) $L_{\rm AGN}/L_{\rm bulge} < 1$、(2) host galaxy の静止系での色 B-V が BLQSO1 host galaxy と比べて 0.5 等級程度青い、(3) super-solar metallicity である。

このような性質を持つ NLQSO1 host galaxy の正体として、I) 新種の天体、II) すでに high-z で観測されている天体 (high-z ULIRG) が考えられる。今後は II) の可能性に注目して研究を進める予定である。

References

[1] Kawakatu N., & Umemura M., 2002, MNRAS, 329, 572

[2] Umemura M., 2001, ApJ, 560, L29

Photon-trapping effect in black-hole accretion flow
—超臨界降着流の特徴と slim disk の妥当性について—

京都大学基礎物理学研究所　大須賀 健

Luminosity reduction:

Photon-trapping とは円盤内部で発生した輻射エネルギーが、円盤表面から即座には解放されずにガスもろとも下流へ流される現象である。流されたエネルギーの一部がそのままブラックホールに落ち込むため、光度を下げる効果がある。この photon-trapping は発生した輻射エネルギーが円盤表面に伝わるまでの time lag が無視できない状況、即ち、radiative diffusion timescale が accretion timescale より長くなる場合に顕著になる。この条件は超臨界降着流 ($\dot{m} \equiv \dot{M}c^2/L_{\rm E} > 1$) で満たされる [$\dot{M}$:質量降着率、$L_{\rm E}$:Eddington 光度]。

我々は輻射輸送を解き、降着流中でのエネルギー伝搬を調べた。粘性発熱が円盤の赤道面付近で起こる場合 (model A) と円盤全体で一様に起こる場合 (model B) の二つのモデルを採用した。図 1 に質量降着率に対する光度の変化を示した。数値シミュレーションの結果を丸 (model A) と四角 (model B)、解析的見積もりを太い実線と破線、energy-conversion efficiency, $\eta \equiv L/(\dot{M}c^2)$, を一定と仮定した場合を細い実線で示してある。超臨界降着流での光度は質量降着率に比例せず、model A では $\propto \dot{m}^0$、model B では $\propto \dot{m}^{1/2}$ となることがわかる。これが photon-trapping 効果による光度の低下を示している。

Slim disk との比較:

超臨界降着流を記述する定常解として広く知られている slim disk は、photon-trapping 効果を考慮するため、エネルギー方程式に移流冷却項を導入している。しかし、肝心の輻射冷却率を $\sim \sigma T_{\rm c}^4/\tau$ と同じ半径での赤道面の温度 ($T_{\rm c}$) 及び円盤の光学的厚み (τ) から見積もっている。この関係式は diffusion timescale が accretion timescale より十分短い場合にのみ成り立つ式である。したがって、slim disk の方程式系では photon-trapping 効果を物理的に正しく取り扱っていないことになる。

Slim disk（点線: Watarai et al. 2001）は赤道面付近で粘性発熱が起こると仮定しているので、直接比較すべきは model A であるが、図 1 で分かるように、光度を大幅に過大評価している。この過大評価は Eddington 光度を超える前からすでに起こる。また、比較的 photon-trapping が起こりづらい model B と比較しても slim disk は $\dot{m} = 10^{1-3}$ の範囲で光度を過大評価している。

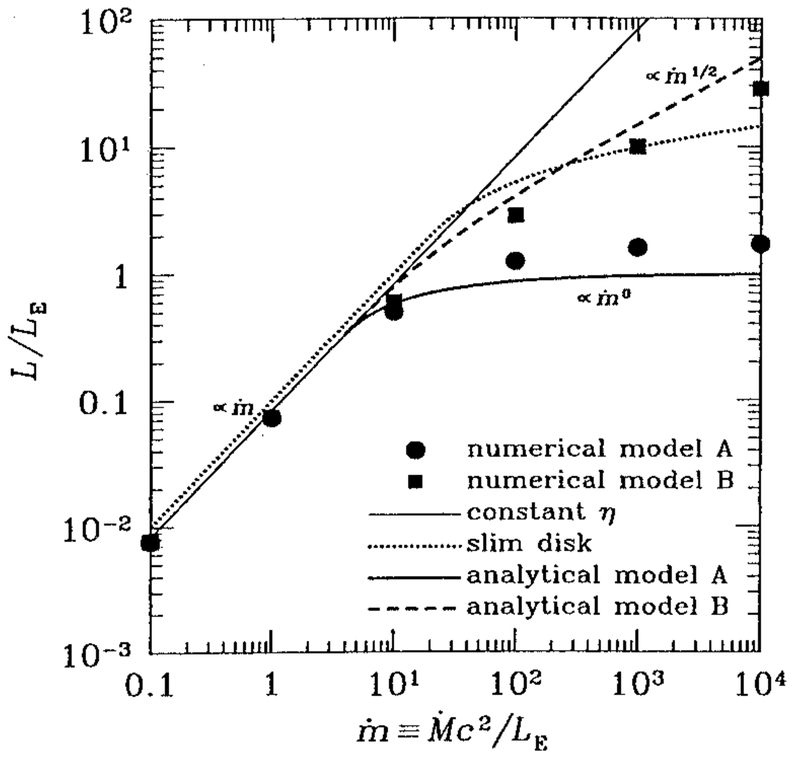


図 1: 質量降着率と光度の関係

Photon-trapping 効果は円盤の表面温度分布を通じて SED にも大きな影響を与える。表面温度分布は model A では slim disk よりも flat に ($T \propto r^{-p}; p < 1/2$)、model B では slim disk より steep であるが、standard disk よりも flat に ($1/2 < p < 3/4$) なる (Ohsuga et al. 2002)。

超臨界降着流の光度、SED を正しく求めるためには、slim disk では不完全であり、photon-trapping 効果をフルに取り入れる必要がある。

References

Ohsuga, K., Mineshige, S., Mori, M., & Umemura, M. 2002, submitted to ApJ

Watarai, K., Mizuno, T., & Mineshige, S. 2001, ApJ, 549, L77

GRB輻射機構
~PHOTOMESON PROCESSES IN GAMMA-RAY BURSTS~

浅野勝晃、高原文郎（大阪大学）

1 Introduction

Since the origin of the GRB energy is the dissipation of the kinetic energy, protons may carry a much larger amount of energy than electrons initially. In the standard GRB model, it has been considered that a large fraction of protons' energy in the shocked region is transfered to electrons, and the synchrotron radiation is emitted by the relativistic electrons. However, the standard model has many problems to solve. For example, the clustering of the break energies is one of them. The synchrotron model cannot well explain the low-energy power-law index of GRB spectra. The point we notice in this paper is that the Coulomb interaction cannot transport protons' energy into electrons to achieve energy equipartition (Totani 1999). The time scale of the Coulomb interaction is much longer than the dynamical timescale.

In this paper, we consider the case that protons' energy in the shocked region cannot be efficiently transfered to electrons that primarily exist, and the emission from the electrons is negligible. We notice the Fermi accelerated protons that may have a large fraction of the internal energy. The physical conditions in GRBs imply that protons may be Fermi accelerated to high energies. Assuming the accelerated protons have a large fraction of the internal energy, we discuss the emission from the particles produced from the high energy protons.

2 Residue of the Radiation Field in the Fireball

The internal shock model can be described by collisional shells accelerated by the fireballs. In the radiation-dominated phase, the radiation energy density in the fireball behaves as $e \propto r^{-4}$, and the Lorentz factor γ of the fireball increases in proportion to r (Piran, Shemi & Narayan 1993). In the matter-dominated regime the radiation energy density declines as $e \propto r^{-8/3}$ and the shell coasts with $\gamma = \eta \equiv E/Mc^2$, where M and E are the baryon rest mass and total energy of the fireball, respectively. The fireball becomes optically thin at the Thomson photosphere $R_{\rm ph} = \sqrt{(\sigma_{\rm T} M)/(4\pi m_{\rm p})}$, where $\sigma_{\rm T}$ is the Thomson cross section. The photosphere becomes 6×10^{12}-6×10^{13} cm for the range $Mc^2 = 10^{48}$-10^{50} ergs. The radius of the photosphere is comparable to the typical radius where the internal shocks occur. The initial volume of the fireball is expressed as Δ^3 where Δ is the shell width in the observer frame. Then we obtain the temperature of the residual radiation field at the photosphere as

$$T = 130(\eta_3 \Delta_7 M_{48})^{-1/12} \quad \text{eV}, \tag{1}$$

where $\eta_3 = \eta/10^3$, $\Delta_7 = \Delta/10^7$ cm, and $M_{48} = Mc^2/10^{48}$ ergs. The parameter dependence of the temperature is very weak. The shell coasts $R_{\rm csc} \equiv 2\eta^2\Delta \sim 2 \times 10^{13}\Delta_7\eta_3^2$ cm from the photosphere before the photon field escapes from the shell. Since the collision radius is comparable to $R_{\rm esc}$ for the rapid shell with $\eta \sim 10^3$, internal shocks can occur in the thermal radiation field with temperature ~ 100 eV.

Since the radiation field in the slower shell escapes immediately, we discuss only the reverse shocked region in the fluid's rest frame below. Internal shocks are mildly relativistic. We suppose the Lorentz factor $\gamma_{\rm R}$ of the reverse shock observed from the rapid shell's rest frame is about 2-3. From the jump condition, the shell width in the comoving frame is $l = \Delta\gamma_r/(4\gamma_{\rm R} + 3) \sim 10^9\Delta_7\eta_3$ cm. Hereafter we assume the internal shocks occur around the photosphere.

Then the internal energy density in the shocked shell is obtained as $U = (\gamma_{\rm R} - 1)(4\gamma_{\rm R} + 3)m_{\rm p}c^2/(\sigma_{\rm T}\eta\Delta)$. As conventionally assumed, if the constant ratio $f_{\rm B}$ of the internal energy U goes into the magnetic field, we obtain the magentic field at the photosphere as $B = \sqrt{8\pi f_{\rm B} U}$. If we assume $(\gamma_{\rm R} - 1)(4\gamma_{\rm R} + 3) \sim 10$, $B \sim 2 \times 10^6 \Delta_7^{-1/2} \eta_3^{-1/2}$ G for $f_{\rm B} = 0.1$.

The power-law distributed protons may have a large fraction of the internal energy. The thermal photons interact with these protons and produce photopions. The Lorentz factor of the typical protons that interact with the thermal photons is $\gamma_{\rm p,typ} = \varepsilon_{\rm th}/T$, where $\varepsilon_{\rm th} \sim 145$ MeV is the threshold energy of the photon in the proton rest frame. The typical energy of protons becomes $E_{\rm p,typ} \sim 10^{15}$ eV for $T = 100$ eV. We approximate the photopion production cross section (e.g. Stecker 1968) by a broken power-law profile. Then the optical depth of protons is $\sim 8(l/10^9{\rm cm})$ for $E_{\rm p} = E_{\rm p,typ} \sim 10^{15}$ eV. Therefore almost all the protons of 10^{15}-10^{16} eV produce π^0s and $\pi^{\pm}$s.

Since the inelasticity is about 20%, the typical energy of pions should be 10^{14}-10^{15} eV. The created π^0s decay immediately into gamma-rays. On the other hand, the life time of $\pi^{\pm}$s (~ 0.2 sec for 10^{15} eV) is longer than the dynamical time scale $l/c \sim 0.03$ sec because of the large Lorentz factor. Assuming the magnetic field $B \sim 10^6$ G, the cooling time ($\sim 2 \times 10^{-3}$ sec for 10^{15} eV) is short enough. Pions of 10^{14}-10^{15} eV emit photons of 10^7-10^9 eV.

These high energy photons emitted from π^0s or $\pi^{\pm}$s create electron-positron pairs. For $l = 10^9$ cm, the photons from $\varepsilon_\tau = 3 \times 10^8$ eV to 4×10^{14} eV create electron-positron pairs. The optical depth is larger than one in this energy range. Reiterating the pair creation and the synchrotron radiation, these high energy photons cascade into the low energy pairs. As electron-positron pairs cascade, the number density of pairs roughly distribute as $n_\pm \propto \gamma_\pm^{-3}$. The threshold energy ε_τ for the pair-creation should roughly correspond to the typical energy of electron-positron pairs. The typical energy of the synchrotron emission is $\varepsilon_\pm \sim 4(B/10^6{\rm G})$ keV. These typical photons will be blueshifted by the relativistic motion of the shocked shell ($\gamma_m \sim 100$) and observed as few hundreds keV.

3 Emission from Cascading Particles

As was discussed in section 2, the residue of the radiation field in the fireball can be a trigger of the emission from the cascading particles. The photon field due to the cascading particles itself will overwhelm the thermal radiation field later. The physical condition of the cascading particles may be derived from the photon field emitted from the particles themselves. In this case ε_τ we mentioned in the last section is not the typical energy of particles. For simplicity, we assume that the ratio f_γ of the internal energy U in the shocked shell goes into the radiation field, and the photon number density obeys the power-law distribution as $n(\varepsilon_\gamma) = (\alpha - 2)(f_\gamma U)/(\varepsilon_0^2)(\varepsilon_\gamma/\varepsilon_0)^{-\alpha}$ for $\varepsilon_\gamma \geq \varepsilon_0$. Of course, this will not be generally consistent with the radiation field that will be finally derived. As will be shown below, however, the typical energy of the cascading particles is not much sensitive to the shape of the spectrum. The typical energy of the cascading particles is depend on mainly f_γ. In this photon field, the optical depth for the photopion process is analytically obtained as $\tau_\pi(\gamma_{\rm p}) \propto f_\gamma \varepsilon_0^{\alpha-2} \gamma_{\rm p}^{\alpha-1}$. We define $\gamma_{\rm p,\tau}$ as $\tau_\pi(\gamma_{\rm p,\tau}) = 1$. Since $\gamma_{\rm p,\tau} \propto f_\gamma^{1/(\alpha-1)} \varepsilon_0^{(2-\alpha)/(\alpha-1)}$, the threshold Lorentz factor $\gamma_{\rm p,\tau}$ is almost independent of ε_0, if $\alpha \sim 2$. If $\alpha = 2.2$ and $\varepsilon_0 = 1$ keV, all protons, whose energy is larger than $\gamma_{\rm p,\tau} m_{\rm p} c^2 = 10^{13}(f_\gamma/0.3)^{-5/6}$ eV, produce photopions. The total cross sections of $\gamma + p$ and $\gamma + n$ reactions are almost equal. Since the inelasticity is about 0.2, all energy of protons $\geq 5 \times 10^{13}$ eV goes to photopions.

The produced π^0s decay into gamma-rays. As is tha cese in the thermal photon field, the photons in the power-law photon field cascade into the low energy pairs. The opotical depth

for the pair creation is analytically obtained as $\tau_{\gamma\gamma} \propto f_\gamma \varepsilon_\gamma^{\alpha-1} \varepsilon_0^{\alpha-2}$ by a similar way of the case for the photopion process. If $f_\gamma \sim 0.3$, photons with energy ≥ 1 MeV cannot escape from the shell because of the large optical depth for the pair creation. Reiterating the pair creation and the synchrotron radiation, the fast cooling in the steady state makes the electron-positron pairs distribute as $n_\pm \propto \gamma_\pm^{-3}$. The created pairs above ~ 1 MeV may distribute in a monotonic fashion. Since there is no reason for making a discontinuity in the distribution of the electron-positron pairs above 1 MeV, only the self absorption frequency corrsponds to a break of the spectrum. It is very difficult that the self-absorption frequency reaches the X-ray band.

However we can expect that the charged pions have larger energy fraction than the neutral pions. Muons cool down through the synchrotron and inverse Compton mechanisms. The muons, whose energy is smaller than $10^{12}(l/10^9\mathrm{cm})^{1/2}((f_\gamma + f_\mathrm{B})/0.4)^{-1/2}$ eV, should decay into electrons before they cool down. Almost all muons lose their energy before decaying. The cooling time is $t_{\mu,\mathrm{cool}} \sim 0.03(l/10^9\mathrm{cm})^{1/2}((f_\gamma + f_\mathrm{B})/0.4)^{-1/2}$ sec that is comparable to the dynamical time scale l/c. The typical energy of muons' synchrotron radiation is ~ 20 keV for $l = 10^9$ cm, $f_\gamma = 0.3$, and $f_\mathrm{B} = 0.1$. This energy should be blueshifted by the relativistic motion of the shocked shell ($\gamma_m \sim 100$) and observed as $\sim$ MeV. We cannot observe emission from the cooled muons. This is favorable for the observed sharp break and low-energy power-law index of GRB spectra.

4 Conclusions

The purpose of our attempt is to examine whether the fireball model can reproduce GRBs without the energy transfer from protons to the primal electrons. The Fermi accelerated protons with $\geq 10^{13}$ eV bring their energy into pions. If protons of number fraction ζ are accelerated and distributed as $n_\mathrm{p} \propto E_\mathrm{p}^{-p}$ and have the energy of the fraction ξ of the internal energy, the energy fraction of pions is obtained by

$$f_\pi \sim \left(\frac{p-2}{p-1}\right)^{p-2} \zeta^{2-p} \xi^{p-1} \left(\frac{E_\mathrm{p,typ}}{m_\mathrm{p} c^2}\right)^{2-p} \tag{2}$$

$$= 0.3 \left(\frac{\zeta}{0.01\%}\right)^{-0.2} \left(\frac{\xi}{50\%}\right)^{1.2} \left(\frac{E_\mathrm{p,typ}}{10^{13}\mathrm{eV}}\right)^{-0.2}, \tag{3}$$

for $p = 2.2$. The particles cascaded from the pions emit photons in a wide energy range. The muons can emit gamma-rays by the synchrotron and reproduce the sharp break in the spectrum. However, a significant amount of radiation due to the electron-positron pairs contaminates the spectrum. The emission from the pairs has no sharp break in the range of gamma-ray band.

The radiation due to the photopion production may occur, even if the energy transfer from protons to the primal electrons is admitted by unknown processes. If an internal shock occurs at a smaller radius, the efficiency of the photopion production becomes higher and the flux due to the cascading particles can be considerable in comparison with those emitted from the primal electrons. The contribution of the cascading particles may produce an anomalous spectrum like the "X-ray rich GRB" or GRB precursor.

References

Piran, T., Shemi, A., & Narayan, R. 1993, MNRAS, 263, 861

Stecker, F. W. 1968, Phys. Rev. Lett., 21, 1016

Totani, T. 1999, MNRAS, 307, L41

Ultra Fast Self-Compton Cooling

Kunihito Ioka
Department of Earth and Space Science, Osaka University, Toyonaka 560-0043, Japan

We investigate the synchrotron self-Compton process (in which seed photons for inverse Compton emission is supplied by synchrotron emission) in the plane-parallel shell taking the shock structure into account. We find that in fast cooling (when the electron cooling time Δt_{cool} is shorter than the shock crossing time Δt_{dyn}) the one-zone approximation underestimates the energy density of the seed soft photons by a factor of $\sim \ln(\Delta_{dyn}/\gamma\Delta_{cool})$, where γ is the Lorentz factor of the shock in the shocked fluid frame. This factor may be order of unity (e.g., $\ln f \sim \ln 10^6 \sim 14$ in gamma-ray bursts) so that inverse Compton may cool electrons "ultra" fast in such as gamma-ray bursts, blazars and microquasars.

I. INTRODUCTION

Relativistic shocks often arise in astrophysics when a faster flow hits upon a slower one such as in gamma-ray bursts (GRBs) (e.g., Piran 1999), blazars (e.g., Inoue & Takahara 1996; Kino, Takahara & Kusunose 2002), microquasars (e.g., Levinson & Waxman 2001; Kaiser, Sunyaev & Spruit 2000) and so on. In the relativistic shocks, the kinetic energy of the flow turns into the internal one, and some fraction of the internal energy is distributed to electrons and magnetic fields. The electrons are accelerated in the shock front to a power law distribution, while the magnetic fields are amplified by the shocks. Under these conditions, the accelerated electrons radiate nonthermal emission, such as synchrotron and inverse Compton emission. In this Letter we will consider the synchrotron self-Compton process, in which synchrotron photons from the electrons are the seed photons to be scattered.

The ratio of the inverse Compton to synchrotron luminosity Y is one of the most important quantity. Since the nonthermal spectrum of the GRBs or the blazars indicates that the sources are optically thin, only a negligible fraction of synchrotron photons is scattered. However, depending on the parameters, the Compton to synchrotron ratio Y can be larger than unity so that the ratio Y is essential for the estimate of the total energy. In fact, for example, if the TeV signal detected by the Milagro group is truly from GRB 970417a, the TeV fluence must be at least 10 times greater than the sub-MeV fluence of this GRB (Atkins et al. 2000). The ratio Y also affect the cooling time of the electrons. Furthermore the ratio Y may be important for the plasma physics, if we inversely estimate the physical parameters from the observed ratio of the inverse Compton to synchrotron luminosity.

So far the Compton to synchrotron ratio Y has been estimated from the one-zone argument as follows (Sari, Narayan & Piran 1996; Panaitescu & Kumar 2000; Sari & Esin 2001). Let us consider hereafter the fast cooling regime, that is, all the electron energy is radiated away within a dynamical time, and only single scatterings assuming that the higher order inverse Compton is suppressed by the Klein-Nishina effect (Rybicki & Lightman 1979). Assuming the isotropic distribution of electrons, the ratio Y is equal to the ratio of the energy density in soft radiation to magnetic field energy density (Rybicki & Lightman 1979). Then, we have

$$Y \equiv \frac{L_{IC}}{L_{syn}} = \frac{U_\gamma}{U_B} = \frac{U_{syn}}{U_B} = \frac{U_e/(1+Y)}{U_B} = \frac{\epsilon_e}{\epsilon_B(1+Y)}, \quad (1)$$

where U_γ, U_{syn}, U_B and U_e are the energy density of the seed photons, the synchrotron radiation, the magnetic fields, and the relativistic electrons, respectively. The parameters ϵ_e and ϵ_B are fractions of shock energy that go into the electrons and the magnetic energy, respectively. The solution of the equation (1) is

$$Y = \frac{-1+\sqrt{1+4\epsilon_e/\epsilon_B}}{2}, \quad (2)$$

so that we have

$$Y = \begin{cases} \frac{\epsilon_e}{\epsilon_B}, & \text{if } \frac{\epsilon_e}{\epsilon_B} \ll 1, \\ \left(\frac{\epsilon_e}{\epsilon_B}\right)^{1/2}, & \text{if } \left(\frac{\epsilon_e}{\epsilon_B}\right)^{1/2} \gg 1. \end{cases} \quad (3)$$

At present the parameters ϵ_e and ϵ_B are highly uncertain.

In this Letter, we will show that the formula (3) is not applicable when the shock crossing time Δt_{dyn} is much longer than the electron cooling time Δt_{cool}, i.e., in the fast cooling case $f \equiv \Delta t_{dyn}/\Delta t_{cool} \gg 1$. In this case we will find that the formula is given by

$$Y = \begin{cases} \frac{\epsilon_e \ln(f/\gamma)}{\epsilon_B}, & \text{if } \frac{\epsilon_e \ln(f/\gamma)}{\epsilon_B} \ll 1, \\ \left[\frac{\epsilon_e \ln(f/\gamma)}{\epsilon_B}\right]^{1/2}, & \text{if } \left[\frac{\epsilon_e \ln(f/\gamma)}{\epsilon_B}\right]^{1/2} \gg 1, \end{cases} \quad (4)$$

taking the shock structure into account. Here γ is the Lorentz factor of the shock in the shocked fluid frame.

The correction factor $\ln(f/\gamma)$ in equation (4) may be order of unity. For example, let us consider the internal shocks of the GRBs (e.g., Piran 1999). The photon energy density may be estimated as $U_\gamma \sim L/4\pi r^2 c\Gamma^2 \sim 10^{10} L_{52} r_{13}^{-2} \Gamma_2^{-2}$ ergcm^{-3} where $L = 10^{52} L_{52}$ ergs^{-1} is the observed luminosity, $r = 10^{13} r_{13}$ cm is the distance from the center at which the internal shocks take place, and $\Gamma = 10^2 \Gamma_2$ is the Lorentz factor of the shell. Then the cooling time is given by $\Delta t_{cool} \sim 3\gamma_e m_e c^2/(4\sigma_T c \gamma_e^2 U_B) \sim$

Have we already detected astrophysical symptoms of space-time noncommutativity ?

早大理工前田研究室　玉置 孝至

近年、10^{20} eV を超える超高エネルギー宇宙線及び 20 TeV を超える γ 線が報告されており、これらを説明するため、ローレンツ不変性の破れが考察されている [1]。例えば、$p+\gamma \to p+\pi$ の過程を考えると、分散関係がローレンツ不変な場合と異なるため、反応の閾値が変わり、上記の現象を説明できる。

しかし、そのために光速がエネルギー依存性を持ち、観測から強い制限を受ける。Markarian 421 (地球から約 140 Mpc) を源とする γ 線の観測から、光速がエネルギー依存しない事が示唆されており、このために生じる制限を守りながら、上記の高エネルギー現象を説明する事は困難であるとする意見もある [2]。

ただ、この議論がどれ程一般的であるかは詳しく調べられておらず、我々はこの問題を考えるため、時空の非可換性を取り入れた κ ミンコフスキー時空というモデルを考えた [3]。交換関係は $i,j=1,2,3$ として $[x^i,t]=i\lambda x^i, \quad [x^i,x^j]=0$ であり、これと関連して、エネルギー、運動量の和を $\hat{+}$ で表すことにすると、

$$(E_1 \hat{+} E_2, \boldsymbol{p}_1 \hat{+} \boldsymbol{p}_2) := (E_1+E_2, \boldsymbol{p}_1 + e^{\lambda E_1}\boldsymbol{p}_2) \quad (1)$$

平面波を文献 [4] に従い、

$$\psi_{(E,\boldsymbol{p})} = e^{i\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{x}}e^{iEt} \quad (2)$$

と書き、t は x の右に持ってくる。この時、

$$\psi_{(E_1,\boldsymbol{p}_1)(E_2,\boldsymbol{p}_2)} = \psi_{\boldsymbol{p}_1,E_1}\psi_{\boldsymbol{p}_2,E_2} \quad (3)$$

が成り立つ。逆向きの波は

$$\psi_{(E,\boldsymbol{p})^{-1}} := e^{-i\boldsymbol{p}e^{-\lambda E}\cdot\boldsymbol{x}}e^{-iEt} = e^{-iEt}e^{-i\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{x}} \quad (4)$$

であり、$(E,\boldsymbol{p})^{-1}$ は $(E,\boldsymbol{p})$ の逆元である。分散関係は

$$\lambda^{-2}(e^{\lambda E}+e^{-\lambda E}-2) - \boldsymbol{p}^2 e^{-\lambda E} = \lambda^{-2}(e^{\lambda m}+e^{-\lambda m}-2) \quad (5)$$

のように変更される。

さて、群速度を考えるため、微小変化 ΔE ,$\Delta\boldsymbol{p}$ が、$(\Delta E', \Delta\boldsymbol{p}')$ を足し挙げた結果として

$$(E\hat{+}\Delta E', \boldsymbol{p}\hat{+}\Delta\boldsymbol{p}') = (E+\Delta E, \boldsymbol{p}+\Delta\boldsymbol{p}) \quad (6)$$

のように得られるとする。この場合、ΔE, $\Delta\boldsymbol{p}$ の一次の微少量まで取ると、

$$(\Delta E', \Delta\boldsymbol{p}') \cong (\Delta E, \frac{\Delta\boldsymbol{p}}{e^{\lambda E}}) \quad (7)$$

であり、(3) と (7) を用いて平面波の重ね合わせを考えると、

$$\begin{aligned} I &= \psi_{(E-\Delta E,\boldsymbol{p}-\Delta\boldsymbol{p})} + \psi_{(E+\Delta E,\boldsymbol{p}+\Delta\boldsymbol{p})} \\ &= \psi_{(E,\boldsymbol{p})(-\Delta E',-\Delta\boldsymbol{p}')} + \psi_{(E,\boldsymbol{p})(\Delta E',\Delta\boldsymbol{p}')} \\ &= \psi_{(E,\boldsymbol{p})}\psi_{(-\Delta E',-\Delta\boldsymbol{p}')} + \psi_{(E,\boldsymbol{p})}\psi_{(\Delta E',\Delta\boldsymbol{p}')} \\ &= \psi_{(E,\boldsymbol{p})}[e^{-i\Delta\boldsymbol{p}'\cdot\boldsymbol{x}}e^{-i\Delta E't} + e^{i\Delta\boldsymbol{p}'\cdot\boldsymbol{x}}e^{i\Delta E't}] \\ &\cong 2e^{i\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{x}}e^{iEt}\cos\left[\frac{\Delta\boldsymbol{p}}{e^{\lambda E}}\cdot\left(\boldsymbol{x}+\frac{e^{\lambda E}\Delta Et}{\Delta\boldsymbol{p}}\right)\right] \end{aligned} \quad (8)$$

$|I|^2$ を考える事で群速度は

$$\boldsymbol{v}_l := e^{\lambda E}\frac{dE}{d\boldsymbol{p}} \quad (9)$$

と書ける。同様に

$$(\Delta E'\hat{+}E, \Delta\boldsymbol{p}'\hat{+}\boldsymbol{p}) = (E+\Delta E, \boldsymbol{p}+\Delta\boldsymbol{p}) \quad (10)$$

についても考える必要があり、この場合の群速度は

$$\boldsymbol{v}_r := \frac{\frac{dE}{d\boldsymbol{p}}}{1-\lambda\boldsymbol{p}\cdot\frac{dE}{d\boldsymbol{p}}} \quad (11)$$

(5) を使うと、質量を持たない粒子に対しては $|\boldsymbol{v}_l| = |\boldsymbol{v}_r| = 1$ であり、通常のミンコフスキー時空と光速は変わらない。この結果は、時空の非可換性を伴うようなモデルでは、通常言われているローレンツ不変性の破れに対する制限はつかない事を示す重要な例である。このため、λ を適当に選ぶ事により、超高エネルギー宇宙線、γ 線を説明する事が出来る。我々は既に時空の非可換性の証拠を見ているのかも知れない。

参考文献

[1] 例えば、S. Coleman and S. L. Glashow, Phys. Rev. D **59**, 116008 (1999).

[2] G. Amelino-Camelia et al., Nature **393**, 768 (1998); G. Amelino-Camelia and T. Piran, Phys. Rev. D **64**, 036005 (2001).

[3] T. Tamaki, T. Harada, U. Miyamoto and T. Torii, gr-qc/0111056.

[4] G. Amelino-Camelia, J. Lukierski and A. Nowicki, Int. J. Mod. Phys. A **14**, 4575 (1999); G. Amelino-Camelia and S. Majid, Int. J. Mod. Phys. A **15**, 4301 (2000).

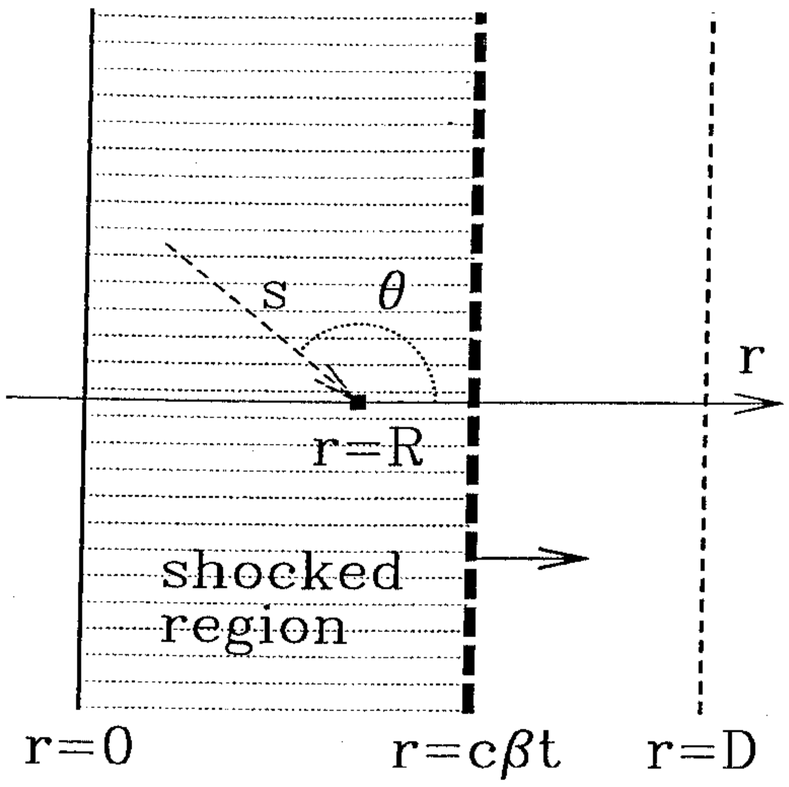


FIG. 1: Our simple model is shown. A uniform shell has a thickness D and is optically thin. A shock is propagating with a velocity $c\beta = c(1-\gamma^{-2})^{1/2}$ measured in the shocked fluid frame. Electrons are accelerated right behind the shock, and after that they cool radiating synchrotron and Compton emission. The motion of the electrons is neglected in the shocked fluid frame.

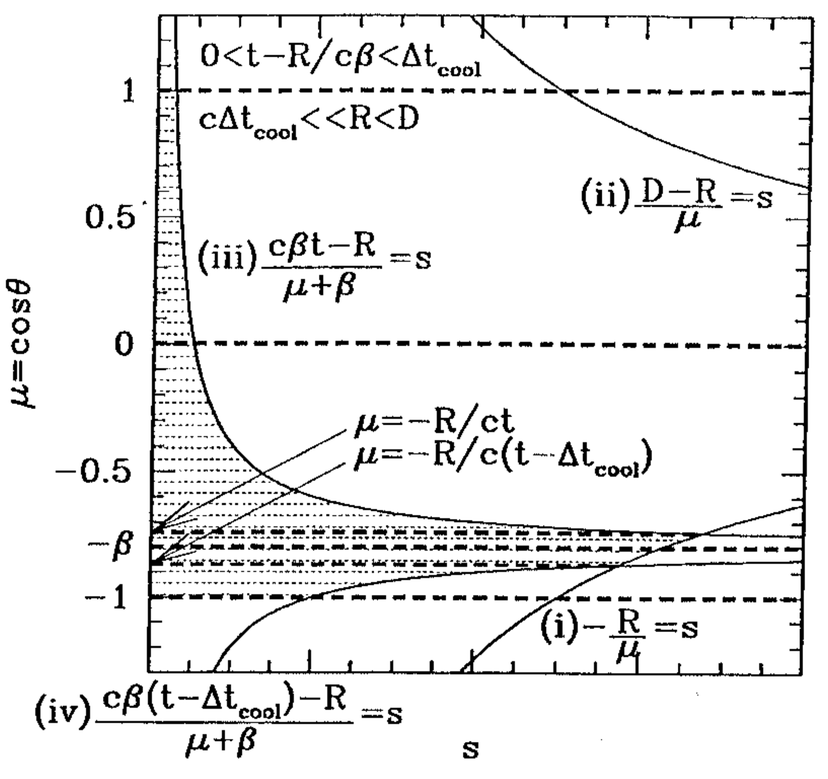


FIG. 2: The region to be integrated in equation (5) is shaded in the (s,μ) plane for $0 < \tilde{t} \equiv t - R/c\beta < \Delta t_{cool}$ and $c\Delta t_{cool} \ll R \lesssim D$. Four constraints for the integral are shown by solid lines, (i) $-R/\mu = s$, (ii) $(D-R)/\mu = s$, (iii) $(c\beta t - R)/(\mu+\beta) = s$ and (iv) $[c\beta(t-\Delta t_{cool}) - R]/(\mu+\beta) = s$. The lines (i) and (iii) cross at $\mu = -R/ct$, and the lines (i) and (iv) cross at $\mu = -R/c(t-\Delta t_{cool})$.

$10^{-6} Y \gamma_{e,3}^{-1} L_{52}^{-1} r_{13}^2 \Gamma_2^2$ s, where $\gamma_e = 10^3 \gamma_{e,3}$ is the Lorentz factor of the electrons. On the other hand, the shell crossing time in the fluid frame may be given by $\Delta t_{dyn} \sim \Gamma d/c \sim 1 \Gamma_2 d_8$ s, where $d = 10^8 d_8$ cm is the shell thickness in the lab frame. Thus the correction factor is about $\ln(f/\gamma) \sim \ln(\Delta t_{dyn}/\Delta t_{cool}) \sim \ln 10^6 \sim 14$, where we assume $\gamma \sim 1$. Note that the electron acceleration time $\Delta t_{acc} \sim \gamma_e m_e c^2/ceB \sim 10^{-8} \gamma_{e,3} Y^{1/2} L_{52}^{-1/2} r_{13} \Gamma_2$ s is much shorter than two other timescales Δt_{dyn} and Δt_{cool}.

II. SIMPLE MODEL

Let us consider the following simple model. The extension to more complicated models is straightforward. We consider an uniform shell with a thickness D and a shock propagating with a velocity $c\beta = c(1-\gamma^{-2})^{1/2}$ measured in the shocked fluid frame (see Figure 1). We assume that electrons are accelerated just behind the shock and that the motion of the electrons is negligible in the shocked fluid frame, since the electron acceleration time Δt_{acc} is typically much shorter than other timescales.

The energy density of soft photons at a point $r = R$ is given by the integration of all synchrotron radiation from the accelerated electrons as

$$U_\gamma(t, r=R) = \frac{2\pi}{c} \int d\mu ds \frac{1}{4\pi} P_{syn}\left(t - \frac{s}{c}, r\right), \quad (5)$$

where $P_{syn}(t,r)$ erg s^{-1}cm^{-3} is the synchrotron power at a time t and a position r, and $\mu = \cos\theta$. Note that the retarded time $t - s/c$ is used in equation (5). To be precise, we have to solve the electron cooling together with equation (5). However, to extract the essence, we adopt here the following simple functional form as the synchrotron power,

$$P_{syn}(t,r) = A_{syn}\left[H\left(t - \frac{r}{c\beta}\right) - H\left(t - \frac{r}{c\beta} - \Delta t_{cool}\right)\right], \quad (6)$$

which means that electrons radiate with a constant power A_{syn} erg s^{-1} cm^{-3} for a duration Δt_{cool} s. This is sufficient for the following argument.

To compare the energy density $U_\gamma(t,r)$ with the one-zone estimate U_γ^{1zone}, we have to take the time and position averaging $\langle U_\gamma(t,r)\rangle$. The one-zone approximation of equation (1) is equivalent to setting $\langle U_\gamma(t,r)\rangle = \int dt dr P_{syn}(t,r)/D$, which is not satisfied in general. With equation (6), the photon energy density of one-zone approximation is given by

$$U_\gamma^{1zone} = U_{syn} = \int dt P_{syn}(t,r) = A_{syn} \Delta t_{cool}. \quad (7)$$

Equation (6) makes it possible to integrate equation (5) analytically. In Figure 2, the region to be integrated is shaded. There are four constraints for the integral in equation (5), which are shown by four solid lines in Figure 2. (i) $-R/\mu > s$ so that the shell has an end $r = R + s\mu > 0$. (ii) $(D-R)/\mu > s$ so that the shell has

an end $r = R+s\mu < D$. (iii) $(c\beta t-R)/(\mu+\beta) > s$ for the first Heaviside step function in equation (6) to be unity at the retarded time $t - s/c$, i.e., $t - s/c - (R+s\mu)/c\beta > 0$. (iv) $[c\beta(t - \Delta t_{cool}) - R]/(\mu + \beta) > s$ for the second step function in equation (6) to be zero at the retarded time $t - s/c$, i.e., $t - \Delta t_{cool} - s/c - (R + s\mu)/c\beta < 0$. When electrons radiate, $0 < \tilde{t} \equiv t - R/c\beta < \Delta t_{cool}$, fast, $c\Delta t_{cool} \ll R \lesssim D$ (more precisely $c\beta\Delta t_{cool} \ll (1-\beta)R$ and $c\beta\Delta t_{cool} \ll (1+\beta)(D-R)$), the shaded region in Figure 2 can be integrated as

$$
\begin{aligned}
& U_\gamma(t,R) \\
&= \frac{A_{syn}}{2c}\left[\int_{-1}^{-R/c(t-\Delta t_{cool})} d\mu \frac{c\beta(t-\Delta t_{cool})-R}{\mu+\beta}\right. \\
&+ \left.\int_{-R/c(t-\Delta t_{cool})}^{-R/ct} d\mu\left(-\frac{R}{\mu}\right) + \int_{-R/ct}^{1} d\mu \frac{c\beta t - R}{\mu+\beta}\right] \\
&= \frac{A_{syn}}{2}\left[\beta(\Delta t_{cool}-\tilde{t})\ln\frac{(1-\beta)[R+c\beta(\tilde{t}-\Delta t_{cool})]}{c\beta^2(\Delta t_{cool}-\tilde{t})}\right. \\
&+ \left.\frac{R}{c}\ln\frac{R+c\beta\tilde{t}}{R+c\beta(\tilde{t}-\Delta t_{cool})} + \beta\tilde{t}\ln\frac{(1+\beta)(R+c\beta\tilde{t})}{c\beta^2\tilde{t}}\right] \\
&\simeq \frac{\beta A_{syn}}{2}\left[(\Delta t_{cool}-\tilde{t})\ln\frac{(1-\beta)R}{c\beta^2(\Delta t_{cool}-\tilde{t})}\right. \\
&+ \left.\Delta t_{cool} + \tilde{t}\ln\frac{(1+\beta)R}{c\beta^2\tilde{t}}\right], \qquad (8)
\end{aligned}
$$

where we use $c\Delta t_{cool} \ll R$ in the last equality. After taking the time and position average, $\langle U_\gamma(t,r)\rangle = \int_0^{\Delta t_{cool}} d\tilde{t}\int_0^D dr U_\gamma(t,r)/\Delta t_{cool} D$, we have

$$
\langle U_\gamma(t,r)\rangle = \frac{\beta A_{syn}\Delta t_{cool}}{2}\left[\frac{1}{2} + \ln\frac{f}{\beta\gamma}\right], \qquad (9)
$$

where $f \equiv D/c\beta\Delta t_{cool}$ is the ratio of the shock crossing time to the electron cooling time. Therefore, in the fast cooling case, $\ln(f/\gamma) \gg 1$, the one-zone approximation in equation (7) underestimates the ambient soft photons by a factor of $\sim \ln(f/\gamma)$, i.e.,

$$
\langle U_\gamma(t,r)\rangle \sim U_\gamma^{1zone} \times \ln(f/\gamma), \qquad (10)
$$

for $\beta \sim 1$. The logarithmic term originates from the integral of the term $1/\mu$. This is similar to the well known fact that the infinite planar problem of the radiative transfer has an logarithmic divergence.

III. ULTRA FAST COOLING

Increasing the ambient soft photons enhances the inverse Compton emission. From equation (10), in the fast cooling case $\ln(f/\gamma) \gg 1$, the ambient photon energy density is more than that from the one-zone argument by a factor of $\sim \ln(f/\gamma)$, so that equation (1) should be

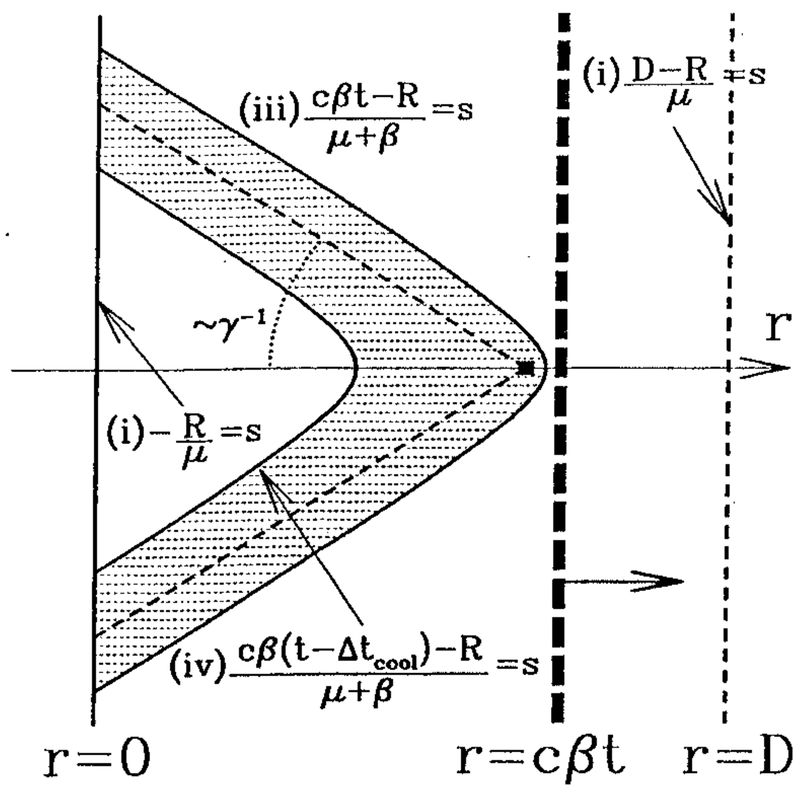


FIG. 3: The region from which the photons come to the square point is shade (see also Figure 1). This causal region is bounded by four constraints as in Figure 2, (i) $-R/\mu = s$, (ii) $(D-R)/\mu = s$, (iii) $(c\beta t - R)/(\mu+\beta) = s$, and (iv) $[c\beta(t-\Delta t_{cool})-R]/(\mu+\beta) = s$. The boundaries (iii) and (iv) represent the hyperboloid of two sheets. The boundary (iv) is not relevant to this figure. Approximately, photons come from the direction $\tan(\pi-\theta) = \beta^{-1}\gamma^{-1}$, which is shown by the dashed line.

modified as

$$
Y = \frac{U_\gamma}{U_B} = \frac{U_{syn}\ln(f/\gamma)}{U_B} = \frac{\epsilon_e\ln(f/\gamma)}{\epsilon_B(1+Y)}. \qquad (11)
$$

The solution of the above equation is

$$
Y = \frac{-1+\sqrt{1+4\epsilon_e\ln(f/\gamma)/\epsilon_B}}{2}, \qquad (12)
$$

so that we have equation (4).

To make the physical situation clear, the region from which the photons come is shade in Figure 3. This causal region is bounded by four constraints as in Figure 2, (i) $-R/\mu = s$, (ii) $(D-R)/\mu = s$, (iii) $(c\beta t - R)/(\mu+\beta) = s$ and (iv) $[c\beta(t-\Delta t_{cool})-R]/(\mu+\beta) = s$. The boundary (iii) represents the hyperboloid of two sheets,

$$
\frac{x^2+y^2}{\gamma^2c^2\beta^2\tilde{t}^2} - \frac{(r-R-\gamma^2c\beta\tilde{t})^2}{\gamma^4c^2\beta^4\tilde{t}^2} = -1, \qquad (13)
$$

where $x^2+y^2 = s^2(1-\mu^2)$. The boundary (iv) is also described by equation (13) with replacing $\tilde{t}$ by $\tilde{t}-\Delta t_{cool}$. From equation (13) we can find that the photons approximately comes from the direction $\tan(\pi-\theta) \sim \pi-\theta \sim \beta^{-1}\gamma^{-1}$. This is physically reasonable since the shock front has the same velocity as the photons traveling in the direction $\tan(\pi-\theta) = \beta^{-1}\gamma^{-1}$.

The approximation of the infinite width of the shell is broken when the extent of the shell is smaller than $\sim \beta^{-1}\gamma^{-1}D$. In the internal shocks of the GRBs, for example, this plane approximation is good since the distance from the center at which the internal shocks take place $r = 10^{13}r_{13}$ cm is much larger than $\sim \beta^{-1}\gamma^{-1}D \sim \Gamma d \sim 10^{10}\Gamma_2 d_8$ cm.

IV. SUMMARY AND DISCUSSIONS

We have investigated the synchrotron self-Compton process taking the one dimensional shock structure into account. We have found that in the fast cooling case one-zone approximation underestimates the energy density of the seed photons by a factor of $\sim \ln(f/\gamma)$, where $f = \Delta t_{dyn}/\Delta t_{cool}$ is the ratio of the shock crossing time to the electron cooling time and γ is the Lorentz factor of the shock in the shocked fluid frame. This enhances the inverse Compton cooling (fast cooling becomes "ultra" fast cooling) so that the Compton parameter Y in equation (3) is larger than that of one-zone estimate in equation (4).

We have discussed the ultra fast cooling using the internal shocks of the GRBs as an example. This mechanism may be also important for (early) afterglows of the GRBs (e.g., Sari, Narayan & Piran 1996; Waxman 1997; Wei & Lu 1998; Panaitescu & Kumar 2000; Sari & Esin 2001; Wang, Dai & Lu 2001), blazars (Inoue & Takahara 1996; Kino, Takahara & Kusunose 2002) and microquasars (Levinson & Waxman 2001; Kaiser, Sunyaev & Spruit 2000) since the fast cooling stage likely exists. Our model may be too simple to describe these objects. For example, the plane-parallel approximation may not be good, we may have to take both forward and reverse shocks into account and so on. If the synchrotron power is not constant but a function of the distance from the center, the logarithmic correction factor may become a power law one. These are interesting future problems.

Also we have not dealt with the details of the spectrum. Ultra fast cooling may modifies the electron distribution conventionally used in one-zone approximation. We will be able to answer this question by solving one dimensional radiative transfer. This is also an interesting future problem.

Acknowledgments

We are grateful F. Takahara, T. Tsuribe and M. Kino for useful comments. This work was supported in part by Grant-in-Aid for Scientific Research Fellowship of the Japanese Ministry of Education, Science, Sports and Culture, No.00660.

[1] Atkins, R., et al. 2000, ApJ, 533, L119
[2] Inoue, S., & Takahara, F. 1996, ApJ, 463, 555
[3] Kaiser, C. R., Sunyaev, R., & Spruit, H. C. 2000, A& A, 356, 975
[4] Kino, M., Takahara, F., & Kusunose, M. 2002, ApJ, 564, 97
[5] Levinson, A., & Waxman, E. 2001, Phys. Rev. Lett., 87, 171101
[6] Panaitescu, A., & Kumar, P. 2000, ApJ, 543, 66
[7] Piran, T. 1999, Phys. Rep., 314, 575
[8] Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1979, Radiative Processes in Astrophysics (New York: Wiley Interscience)
[9] Sari, R., & Esin, A. A. 2001, ApJ, 548, 787
[10] Sari, R., Narayan, R., & Piran, T. 1996, ApJ, 473, 204
[11] Wang, X. Y., Dai, Z. G., & Lu, T. 2001, ApJ, 556, 1010

Asymptotically Constrained Systems for Numerical Relativity

真貝寿明 shinkai@atlas.riken.go.jp
351-0198 和光市広沢　理化学研究所　計算科学技術推進室

一般相対性理論に基づいて重力波発生の数値シミュレーションを行うプロジェクトが世界各地で精力的に進んでいる．時空の時間発展を考える標準的な手段は，Arnowitt-Deser-Misner(ADM) によって導出された，時空を空間(3次元)と時間(1次元)に分解する「3+1分解」である．最近，Einstein方程式の定式化の違いで，数値的な安定性が変わってくることがしばしば報告されている．特に，ADMのオリジナルな運動方程式が，必ずしも数値計算に最適なものではないらしい．我々は，現在までに行われている試行錯誤的な事例を統一的に理解する方法を提案し，さらに安定で精度の良い数値計算を行え得るだろう定式化を考察している．

これまでに試みられている方法は大きく3つに大別できる．(1) 日本の数値相対論グループが開発した，ADM変数を共形分解し，さらにRicci曲率の計算に新変数を導入するなどの工夫を行う方法　(いわゆるBaumgarte-Shapiro-Shibata-Nakamura方式)．(2) 運動方程式が陽に双曲型発展方程式になるように，変数を工夫したり，拘束条件式を加えるなどの改良を行う方法．(3) 拘束条件式の破れが自己回復するような新たなシステムを構築する方法．これらのうち，(1) の有効性は計算実例で多々示されているが，何故ADMより安定性が優れるのか，明確な説明はなされていない．(2) は，双曲型偏微分方程式の理論を応用するものだが，Einstein方程式に於いては，多くの場合それは「期待」に過ぎない．(1)-(3)すべてに共通する工夫は，運動方程式の右辺に，本来ゼロであるべき拘束条件式を加えていることである．

我々は，数値計算の安定性を議論する際に，時間発展を通じて満たされるべき拘束条件式（の破れ）の発展方程式に注目した．運動方程式の右辺に拘束条件式を加える(adjust)操作によって，拘束条件式に発生する破れの発展具合も変化する．破れがあっても，それが有限に留まるか，ゼロになるように発展できるなら，システムは安定な発展を行うと考えられる．我々は，数値発展に安定なシステムを得る指標として，次の仮説(十分条件）を立てた．

> 仮説： 拘束条件の発展方程式をFourier分解し，その固有値を計算する．固有値の (a)「実部が負」あるいは (b)「虚数部分をもつ」ならば，元の発展方程式はより安定である．

(この固有値判定は，adjust操作の際の乗数パラメータを決定するためのもの．実際の時間発展に，拘束条件式を一つの変数として考えるわけではない)．

すでに，この仮説が有効であることは，Maxwell方程式の時間発展比較やAshtekar変数を用いた双曲型運動方程式の時間発展比較に於いて示した[0]．そして今回，ADM形式でもこのアイデアが応用できること を示した[1, 2]．これは，提案当初，対称双曲型に限られていた上記(3)の「拘束面がアトラクターになる」システムが，ADM変数のままでも実現しうることを示唆する．

我々の解析は，これまで双曲形式分類の議論で見落とされてきた，低次項の与える影響も含めて議論するものである．その結果，Detweiler (1987) によって考案された，修正ADM方程式の乗数パラメータの有効範囲も与えることができた[1]．また，固有値解析の議論が，座標系の取り方によって変わること，及び時間発展に応じても変わることを示した[2]．そして，さまざまな修正に対し，予想されるシステムの安定性を議論した[2]．

数値的により安定な発展方程式が，単に拘束条件式を使ってadjustすることで得られる，というアイデアは魅力的である．この統一的な理解は，現在，adjustする際の乗数パラメータの決定プロセスをどう汎用化するか，という段階にある．本研究は，米田元（早稲田大学理工学部数理科学科）との共同研究の成果である．

[0] H. Shinkai and G. Yoneda, Class. Quant. Grav. **17** (2000) 4799, G. Yoneda and H. Shinkai, Class. Quant. Grav. **18** (2001) 441
[1] G. Yoneda and H. Shinkai, Phys. Rev. **D 63** (2001) 120419
[2] H. Shinkai and G. Yoneda, gr-qc/0110008

超強磁場中のQED効果と電子の状態方程式の変更

郡　和範
京都大学基礎物理学研究所
E-mail: kohri@yukawa.kyoto-u.ac.jp

Abstract

In this study, we investigate the equation of state of electron in strong magnetic fields which are greater than the critical value $B_c \simeq 4.4 \times 10^{13}$ Gauss. We find that such a strong magnetic field induces the anisotropic pressure of electron. We apply the result to the neutrino-driven wind in core-collapse supernovae and find that it can produce large entropy per baryon, $S \sim 400 k_B$. This mechanism might successfully account for the production of the heavy nuclei with mass numbers A = 80 – 250 through the r-process nucleosynthesis.

Recent years strongly magnetized neutron stars ($B > 10^{15}$ Gauss) called "magnetar" have been reported. Their magnitude is much stronger than the critical value $B_c \equiv m_e^2/e \simeq 4.4 \times 10^{13}$ Gauss if we assume that their spin-down originates from the energy loss of the electromagnetic dipole radiation. Such a strong magnetic field is intriguing in the astrophysical context because unlike the weak magnetic fields, some extraordinary phenomena would be expected from large energy splitting of Landau levels, large refractive indices of photons, photon splitting effect and so on, (see Refs. [1, 2] and references therein). In this poster, we studied the equation of state of electron in strong magnetic fields and showed that the electron pressure can become anisotropic. In addition, we showed that the anisotropic pressure can generate entropy and that it can have an implication for the r-process nucleosynthesis in the neutrino driven wind in core-collapse supernovae.

In fact, as a result we obtain a large entropy $S \sim 400 k_B$ for $B \simeq (4-6) \times 10^{16}$ Gauss [3]. This mechanism of the entropy production might successfully give an account of the observational solar abundances of the heavy nuclei through the r-process nucleosynthesis in the magnetized neutrino wind.

References

[1] S. L. Adler, Annals Phys. **67**, 599 (1971).

[2] K. Kohri, and S. Yamada, to appear in Phys. Rev. D, astro-ph/0102225.

[3] K. Kohri, S. Yamada, and S. Nagataki, hep-ph/0106271.

Flash-Driven Convective Mixing in Low-Mass, Metal-Deficient AGB Stars

岩本信之 (国立天文台; iwamoto@th.nao.ac.jp)、梶野敏貴 (国立天文台)、
G.J. Mathews (Univ. of Notre Dame)、藤本正行 (北大理)、青木和光 (国立天文台)

漸近巨星分枝 (AGB) 星は中心でのヘリウム燃焼を終えた後の進化段階に位置し、非常に明るく、強い質量放出を起こしていると考えられている天体である。この段階ではヘリウム燃焼は熱的に不安定であり、ヘリウム燃焼の暴走 (熱パルス) 段階と静穏な段階という二つの段階に分けることができる。熱パルス時にはヘリウム層内のほぼ全体に対流殻が広がり、この中で起こっている元素合成により生成された元素 (炭素やs過程元素など) がヘリウム層内に分布する。この対流殻は水素外層の低部に近づくが、接触することはなかった。これはヘリウム層と水素外層との間に非常に大きなエントロピー差が存在するためである。

この研究では金属量 [Fe/H]= -2.7 を持った恒星モデル (質量範囲 M =1-2.5$M_\odot$) の進化を主系列からAGB段階まで追った。その結果、熱パルス時に発生した対流殻が水素外層の方へ広がり、水素外層の低部に接触できることが分かった。これは金属量が減少するにつれて、重元素量も少なくなってくるために、水素燃焼殻は金属量の豊富な場合と比べて温度が高くなり、広がりを持つためである。したがって、水素外層とヘリウム層との間のエントロピー分布がなだらかになる。その結果、水素は対流によりヘリウム層内へ運ばれる。ヘリウム層内は水素燃焼に対して非常に高温であるために、運ばれてきた水素は豊富にある炭素 (^{12}C) と反応し、急速に水素捕獲反応が進み、爆発的なエネルギー生成を起こす (水素フラッシュ)。これによりヘリウム層内の対流殻は二つに分離し、水素燃焼とヘリウム燃焼という二つのエネルギー源に支えられた対流殻ができる。

この研究では全ての質量範囲において対流殻は水素外層に達し、水素フラッシュを起こしていた。この水素フラッシュは非常に多くのエネルギー ($L_{\rm H}/L_\odot > 10^{10}$) を放出するために、水素外層を急速に膨張させる。その結果、通常より早い段階で third dredge-up が起こり、水素燃焼で合成された窒素やリチウム、さらには水素フラッシュ以前にヘリウム燃焼で合成されていた炭素や酸素が表面へ輸送され、炭素、窒素、そしてリチウム過剰な天体になる (図1)。これ以後の熱パルスでは水素外層のCNO元素過剰により外層とヘリウム層との間のエントロピー差が大きくなるために水素フラッシュは起こらない。しかしながら、通常の third dredge-up は起こり続けるために、炭素と酸素の表面存在量は増え続ける。水素フラッシュを受けるとリチウム過剰になるのは、大量の ^{7}Be が水素対流殻中で合成され、これが陽子捕獲反応により壊される前に、外層対流による dredge-up により外側へ運ばれるためである。

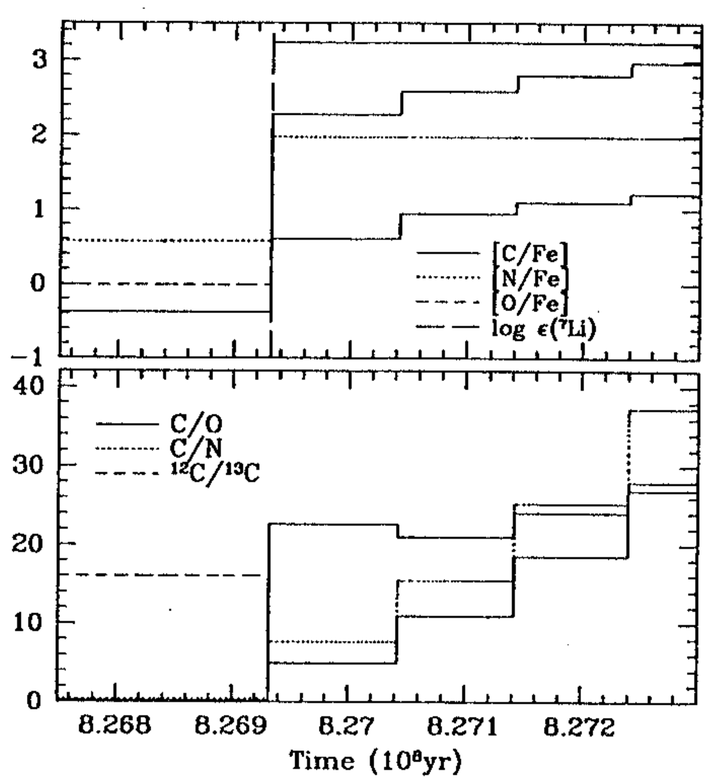


図 1: $2M_\odot$ モデルの AGB 段階での表面組成の変化。炭素、窒素、酸素及びリチウムの変化 (上図; [X/Fe]= log(X/Fe) − log(X/Fe)$_\odot$)、C/O、C/N、^{12}C/^{13}C 比の変化 (下図) がそれぞれ示してある。

中性子星及びブラックホール連星の第一法則と最近接安定軌道の決定

瓜生康史 (UWM), 柴田大 (東大総合), John L. Friedman (UWM)

中性子星やブラックホール連星の軌道は重力波の反作用によりほぼ円軌道に近づきながら徐々に減少し、最終的に宇宙年齢以内に合体する。合体直前から直後の高密度星連星は地上に建設される干渉型重力波検出器 (LIGO/VIRGO/ GEO/TAMA) や共鳴型重力波検出器のもっとも有力な重力波源である。この様な合体直前の連星系は準定常円軌道にあるので、らせん対称性、即ち流体と時空について helical Killing field $k^\alpha = t^\alpha + \Omega\phi^\alpha$ が存在するという仮定が良い近似となる。我々は helical Killing field が存在する一般相対論的な完全流体と時空（ブラックホールも含む）の平衡状態に対する拡張された熱力学の第一法則を導出した。第一法則は、この大域的な helical Killing field に付随した保存量である Noether charge Q の微小変化 δQ が、ラグランジアン（或いはハミルトニアン）から導かれた場の方程式が満たされている下で、流体のエントロピー s、バリオン質量、渦度およびブラックホールの面積 A_i の微小変化により厳密に表されるという形に書かれる。我々が用いた Noether charge Q は Komar charge に似たもので、時空を globally hyperbolic とし、3 次元 hypersurface Σ_t 上の 2 次元面 S 上の積分

$$Q = \oint_S Q^{\alpha\beta} dS_{\alpha\beta}, \quad Q^{\alpha\beta} = -\frac{1}{8\pi}\nabla^\alpha k^\beta + k^\alpha B^\beta - k^\beta B^\alpha,$$

として定義される (Friedman et al., Wald, Iyer)。ここで、全てのブラックホールと中性子星は S の内部に含まれている。B^α は次の式を満たすベクトル場である。

$$\frac{1}{\sqrt{-g}}\delta(B^\alpha\sqrt{-g}) = \Theta^\alpha, \qquad \Theta^\alpha = (\epsilon + p)q^{\alpha\beta}\xi_\beta + \frac{1}{16\pi}(g^{\alpha\gamma}g^{\beta\delta} - g^{\alpha\beta}g^{\gamma\delta})\nabla_\beta\delta g_{\gamma\delta}.$$

第一法則は流体についてはラグランジュ摂動を用いると、

$$\delta Q = \int_\Sigma \left[\rho\frac{T}{u^t}\Delta s u^\alpha dS_\alpha + \left(\frac{h}{u^t} + hu_\beta v^\beta\right)\Delta(\rho u^\alpha dS_\alpha) + v^\beta\Delta(hu_\beta)\rho u^\alpha dS_\alpha\right] + \sum_i \frac{1}{8\pi}\kappa_i\delta A_i$$

となる。連星系の軌道角速度が十分小さい場合のように、漸近的な質量 M と角運動量 J を定義することが出来れば $\delta Q = \delta M - \Omega\delta J$ となることも示せる。

これまでに、近接連星中性子星の準平衡解系列が、(1) Σ_t は共形平坦とする (Isenberg-Wilson-Mathews formalism)、(2) 各中性子星のバリオン質量は変化しない、(3) 流体の流れ場が非回転的即ち、流れ場がポテンシャル流であると仮定する、さらに (4) 中性子星物質の状態は断熱的である仮定しポリトロピック状態方程式を用いた場合について数値的に求められている (Uryū et al., Taniguchi et al.)。(3) と (4) の仮定は、粘性等による角運動量輸送の結果中性子星が同期回転するために必要な時間尺度や加熱などの熱的時間尺度が重力波による進化の時間尺度に比べて十分長いので、現実的な仮定である。(1) の重力場の取り扱いのため、重力波の効果は取り除かれている。また、この近似的な時空では漸近的な質量 M と角運動量 J を定義できる。この結果、この様な解系列では $\delta M = \Omega\delta J$ という関係が厳密に成立する。この関係式は解系列に対し turning point method を数学的に適用するための必要条件である事が知られている。即ち、求めた数値解の J と E について例えば軌道半径 d をパラメーターにして解系列を調べると、同じ d で $J(d)$ と $E(d)$ 両方に極値が現れ、そこで解の安定性が変化することが数学的に証明されたことになる。実際に (1)-(4) の仮定の下、比較的硬い状態方程式の場合の連星中性子星の解系列には極値が現れる（Uryū et al., Taniguchi et al.)。この軌道は最近接安定軌道 (ISCO) であると考えられる。

Reference

J. F. Friedman, K. Uryū, and M. Shibata, Phys. Rev. D, in press (gr-qc/0108070).

R. M. Wald, Phys. Rev. D. **48**, R3427 (1993).

V. Iyer, Phys. Rev. D. **55**, 3411 (1997).

K. Uryū, M. Shibata and Y. Eriguchi, Phys. Rev. D **62** (2000), 104015.

K. Taniguchi, E. Gourgoulhon and S. Bonazzola, Phys. Rev. D submitted.

Oscillating scalar field dark matter

瀬戸 治、郡 和範、中村卓史
京都大学基礎物理学研究所

1 概要

現在、宇宙全体に存在する物質の大部分はダークマターであると考えられている。その寄与は密度パラメーターにして

$$\Omega_m \simeq 0.3 \tag{1}$$

であると報告されている。そして、その正体は何であるのかということは、現代宇宙論の重要問題の一つである。

今までにもダークマターの候補は提唱されているが、今回我々は電弱スケールの質量を持つスカラー場が冷たい暗黒物質の候補となり得ることを示した。

以下では、インフレーション宇宙論の文脈において、超重力理論の枠内でスカラー場を考える。

電弱スケールの質量と 10^{10} GeV 程度の真空期待値を持つ安定なスカラー場 ϕ を考える。このようなスカラー場は超対称性を持つ模型にはしばしば現われる。このようなスカラー場は、インフラトン優勢期の宇宙において、ハッブルパラメーターが質量より大きい時は場の原点に拘束されるが、ハッブルパラメーターが小さくなると真空期待値の周りで振動を開始し、以後ダストとして振る舞う。その振動エネルギーの現在の値は

$$\Omega_\phi \simeq 0.28 \times \left(\frac{T_R}{10^7 \mathrm{GeV}}\right)\left(\frac{0.7}{h}\right)^2 \tag{2}$$

と評価され、冷たい暗黒物質が担うエネルギー密度と同程度になり得る。ここで、T_R はインフレーション後の再加熱温度で、h は現在のハッブルパラメーター。

一方、超重力理論に基づいたモデルでは「グラビティーノ問題」を考慮する必要がある。グラビティーノの過剰生成を避けるには、インフレーション後の再加熱温度は低くなければならないが、上で与えた再加熱温度は、その要求を満たしている。

参考文献

[1] O. Seto, K. Kohri and T. Nakamura, JHEP **0109** (2001) 032.

ray tracing 法による星形成過程のシミュレーション

成　田　真　二（同志社大学理工学研究所）

1．はじめに

孤立した太陽質量程度の molecular cloud core の自己重力による収縮・原始星形成過程は、磁場や角運動量が存在すると、かなり異なった非球的収縮・星形成過程に至る可能性がある。特に、角運動量の速やかな輸送が起こらない場合は、central core の冷却が進み、場合によっては星形成に至らない可能性すらあるように思われる。

2．輻射輸送

ray tracing 法（long characteristics 法）を用いる。各時刻に各点で最も有効な ray の方向を常に探索し選択すれば、各点での ray の本数はわずか数千本以内で radiation intensity について $10^{-5\sim-6}$ の精度が得られるため、計算量の膨大さの問題を克服することは可能である。Variable Eddington factor 法を用いる。

3．計算方法・初期条件

2 次元軸対称構造を仮定する。磁場の効果は含まない。$1M_{\odot}$、初期半径 5000AU、一様密度 1.1×10^{-18} g/cm^3、角速度 $\omega = 2.0\,s^{-1}$ の剛体回転とする。初期温度および外部温度を 10K とする。初期 cloud の熱エネルギーおよび回転エネルギーの自己重力エネルギーに対する比は、$\alpha = 0.51$, $\beta = 0.02$ である。

4．計算結果

試みに、角運動量が輸送されない場合を計算した。grid number は $N_r \times N_\theta = 150 \times 30$。図は計算領域 5000AU の内の中心部分 ～50AU を示す。Fig.1a は子午面内の密度分布である。平板衝撃波が赤道面に平行に z ～ 4–5AU 付近に生じる。Fig.1b は温度分布である。中心温度は 40K 余り、衝撃波面では 2~30K 程度である。衝撃波面が高温になる状態は ray tracing によって表現された。参考までに flux-limited diffusion approximation を用いた結果を Fig.2 に示す。この簡便な近似では、衝撃波面の温度上昇を表現できず、 disk の構造も幾らか異なる。

5．まとめと課題

ray tracing 法は accreting disk の衝撃波面での温度上昇を表現し、 disk の進化の記述についても信頼できるだろう。ray tracing 法を用いることは、時間発展の問題でも可能であり、計算量は必ずしも重過ぎることはない。 central disk のその後の進化・星形成に至る過程が、角運動量の輸送率によってどのような影響を受けるかを追求することが課題である。

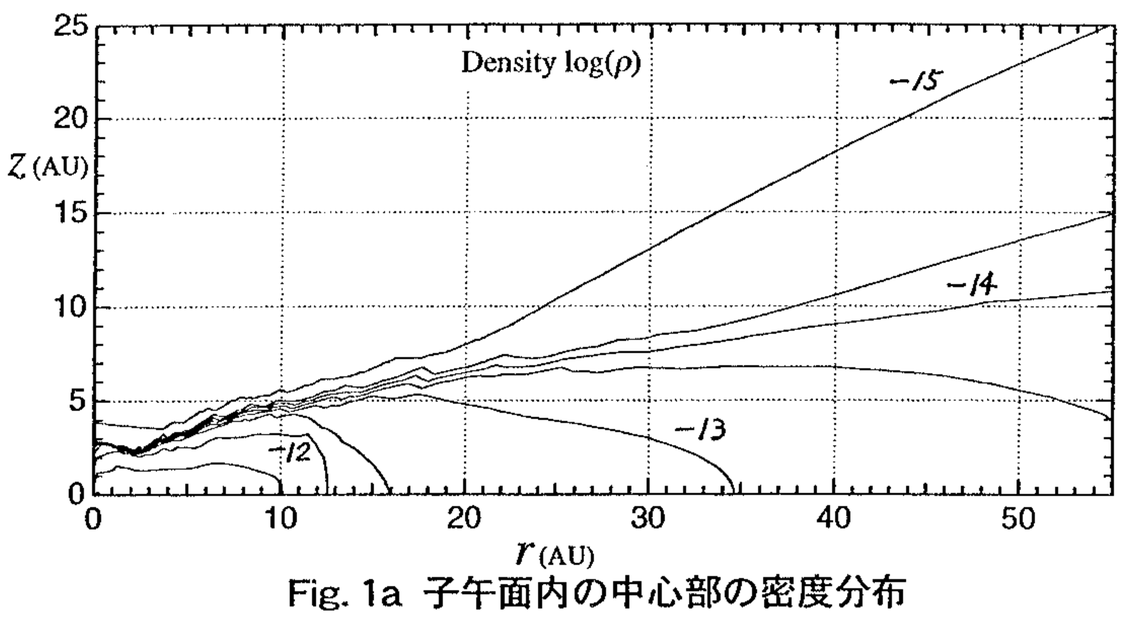


Fig. 1a 子午面内の中心部の密度分布

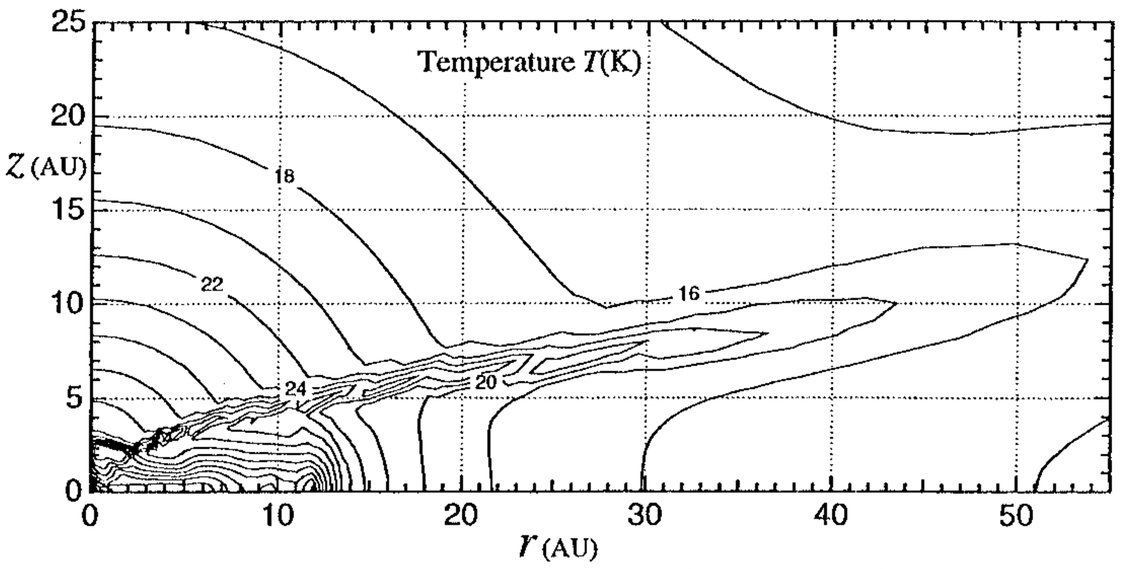


Fig. 1b 子午面内の中心部の温度分布

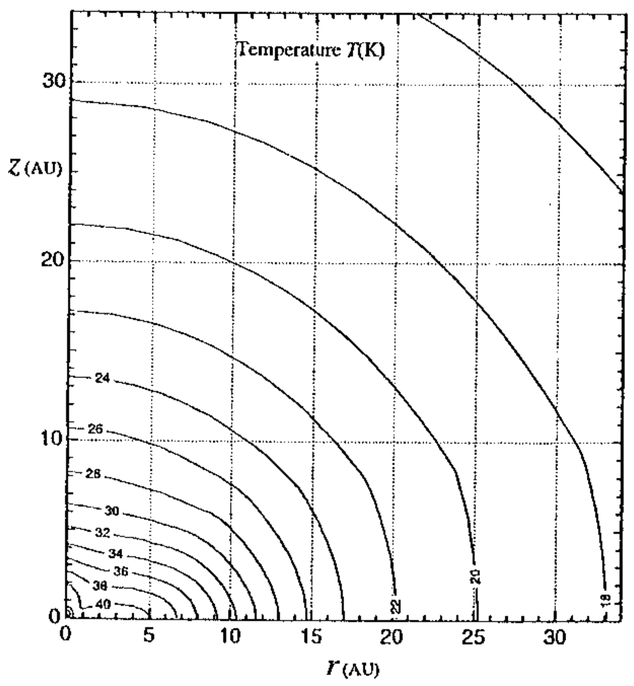


Fig. 2 子午面内の中心部の温度分布（flux-limited diffusion 近似の場合）

近接連星系における星風降着流の3次元数値シミュレーション

長江滝三、松田卓也（神戸大）、藤原秀和（日本IBM）、蜂巣泉（東京大）
H. Boffin (Royal Observatory of Belgium)

近接連星系の進化を知る上で、伴星から主星への質量の降着率を調べる事は非常に重要である。そこで我々は、近接連星系における星風降着流の3次元数値シミュレーションを行った。主星と伴星の質量は等しく、伴星の半径は、臨界ロッシュローブ半径の半分であると仮定した。伴星の表面のガス温度（音速）を与え、星風は熱的に励起されると考えた。計算のパラメータは、比熱比γと伴星表面の音速C_Sであり、比熱比γは、1.01と5/3の2ケース、伴星表面の音速C_Sは0.5 ～ 2.5にわたる数ケースを調べた。結果は次の様になった。流れは、伴星表面のガスの音速により、ロッシュローブ溢れ流と星風の2つのケースに分けられる事が分かった。臨界ロッシュローブ上の平均速度が0.4 ～ 0.8（公転角速度を1として）以下なら、ロッシュローブ溢れ流になり、以上なら、星風降着流に遷移すること、その遷移過程では、非常に複雑な流れを呈する事が分かった（図1）。星風の場合、伴星から主星への質量降着率は1%以下で、V_Rとともに減少し、ベキ関数の傾向があることが分かった（図2）。

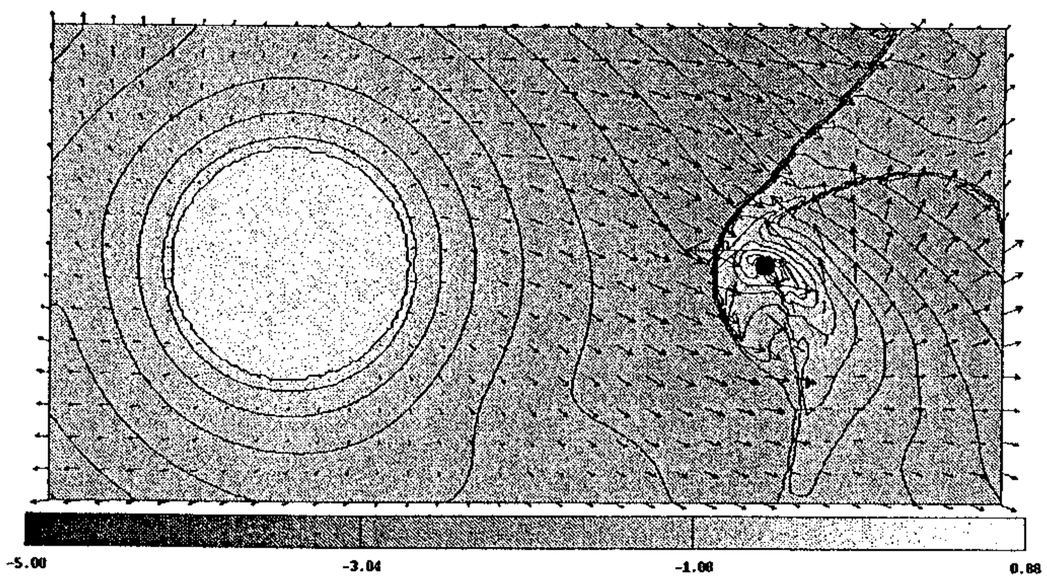


図 1: 星風降着流とロッシュローブ溢れ流の間の遷移過程 ($\gamma = 1.01, C_S = 0.75$) における、公転面上の密度コンターと速度ベクトル。

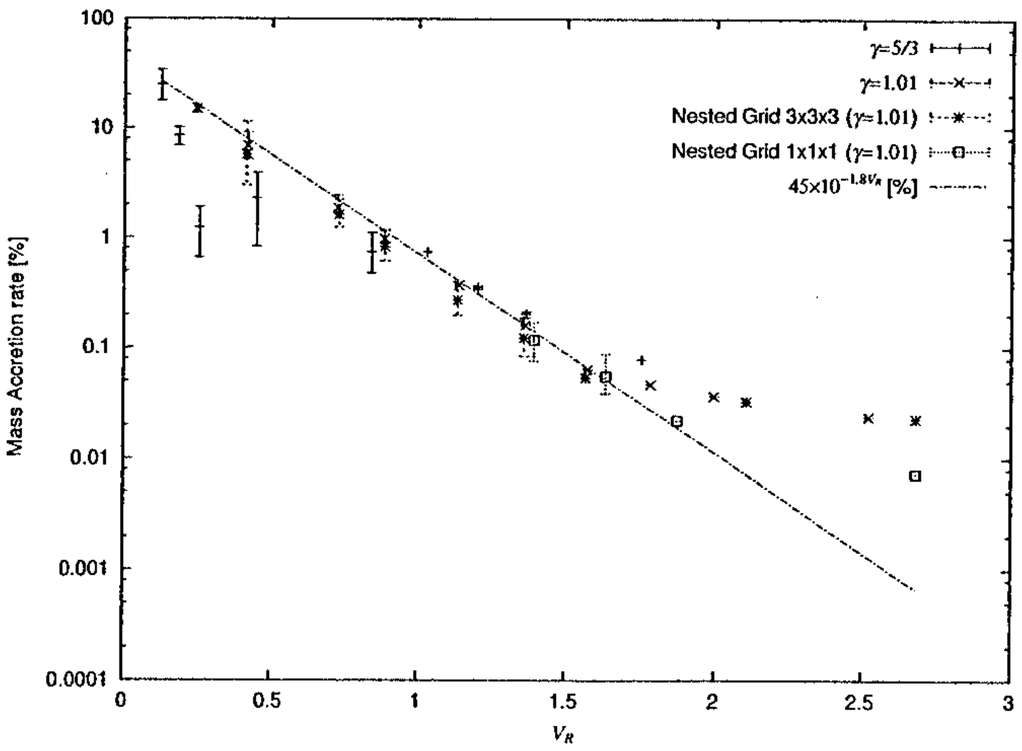


図 2: 臨界ロッシュローブ上に対して垂直な平均速度V_Rに対する、伴星から主星への質量降着率[%]。エラーバーは、降着率の変動を示している。また、$V_R \sim 1.6$で見られる降着率の「ねじれ」は、主星が降着半径よりも大きいために生じたものである。

光学的に厚い移流優勢円盤の自己相似解

渡会　兼也（京都大学宇宙物理学教室博士課程二回生）

ABSTRACT

スリムディスクの自己相似解と数値解の比較、解析的な扱いがどの程度妥当かを調べた。結果、A)臨界質量降着率の100倍程度→移流冷却と粘性発熱との比(f)、が各半径で異なる影響から自己相似解は信頼できない。B) 臨界質量降着率の1000倍程度→自己相似解は数値解をうまく再現する。有効温度の見積もりや、光度の評価に使える。（ただし、ダイナミクスは近似できていない）

§1. INTRODUCTION

近年、エディントン光度付近で輝く大光度天体が続々と発見。Slim Disk (Abramowicz et al., 1988)が重要。しかし、数値解のみ。自己相似解(Wang et al. 1999; Wataral & Fukue 1999)と数値解との対応は？

→*Galactic Black-Hole Candidates, ULXs, Intermediate BH, NLS1, AGNs & QSOs evolution, etc...*

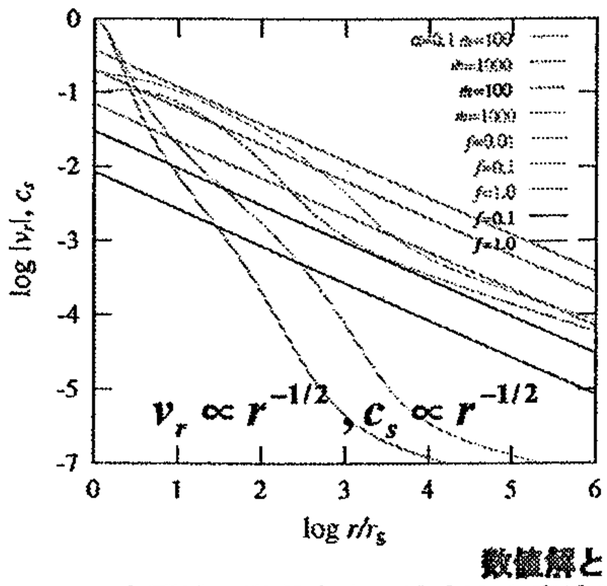
§2. Self-Similar Solutions

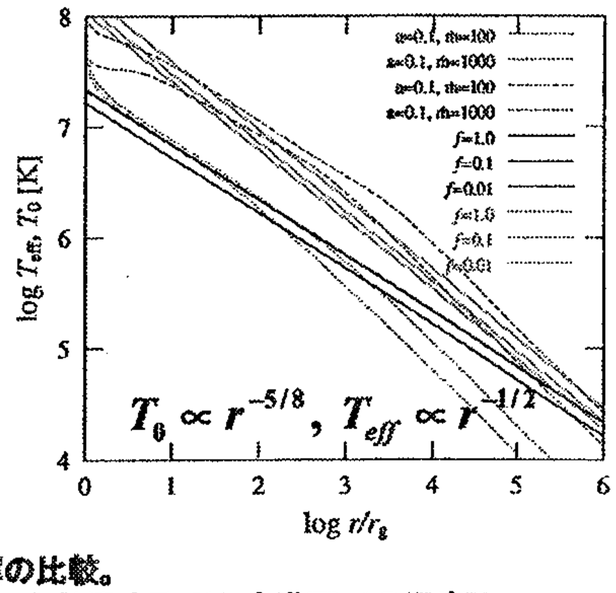
- Narayan & YI (1994)のADAFの自己相似解は粘性発熱(Q^+_{vis})と移流冷却(Q^-_{adv})の比, f, と粘性パラメータα，比熱比γで決まる．エネルギー方程式は，$Q^+_{vis} = Q^-_{rad} + Q^-_{adv}$ (Q^-_{rad}は放射冷却)．この解は光学的に薄いADAFでは良い近似→Narayan et al. 1997．(ただし，円盤の内縁，外縁は除く.)
- ここでは以下の方程式系を線形化（Wang et al. 1999）して、自己相似解を導いた。

自己相似解で有効温度を見積もると、

$$T_{eff} = \left(\frac{4}{\sigma\kappa_{es}}\right)^{1/4}\left(\frac{\gamma_\Omega f B}{\xi(2N+3)I_{N+1}\gamma_0^2}\right)^{1/8} r^{1/4}\Omega_K^{1/2} \approx 2.0\times10^7\left(\frac{M}{10M_\bullet}\right)^{-1/4}\left(\frac{r}{3r_g}\right)^{-1/2} K$$

§3. Results





数値解と自己相似解の比較。
左図は、動径方向の速度Vrと音速Cs. 右図は、有効温度Teffと赤道面での温度T_0

§4. Summary & Discussion

スリムディスクの数値解をADAFの自己相似解と比較した。その結果，

・自己相似解による超臨界降着円盤モデルのダイナミクスの近似はあまりよくない。 これは境界条件以外に、fが半径の関数であることが原因。

・しかし、有効温度の自己相似解はそれほど悪い近似ではない。適応の目安は、光子補足半径。→音速の近似(円盤の赤道面)が質量降着率の高い系でも良く成り立っている(?)

・スペクトルは殆ど有効温度で決まるので、定性的な議論は○。定量的な議論は×。

Astrometric Microlensing due to an Extrasolar Planet

浅田 秀樹

弘前大学 理工学部
email: asada@phys.hirosaki-u.ac.jp

将来の位置天文観測の精度の劇的な向上を期待して、系外惑星による「位置天文的マイクロ重力レンズ」がこれまでにも研究されてきました。その研究手法は、これまで、数値計算に限られていました (例えば、[1, 2])。筆者は、最近、解析的に調べる手法を開発しました [3]。具体的には、重力レンズによる「3つの像」の位置ベクトルを摂動的に求めました。これを用いて、光中心の移動が作る「だ円」の歪みが、星と惑星の「質量比」と「距離」にどう依存するかを示す評価式を得ました。

主星と惑星の質量比と相対位置ベクトルを μ と ϵ で表すと、我々の銀河系内の星の場合、だ円の歪みの大きさは、最大

$$\frac{\mu\theta_E}{\beta} \sim \text{micro arcsec.}\Big(\frac{\mu}{10^{-3}}\Big)\Big(\frac{1}{\beta}\Big)\Big(\frac{\theta_E}{\text{mas}}\Big), \tag{1}$$

と評価されます。ただし、θ_E は、アインシュタイン・リングの角半径で、β は θ_E 単位での光線のインパクト・パラメータです。

主星から惑星までの相対位置ベクトルを光源の軌道に射影した成分を $\epsilon_{\|}$、そして、光源とレンズの相対速度を $v_{\perp}$ で表すと、最大の歪みが現われるのは、

$$t_C \sim 10^6\text{s}\Big(\frac{\epsilon_{\|}}{\text{AU}}\Big)\Big(\frac{100\text{km/s}}{v_{\perp}}\Big), \tag{2}$$

と見積もれます。つまり、レンズとなる惑星と星の位置関係に依存して、光源がレンズに一番近付く時点より約数ヵ月前／後に、最大歪みが生じます。

References

[1] N. Safizadeh, N. Dalal and K. Griest, ApJ 522 (1999) 512.

[2] C. Han and C. Lee, MNRAS (2001) *in press* (astro-ph/0108157).

[3] H. Asada, submitted to Astrophys. J. (2001)

Beyond H_0 determination

筑波大学計算物理学研究センター
日本学術振興会特別研究員　　米原厚憲
(yonehara@rccp.tsukuba.ac.jp)

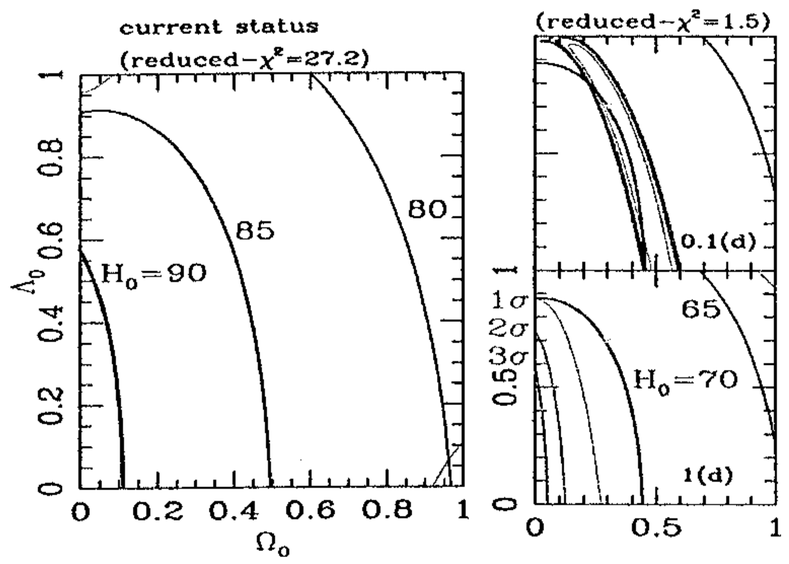
Refsdal(1964)によってアイデアが提案されて以降、重力レンズを受けたQuasarの光度変動を用いて、像の間のtime delayを観測し、Hubble定数を測定するという研究が精力的になされてきている。近年、様々なこの種の天体について、数十%程度の誤差でこのtime delayが決定されており、それに伴い、Hubble定数の値としても、ある程度良さそうな結果を出しつつある。まだ、観測誤差などの影響で、十分とは言えない精度ではあるが、今後、現在進行中のmonitoringプロジェクトなどによって、より一層、精度が良く、信頼性の高い結果を出してくることと思われる。

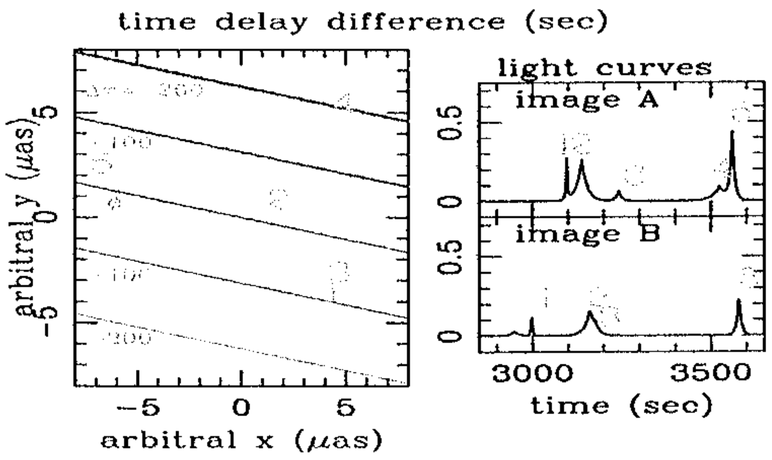
ところでそもそもこのtime delayは、天体までの距離（奥行き）と、レンズ天体ー光源の相対的な位置関係が決まれば、適当なレンズモデルを介して一意に決まるべきものである。ここで、天体までの距離は、Hubble定数のみならず、Ω_0やΛ_0にも依存していること、また、光源は有限の拡がりを持っており、光度変動の原因となるflareは、光源の様々な場所で発生していることを思い起こせば、このtime delayの測定は、

(1) Ω_0やΛ_0といった宇宙論parameterを制限/測定することが可能となる
(2) Quasarの光度変動の原因であるflareの発生場所を制限/特定することが可能となる

といった可能性を秘めていることに気がつく。そこで、この二つの可能性について考察した。

宇宙論 parameter の測定に関しては、現在の精度では右の左図のとおり、Hubble 定数の推定はある程度できても、他の parameter に関しては、信頼領域すら書くことができない。しかし、time delay が 1 日の誤差で決まれば、右の左下図のような領域に、そして、0.1 日の精度で決定できれば、左上図のような狭い領域に、宇宙論 parameter の値を制限することが





可能となってくることが分かった。この精度は地球規模の monitoring プロジェクトで達成可能であると考えられる。ただし、レンズモデルによる不定性を無視できないため、同時に信頼できるレンズモデルの構築も必要である。

さて一方で、光源の場所の違いによるtime delayへの影響はどのようなものかというと、Yonehara(1999)によって導かれた式を用いることで、レンズ天体のredshiftが1程度、像の間隔が3秒角程度、そしてflareの間隔が、3×10^{15}cm($10^9M_\odot$のblack holeの100rg程度の近傍)であったときに約1秒の差に相当することが分かる。つまり、timing observationなどの手法を用いて1秒の精度（時間分解能）でflareのtime delayを測定することができれば、$100r_g$という空間分解能で、光源のflareの分布等を調べることが可能になるのである。左上の図は、time delayの光源の場所による違い(左)と、期待される光度曲線(右)、そしてランダムに置いたflareの場所(数字)を書いたものである。実際、Chartas(2001)によって、重力レンズを受けているQuasarにもX線での激しい変動が観測されており、このような手法が実際に使えるであろうことを予感させる。ちなみに、こちらの手法に関しては、レンズモデルの不定性や宇宙論 parameter の違いには、ほとんど影響されない。

初期宇宙におけるモノポールの生成と進化

長澤 倫康（神奈川大理）

バリオン非対称問題を宇宙進化史の枠組みで説明しようとするシナリオの中でも有望な、位相的欠陥、特にストリングを利用する電弱バリオン生成に着目した。ここでは特に、二段階の相転移によって生成される、最初にモノポールが生まれてやがてモノポールと反モノポールをつなぐようにストリングが生える、という TeV スケールの欠陥を取り上げる [1]。

ストリングを用いた電弱バリオン生成のシナリオにおいて、生じるバリオン非対称を定量的に見積もるためには、電弱相転移後の、スファレロン相互作用が効かなくなる温度でのストリングの数密度が必要になる。モノポールとストリングの複合欠陥の場合、キップル機構で生成され、後にはスケーリング分布に従う、という通常のストリング進化のシナリオとは異なる様相を示すと期待される。なぜならば、生成時のストリングの数密度は、欠陥を構成する場の相関スケールではなくて、その時のモノポールの数密度によって決まるからである。そこで、モノポール数密度の進化が重要になるが、これまで詳しく調べられてきた大統一スケールのモノポールと異なり、ここでのモデルで現れるのは電弱スケールのモノポールなので、今までの研究成果をそのまま適用することは出来ない。そこで、数値計算も交えて、TeV スケールモノポールの進化の様相を解析する、というテーマに取り組んだ。

電弱相転移前にストリングが生成され、なおかつスファレロン反応が効かなくなる後までストリングが生き残るようにパラメータを選び、モノポールの質量、m_M、が、

$$m_M \simeq 2400 \text{ GeV} \ , \tag{1}$$

という値を取るモデルを採用する。すると、モノポール数密度のエントロピー密度に対する比が一定となる凍結温度に到達する前にバリオン生成が起こることとなり、その時点でのモノポール数密度、n_M、は、

$$\frac{n_M}{s} \sim 10^{-16} \ , \tag{2}$$

という大きさになることがわかった。ここで s は宇宙のエントロピー密度である。この数密度のモノポールからストリングが生み出されるとすると、このシナリオが他の場合に較べて、バリオン生成に特に有効とは言えないことになる。これは、GUT モノポールの場合と異なり、モノポールの対消滅反応が頻繁に起こり過ぎることが主因と考えられる。なお、これらの結果は、数値計算によっても定性的に確かめられている。

結論として、TeV スケールストリング [2] かスファレロンの束縛状態 [3] を使うシナリオの方がバリオン生成には有効である、ということがわかった。

参考文献

[1] T. W. Kephart and T. Vachaspati, Phys. Lett. **B388** (1996) 481.

[2] R. H. Brandenberger and A.-C. Davis, Phys. Lett. **B332** (1994) 305.

[3] V. Soni, Phys. Lett. **B394** (1997) 275.
C. S. Aulakh, M. Nagasawa, and V. Soni, Phys. Lett. **B471** (1999) 13.

非等方的な速度分散を持った ハロー中における力学的摩擦

出田誠（京大・理）[1]

銀河中における衛星銀河・球状星団、銀河団中における銀河などは、力学的摩擦の影響で中心へ向かって落ち込んでいく。従って、母銀河・衛星銀河の力学的進化を考える上で、力学的摩擦の効果を評価することは重要である。ところで力学的摩擦については、今まで数多く、数値的・解析的に評価されてきたが、ほとんどの場合、ハローの速度構造は等方的であるとされてきた。しかしながら、実際のハローは非等方性が卓越していると考えられる。そこで本研究では、ハローが非等方な速度分布を持っている場合を考え、力学的摩擦が非等方性にどの程度依存しているか、調査した。その際、線型化した無衝突ボルツマン方程式・ポワッソン方程式を使って力学的摩擦を評価する、Lynden-Bell & Kalnajs(1972),Weinberg(1989) らの手法を用い、Chandrasekhar formula との比較も行った。その結果、非等方性を考慮すると、ハローの動径方向の速度分散が卓越している場合には力学的摩擦の効果は弱くなり、角度方向の速度分散が大きい場合にはより摩擦が効きやすくなることが示された (Fig. 1：実線)。また、Chandrasekhar formula に含まれる、Coulomb logarithm がハローの非等方性に依存しないと仮定すると、非等方性が大きくなる程線形計算とのズレが大きくなる (Fig. 1：破線) ことから、Coulomb logarithm はハローの速度構造によって変わることが示唆される。また、図から明らかなように、場合によっては摩擦の効果はほぼ半減することもあり、ハローの速度構造は正しく取り扱う必要がある。

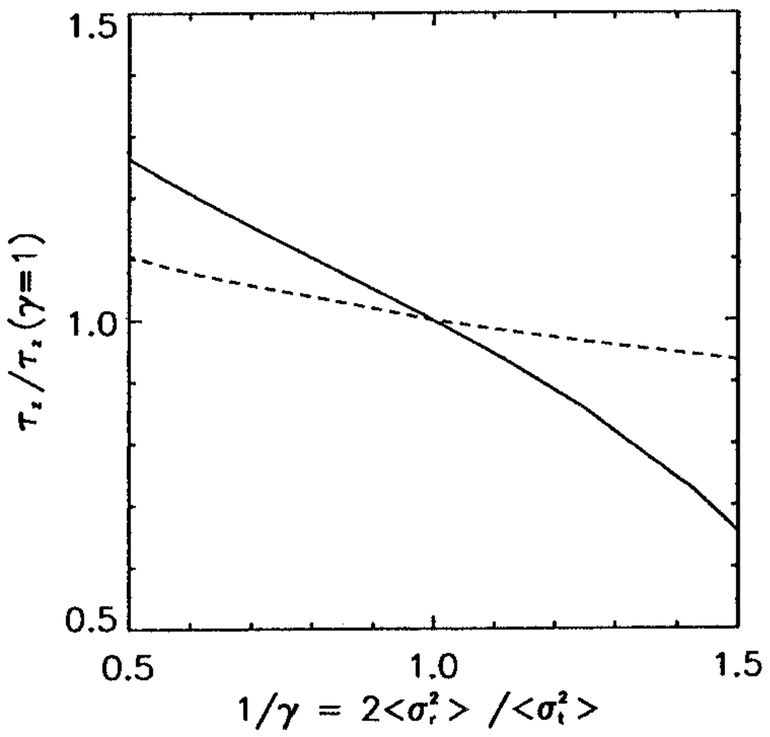


FIG. 1.— 非等方性を決めるパラメータ γ の関数として表した、伴銀河に働くトルク。実線は線形計算によるもので、破線は Chandrasekhar dynamical friction formula を用いたもの。共に $\gamma = 1$(等方) で基格化しており、Coulomb logarithm は γ によらず一定であると仮定して、破線は書かれている。

[1] E-mail: ideta@kusastro.kyoto-u.ac.jp

白色矮星の回転がIa型超新星の明るさに及ぼす影響

上西達大・野本憲一　(東京大学理学系研究科天文学専攻)
蜂巣　泉　(東京大学総合文化研究科)

概要

Ia型超新星は、優れた標準光源として宇宙論パラメータの決定などにおいて広く使われている。しかし、実際の観測では完全に一様ではなく、経験則による補正を施したものを用いている。

我々は元となる白色矮星の回転を考えることにより、明るさのばらつきを説明できるのではないか、と考えて計算を行った。その結果を示すともに、Ia型超新星が持つ、母銀河に対する依存性についても触れる。

回転の効果とモデル

Ia型超新星は、ガスの降着により限界質量に達した白色矮星が爆発したものである、と考えられている。回転を考えることにより遠心力の効果によって正味の重力が減少し、限界質量が増大する。

Ia型超新星は爆発時に合成される^{56}Niの量が多いほど明るい。また、爆発前の白色矮星の質量が大きい程合成される^{56}Niの量も多いので、結果として回転が強いほどより明るい超新星になる。

計算の際には軸対称を仮定し、状態方程式としては完全縮退電子ガスを用い、回転則にはj-constantを採用した。計算の開始時には白色矮星は静止しており、降着に伴ってガスから質量と角運動量を受け取る。ガスはケプラー運動しているとし、ある一定の効率で角運動量を白色矮星に与える。超新星爆発を起こす閾値は2.0×10^9g/cmとした。

一方で回転が強くなり過ぎると白色矮星は安定に存在できない。こちらの閾値はT/W=0.14（T:回転エネルギー、W:重力エネルギー）である。

計算結果

図1を見てわかるように、効率を1（即ち、ガスの角運動量は全て白色矮星に与えられる)とした場合は初期質量に関わらず、白色矮星は力学的に不安定となる。しかし、効率を下げていくことで白色矮星は不安定にならずに超新星爆発を起こすことができるようになる（図2参照)。この時の質量の差に対応する明るさの差をW7モデルによる球対称の爆発計算の結果を用いて見積もったところ、約0.4等であった。これは観測される明るさのばらつきを説明できる。

更に、白色矮星の初期質量と爆発直前の質量との間には興味深い関係がある。初期質量が小さい白色矮星ほど、降着するガスの量が多く回転が強くなるために最終的に重くなるのである。従って、もともと軽い白色矮星ほどより明るい超新星になる。

母銀河への依存性

一般的なIa型超新星のうち最も明るい部類に属するものは渦巻銀河でのみ見つかっている。これは、次のように考えることで説明できる。

楕円銀河では質量の大きな星は既に進化してしまっているので、軽い（従って明るい超新星になる)白色矮星が超新星になるために必要なガスを供給できない。初期質量の重い白色矮星しか超新星になれないので、比較的暗い超新星が観測される。

一方で渦巻銀河では質量の大きな星が白色矮星に十分なガスを供給できるため、明るい超新星も暗い超新星も観測される。

このように、回転の効果を考慮することにより観測されるIa型超新星の性質をうまく説明することができる。

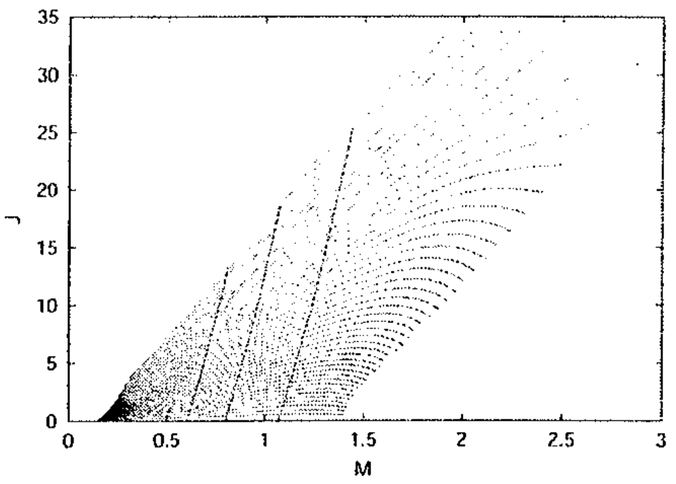


図1
角運動量の効率を1にした場合の結果。初期質量はそれぞれ0.6、0.8、1.07太陽質量である。右端が超新星爆発に対応し、上端が不安定化に対応している。初期質量に関係なく、不安定化条件に達していることがわかる。

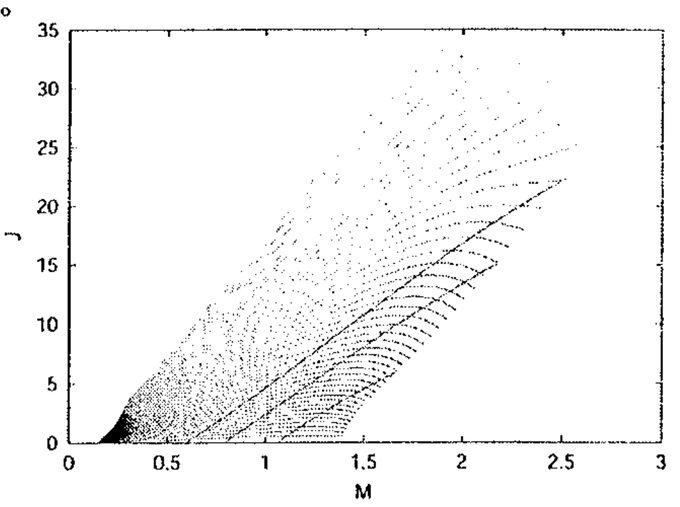


図2
図1と同じだが効率は0.2である。一番軽い0.6太陽質量の白色矮星は効率0.2以下で超新星爆発の条件を満たす。

非一様宇宙と加速膨張

井口英雄
東京工業大学 理工学研究科 基礎物理学専攻

Even for the observed luminosity distance $D_L(z)$ which suggests the existence of the dark energy, we show that the inhomogeneous dust universe solution without the dark energy is possible in general. Future observation of $D_L(z)$ for $1 \lesssim z < 1.7$ may confirm or refute this possibility.

I. INTRODUCTION

Recent measurements of the luminosity distance $D_L(z)$ using Type Ia supernovae [1–3] suggest that accurate $D_L(z)$ may be obtained in near future. Especially SNAP [4] will give us the luminosity distance of ~2000 Type Ia supernovae with an accuracy of a few % up to $z \sim 1.7$ every year. On the other hand from the observation of the first Doppler peak of the anisotropy of CMB, it is now suggested that the universe is flat [5,6], which may be proved in future by MAP and Planck. Under the assumption of the homogeneity and the isotropy of our universe, these observations suggest that the dark energy is dominant at present. However at present we do not have a firm and reliable theoretical basis to discuss such a small amount of energy scale compared with the Planck one. Recently we have considered to construct a possible inhomogeneous dust universe derived from the observed $D_L(z)$ without any dark energy [7].

II. RESULTS AND CONCLUSION

The main question of [7] is whether or not the dark energy is the only solution to the apparent acceleration of the universe. Our answer for this question is "no dark energy". To derive this conclusion we have performed the "reconstruction" of the universe from the $D_L(z)$ which is considered to be plausible from the SNIa observations. The assumptions in this analysis are that the $D_L(z)$ is correct for all z and that the dark energy does not exist. The result is that we can reconstruct the universe up to $z \sim 1$ without difficulty and the crucial difference appears at $1 < z < 1.6$. Therefore we conclude that if there is not dark energy, D_L(z) should be different from Eq. (1) in [7] and these differences would be observed by future or ongoing projects.

Recently, the SNIa at the redshift of ~ 1.7 was found [8,9] with rather large error bars. However only a single SNIa at the redshift of ~ 1.7 is not enough to construct the accurate $D_L(z)$. The first Doppler peak as well as the higher ones will give us another constraints to the inhomogeneous universe models. One may suspect that the existing observations in $0 < z < 1$ such as : (i) evolution of cluster abundance, (ii) lensing rate, (iii) ages of stellar populations already rule out the inhomogeneous models. The model dependence including various undetermined parameters and the observational uncertainty are much larger than the dependence on the cosmological parameters. Therefore we think that these observations can not easily rule out the inhomogeneous model.

In conclusion, the dark energy is not the only solution to the apparent acceleration of the present universe but inhomogeneous dust models can also explain the observations.

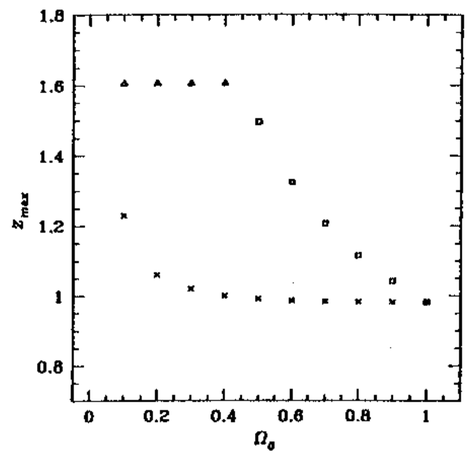


FIG. 1. Plots of maximum redshifts when either of inequalities in Eq. (16) in [7] is violated as a function of the present density parameter. The open triangles and the open squares are the ones for the Big-Bang time inhomogeneity. The cross marks are the ones for the curvature inhomogeneity case.

[1] B. P. Schmidt *et al.*, Astrophys. J. 507, 46 (1998).
[2] A. G. Riess *et al.* [Supernova Search Team Collaboration], Astron. J. 116, 1009 (1998).
[3] S. Perlmutter *et al.* [Supernova Cosmology Project Collaboration], Astrophys. J. 517, 565 (1999).
[4] Supernova/Acceleration Probe, http://snap.lbl.gov
[5] de Bernardis, P. *et al.*, Nature (London) , 404, 955 (2000).
[6] Lange, A.E. *et al.*, Phys. Rev. D 63, 042001 (2001).
[7] H. Iguchi, T. Nakamura and K. Nakao, arXiv:astro-ph/0112419.
[8] R. L. Gilliland, P. E. Nugent and M. M. Phillips, Astrophys. J. 521, 30 (1999).
[9] A. G. Riess *et al.*, astro-ph/0104455.

Supernova Jets, GRB Jets, and Implications of Iron Lines in the X-ray Afterglow

長滝重博[1]

Abstract

The origin of the iron emission line in the X-ray afterglows in some GRBs is a big mystery and, at the same time, a clue to understand the system of the GRBs. Of course, it is difficult to construct a model that reproduces the GRB and Fe line at the same time. This is because clean environment with high entropy is required for making a GRB, in which iron nuclei will be hardly synthesized. In this study, we present a model for explaining the Fe Kα line and the continuum in the afterglow of GRB000214. We pose the importance to seek the physically natural environment around GRB000214. For reproducing the observation, we need a ring-like remnant around the progenitor, like that of SN 1987A produced by the mass-loss of the progenitor. The observation of GRB000214, in which the continuum power-law spectrum decreased faster than the line, motivated us to consider two independent systems for the line emission and the continuum spectrum. At first, the continuum spectrum can be fitted by the afterglow emission of the fireball pointing toward the observer, which does not collide with the ring because the emission of GRB and the afterglow are highly collimated to the observer by the relativistic beaming effect. Secondly, the line can be fitted by the recombinations of the ionized electrons in the ring illuminated by the X-ray afterglow. It is shown that the observed intensity of iron emission line can be reproduced well by our model, which suggests that the progenitor of the GRB may be a massive star.

Subject headings: gamma-rays: bursts — gamma-rays: individual (GRB000214) — ISM: supernova remnants — line:formation — X-rays: general

References

1. K. Kotake and S. Nagataki PASJ, **53**, 579 (2001)

[1] Department of Physics, School of Science, the University of Tokyo
E-mail: nagataki@utap.phys.s.u-tokyo.ac.jp

ニュートン力学における臨界現象

前田秀基、原田知広 (早稲田大学理工学研究科)

球対称の自己相似解はニュートン力学でも一般相対論でも広く研究されてきました。ニュートン力学での自己相似解の研究は主に後の星形成につながる原始ガスの重力崩壊に対する現実的な解を求めようという動機で広く行われてきました。ラーソンとペンストンはそれぞれ独立にラーソン・ペンストン解と呼ばれる重力崩壊する等温ガス球殻を表す自己相似解を見つけました [1]。ハンターはハンター (A)-(D) 解と呼ばれる同じ物理状況を表す一連の解を見つけ, さらに無限個の自己相似解があることを示しました [2]。

そうするとこれらの自己相似解のうちどの解が一般的な重力崩壊をよく近似するか？という疑問が出てきます。近年の流体力学的な数値シュミレーションやモード解析による安定性の議論の結果ラーソン・ペンストン解が重力崩壊するガス球殻の中心部を最もよく近似する解であることが示されています [3,4]。花輪と中山は球対称摂動に対する安定性をモード解析の手法により調べ, ラーソン・ペンストン解は不安定モードを持たず, ハンター (B),(D) 解は不安定モードを持つことを示しました。彼らはハンター (A),(C) 解については調べていませんが, ハンター解は不安定で現実的な解ではなく, ラーソン・ペンストン解が現実的な解となりうると結論しています [4]。またオリとピランは内部流体の動径方向速度が音速になる音速点において摂動の一階微分の不連続性が発展するというキンク不安定性について議論し, 一様崩壊解がキンク不安定性を持つのに対してラーソン・ペンストン解はキンク不安定性を持たないことを示しました [5]。

私たちはラーソン・ペンストン解, ハンター (A)-(D) 解, 一様崩壊解の球対称線形摂動に対する安定性を解析しました [6]。その結果, ハンター解は球対称線形摂動に対して, 解の密度分布における振動の数と同じ数の不安定モードを持ち, 不安定であることがわかりました。一方ラーソン・ペンストン解と一様崩壊解は球対称線形摂動に対して不安定モードを持ちません。しかしキンク不安定性を考えると, 一様崩壊解は不安定ですので, これらの解の中ではラーソン・ペンストン解が現実的な等温ガスの重力崩壊を表していると言えます。流体力学的な数値シュミレーションの結果もこのことを後押ししており, 一般的な初期分布からの等温ガスの重力崩壊の中心部がラーソン・ペンストン解に収束していくことがわかっています。

また, ハンター (A) 解には不安定モードが一つだけ ($|-t|^{-9.4637}$ の依存性:t は $-\infty$ から増加していく) あり, この解が一般相対論において発見された重力崩壊における臨界現象に関係していることがわかりました [7]。繰り込み群の手法で解析された結果, 重力崩壊における臨界現象に関係する臨界解は不安定モードを一つだけ持ち, スケーリング則に現われるべきはこのモードの固有値の逆数であることがわかっています [8]。一般相対論的ハンター (A) 解は臨界解であり, スケーリング則を満たす量は形成されるブラックホールの質量です [9]。ニュートン力学の場合でもハンター (A) 解は臨界現象に関係していると思われ, ニュートン力学ではブラックホールが無いために, スケーリング則を満たす量が何であるかはまだ不明ですが, スケーリング則に現われるべきの値 ($\gamma \approx 0.10567$) が得られました。この値は一般相対論の結果のニュートン極限と無矛盾です [9]。スケーリング則を満たす物理量が何であるか知るために, 流体力学的な数値シュミレーションをやる必要があります。

参考文献

[1] M.V. Penston, ApJ **144**, 425 (1969); R.B. Larson, MNRAS **145**, 271 (1969).

[2] C. Hunter, ApJ **218**, 834 (1977).

[3] T. Tsuribe and S. Inutsuka, ApJ **526**, 307 (1999); T. Hanawa and T. Matsumoto, PASJ **52**, 241 (2000); T. Hanawa and T. Matsumoto, ApJ **521**, 703 (2000); P.N. Foster and R.A. Chevalier, ApJ **416**, 303 (1993).

[4] T. Hanawa and K. Nakayama, ApJ **484**, 238 (1997).

[5] A. Ori and T. Piran, MNRAS **234**, 821 (1988).

[6] H. Maeda and T. Harada, PRD **64**, 124024 (2001).

[7] M.W. Choptuik, PRL **70**, 9 (1993); C.R. Evans and J.S. Coleman, PRL **72**, 1782 (1994).

[8] T. Koike, T. Hara and S. Adachi, PRL **74**, 5170 (1995); D. Maison, Phys. Lett. B **366**, 82 (1996).

[9] T. Harada and H. Maeda, PRD **63**, 084022 (2001); T. Koike, T. Hara and S. Adachi, PRD **59**, 104008 (1999).

ディスク銀河における軌道の力学進化の解析

Taihei Yano, Yukitoshi Kan-ya and Naoteru Gouda
National Astronomical Observatory, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan
E-mail: yano@pluto.mtk.nao.ac.jp, kanya@ioa.s.u-tokyo.ac.jp, naoteru.gouda@nao.ac.jp

ABSTRACT

Lynden-Bell（1979）が銀河の重力ポテンシャル中での軌道の力学進化を考察し、バー構造やスパイラル構造が出来るメカニズムを提唱したが、その後も Earn & Lynden-Bell（1996）により、更に研究が進められている。Earn & Lynden-Bell はバー銀河中のバーの軸と星の軌道の軸方向がそろう条件を導いたがこれはリゾナンスを起こす領域近辺に限られた話であった。すなわち、銀河面大域的にどのようになっているかにはまったく触れられていない事になっている。そこで我々はリゾナンスを起こしていない領域に関しても解析をして、大域的に見て軌道がそろうかどうかの条件を求めた。

1. Summary

我々は Earn & Lynden-Bell(1996) でおこなったリゾナンス近辺のみでの解析をリゾナンスを起こしていない領域も含めた銀河面全体に一般化した。

Earn & Lynden-Bell はバー銀河中のバーの軸と星の軌道の軸方向がそろう条件をだし、銀河ポテンシャルのパラメータ β ($v \propto r^{\beta}$, v:circular velocity) の関数 $\zeta = \zeta(\beta)$ として導いたが、我々は β と半径 r の関数 $\zeta = \zeta(\beta, r)$ として導いた。しかもこれはほとんどポテンシャル β によらず、r のみの関数 $\zeta = \zeta(\beta, r) \simeq \zeta(r)$ であることが解った。

それによるとバーないし、2本腕アーム構造の場合 Inner Lindblad Resonance より、内側では軌道の軸は反発するよう働き、外側ではそろうよう働く。すなわち、構造は Inner Lindblad Resonance となる半径より外側のみ形成され得る事を明らかにした。

REFERENCES

Earn, D. J. & Lynden-Bell, D., 1997, MNRAS, 278, 395

Lynden-Bell, D., 1776, MNRAS, 187, 101

This preprint was prepared with the AAS LaTeX macros v4.0.

星間塵表面反応による赤外発光
---- 分子雲形成領域の新しい観測プローブ ----

高橋 順子

理化学研究所 情報基盤研究部 計算科学技術推進室

〒351-0198 埼玉県和光市広沢 2-1

E-mail: junko.takahashi@nao.ac.jp

【理論化学＋理論天文学の研究から導かれた新しい観測プローブ】

星間水素分子は、星間塵表面上での水素原子再結合反応 H + H → H_2 によって形成される際、塵表面と水素分子との相互作用下での生成熱 (= 4.5 eV) の再分配過程の結果、高い振動回転状態に励起されることがわかった (Takahashi et al. 1999)。これを形成励起（Formation Pumping）機構という。星間塵表面上での Formation Pumping 機構によって高い振動回転励起準位に上げられた水素分子は、やがて自然発光過程によって赤外線を放射する。このことは、紫外線励起源や衝突励起源が無い星間空間において、Formation Pumping による水素分子の赤外発光が観測される可能性を示唆する (Duley & Williams 1993)。

Takahashi and Uehara (2001) は、Formation Pumping による水素分子の振動回転励起分布の新しいモデル関数を作成し、分子雲形成領域において水素分子の Formation Pumping 過程および紫外線励起過程と自然発光過程が準平衡状態にある場合の赤外発光スペクトルを計算した。その結果、低い回転準位からの遷移線（例：1–0 S(1)）は紫外線強度に強く依存するのに対し、高い回転準位からの遷移線（例：1–0 S(7), 2–1 S(5)）は Formation Pumping のみに支配されて紫外線励起にはほとんど影響を受けないことがわかった。Formation Pumping による赤外発光スペクトルには、星間塵表面の種類による差異も見られる。

以上のことから、Formation Pumping による水素分子の赤外発光スペクトルは、分子雲形成領域を観測するための新しい有力なプローブになると考えられる。これは、分子雲が形成途上の領域においてのみ観測可能な強度を持つ。また、星間塵表面上での水素分子形成過程そのものを直接観測するためのプローブにもなり、星間塵の種類についての情報や、水素分子のオルソ／パラ比についての情報も得られる。さらに、従来は水素分子の赤外発光が観測できるとは予想もされなかった紫外線励起源も衝突励起源も無いような星間空間においてそれが検出される可能性を示す。Formation Pumping 光の検出は、理論化学と理論天文学の研究から導かれた、天文学の新しい観測テーマであると言える。

【分子雲形成領域における Formation Pumping 光の観測計画】

純粋な Formation Pumping 光を検出するためには、強い紫外線励起源や衝突励起源が無い分子雲形成領域を観測する必要がある。その条件を満たす天体として、HI 雲を伴う高銀緯分子雲 MBM 11 を選んだ。まず、野辺山 45m 電波望遠鏡による ^{12}CO (J=1–0) emission の観測により、この天体における分子雲形成領域の場所を探した。次に、その場所へ向けて、すばる望遠鏡 IRCS-echelle による近赤外分光観測を行うことにより、Formation Pumping 光を検出する計画である。2001 年のクリスマスの夜、我々は、分子雲形成領域における世界で初めての Formation Pumping 光の検出を目指す。

共同研究者：高橋順子（理研）、上原英也（SGI）、斎藤正雄（Harvard-Smithsonian CfA）、臼田知史、臼田-佐藤功美子、小林尚人、阪本成一、立松健一（国立天文台）

【参考文献】

1) 高橋順子,「塵の上でつくられる宇宙の水素分子」, パリティ, 2001 年 5 月号, 24–30.
2) Takahashi, J., Masuda, K., Nagaoka, M., "Product Energy Distribution of Molecular Hydrogen Formed on Icy Mantles of Interstellar Dust," ApJ, 1999, 520, 724–731.
3) Takahashi, J., Uehara, H., "H_2 Emission Spectra with New Formation Pumping Models", ApJ, 2001, 561, 843–857.

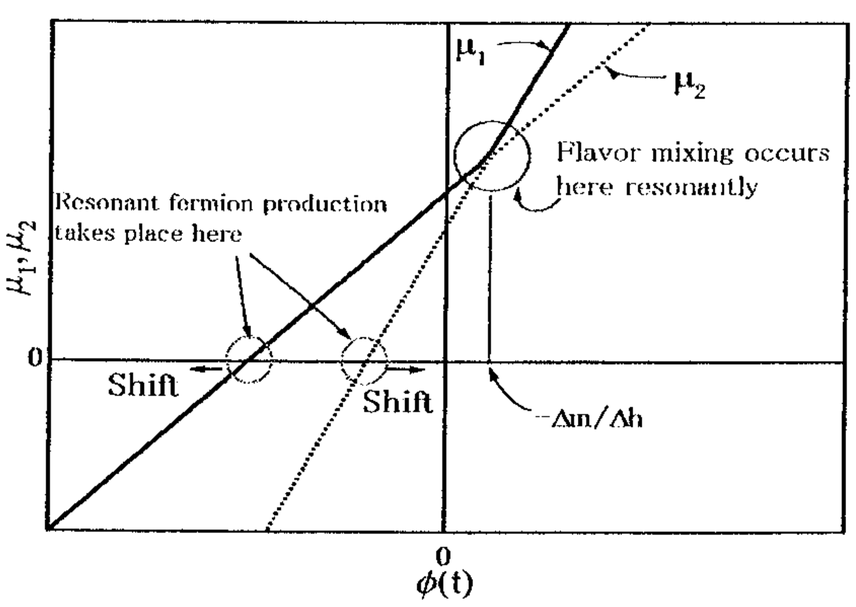
Fermion Flavor Mixing in the Oscillating Background

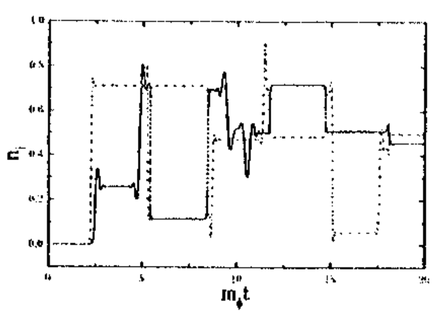
KANAI Tsuneto* and TSUJIKAWA Shinji
Research Center for the Early Universe, University of Tokyo

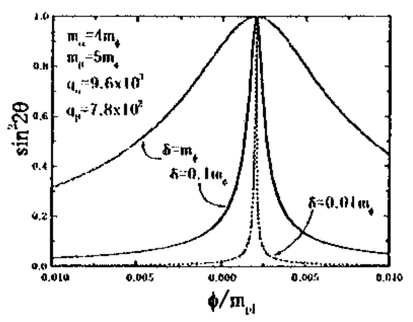
We investigate the effects of flavor mixing on the non-perturbative production of fermions after inflation, *fermionic preheating*, considering the system whose action is given by

$$\begin{aligned} S &= \int d^4x\sqrt{-g}\Big[\frac{1}{2}\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi - V(\phi) \\ &\quad + i\overline{\psi}_\alpha(\bar{\gamma}^\mu D_\mu - m_\alpha)\psi_\alpha - h_\alpha\phi\overline{\psi}_\alpha\psi_\alpha \\ &\quad + i\overline{\psi}_\beta(\bar{\gamma}^\mu D_\mu - m_\beta)\psi_\beta - h_\beta\phi\overline{\psi}_\beta\psi_\beta \\ &\quad - \delta(\overline{\psi}_\alpha\psi_\beta + \overline{\psi}_\beta\psi_\alpha)\Big]. \end{aligned}$$

$\bar{\gamma}^\mu$ is the curved-space Dirac matrices, and $D_\mu \equiv \partial_\mu + (1/4)\gamma_{\alpha\beta}\omega_\mu^{\alpha\beta}$ is the spin-1/2 covariant derivative, where $\omega_\mu^{\alpha\beta}$ is the spin connection. We adopt the massive chaotic inflationary scenario and as is predicted by it the background metric is assumed to be flat FRW.



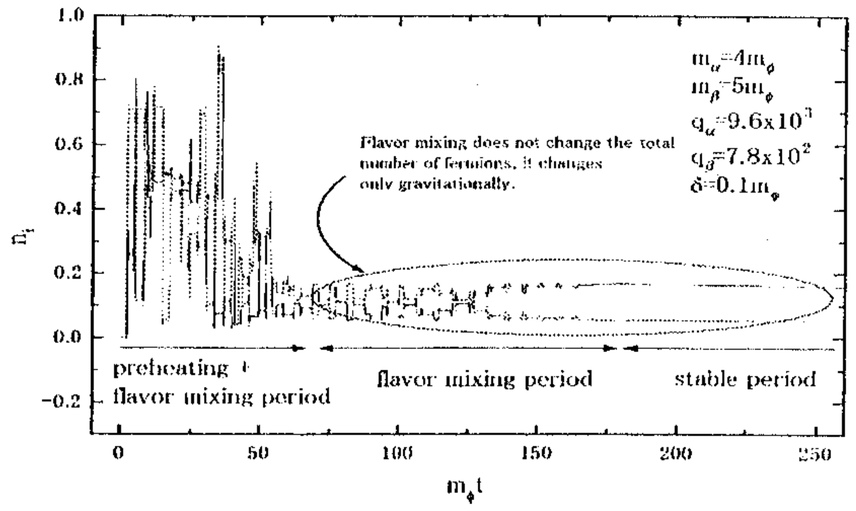




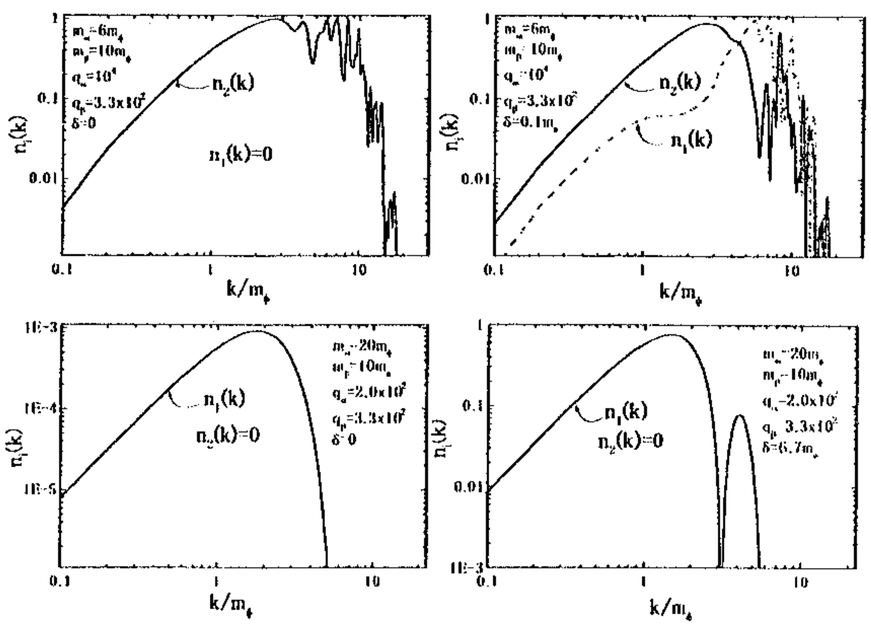
The time dependence of the unitary transformation from flavor eigenstates to mass eigenstates prevents us for regarding the system as merely composed of independent, decoupled two states and when $\delta/\Delta m$ and $\delta/\Delta h$ is small the flavor mixing takes place nonadiabatically like that in *the MSW effect*.

*kanai@resceu.s.u-tokyo.ac.jp

When the eigenvalue of the mass matrix vanishes, resonant fermion production occurs through the Yukawa coupling. We propose the previous diagram to understand the situation, and the mixing angle as a function of ϕ is also displayed. The off-diagonal components of the mass matrix in the flavor basis shift the value of ϕ when the production takes place. By the shifting effect or the nonadiabatic *MSW resonance* it is possible to generate the heavy and weakly coupled fermions which can be generated only gravitationally in the one field analysis.



Here we present some integration results. In the above diagram we can understand the situation in which the two kinds of the resonances occur and gradually vanish as the amplitude of the inflaton field decays, and the below four graphs indicate that by taking account of the influence of the flavor mixing superheavy, smaller m/h fermion which may be interesting for the dark matter problem and for the problem of ultra-high energy cosmic rays can be created.



電波銀河ホットスポットでの衝撃波による電子加速効率

紀 基樹[*†]、 高原 文郎[*]

[*]Department of Earth and Space Science, Graduate School of Science, Osaka University,
Toyonaka, Osaka 560-0043, Japan

[†]Astronomical Institute, Graduate School of Science, Tohoku University,
Aoba-ku, Sendai 980-8578, Japan

要旨

FR II型の電波銀河の中心核から噴出するジェットは、中心部から典型的に100-1000キロパーセク程度離れた位置で銀河間ガスとの衝突による衝撃波を生成する。その衝撃波領域で加速された電子の放射により、ジェットの先端部分には非常に大きな表面輝度を持つホットスポットと呼ばれるコンパクトな放射領域ができる。

従来の研究では、加速された電子の非熱的放射を観測して衝撃波領域の物理状態を議論してきた(2001年 秋の天文学会)。しかし、衝撃波を作り出す熱的プラズマは直接観測が難しく、加速電子と比べて一体どの程度の割合で存在するかがよく分かっていない。ミッシングパワー、プラズマ組成等の観点からこの割合は重要である。そこで、代表的な電波銀河Cygnus Aのホットスポット Aに対して、総プラズマの個数密度、エネルギー密度を１次元ショック条件に基づき推定した。また、これとは独立に非熱的スペクトルの観測から加速電子の個数密度、エネルギー密度をSSCモデルに基づき推定し、双方を比較した。

加速電子の個数密度、エネルギー密度は総プラズマの個数密度、エネルギー密度より小さいという制限に基づいた結果として、加速電子の最小ローレンツ因子がジェットと逆行衝撃波の相対速度程度の時には組成が電子陽電子プラズマであり、加速電子の最小ローレンツ因子が十分大きな値であれば、組成に対して制限がつかないということが分かった。

参考文献

[1] Kino, M., Ph.D. Thesis, Tohoku University (2002)

ダスト層の重力分裂による微惑星形成

— 微惑星の初期質量 —

古屋　泉（神戸大自然）、中川　義次（神戸大理）

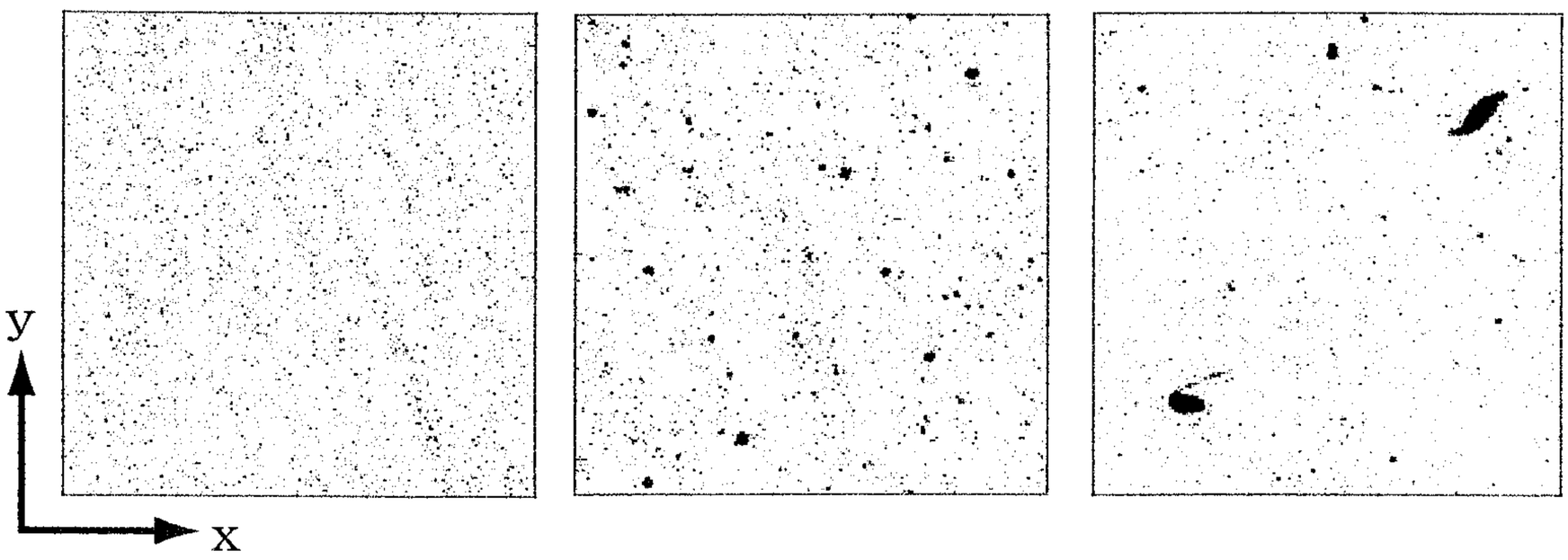
微惑星形成のメカニズムは大きく分けて２つ考えられている。１つは、円盤内でダストのみが赤道面に沈澱し(ダスト層の形成)、そのダスト層が高密度になると重力不安定が生じいっきに塊に分裂し形成されるというものである。もう１つは、円盤内でダスト同士が直接衝突し付着成長するというものである。しかし、未だにどちらのメカニズムで微惑星が形成されるかは明らかになっていない。そこで我々は前者のメカニズムに着目し研究を行ってきた。

重力分裂はダストが赤道面付近に濃集すると、ダストの自己重力が中心星の潮汐力を上回るために生じる。これまで、ダスト層の重力分裂による微惑星形成は軸対称モードの線形解析からしか調べられておらず、ダスト層はリング状(幅が臨界波長)に分裂するということまでしか分からない。そのため、経度方向にも臨界波長程度で分裂すると「仮定」することによってその質量などが見積もられてきた。しかし、この微惑星形成の描像や形成される微惑星の質量が本当に正しいかどうかは未だに明らかになっていない。

そこで私の研究では局所的なN体数値計算を行ない、非線形でかつ3次元の効果を取り入れて直接的に重力不安定を再現し、その描像と形成される微惑星の質量を調べた。その結果、描像は線形解析とは全く異なり、リング状の分裂片など現れないことが分かった。また、その形成過程には３段階あることが分かった。

１段階目：非軸対称な筋状構造の形成 （図１）
２段階目：初期クランプ(多数の粒子が一度に集まる)の形成（図２）
３段階目：初期クランプ同士の合体成長(一対一の合体)（図３）

質量については、初期クランプが解析的見積もりの約1/10倍、３段階目の成長では、２−５倍となることが分かり、解析的見積もりとほぼ一致することが分かった。



(1) $t = 0.8T_K$　　(2) $t = 2.9T_K$　　(3) $t = 18.2T_K$

図：粒子分布の時間進化

ブラックホール近傍からのγ線放射
-γ線によるスピンパラメータ同定の可能性-

岡　和孝(神戸大自然)、萬本忠宏(千葉大理)

Introduction

ブラックホール近傍の降着流から放射されるγ線が、ブラックホールのスピンパラメータ同定に有効かどうかを調べる。つまり、このγ線はブラックホール近傍の降着流から放射されるため、ブラックホールの回転による降着流の内部構造の変化についての情報を直接に示していると考えられるからである。ここでは超巨大ブラックホールの場合を考える。また、降着流中の粘性加熱が陽子のエネルギー分布に与える影響は解明されていないので、熱的分布、非熱的分布(ベキ乗分布)とそれらの組み合わせの3通りを考慮する。そして、スピンパラメータの値の違いにより、γ線強度がどの程度変化するのかを調べる。スピンパラメータの値の違いによりγ線強度が大きく変化すれば、同定可能ということになる。

Model

降着流として非常に高温となるADAFを採用する。γ線放射メカニズムは、高温ガス中のイオン同士の衝突による中性π中間子の形成、そしてその中性π中間子の2個のγ線への崩壊によるものである。まず、降着流の構造は、電子、陽子とも熱的分布であるとして計算する。従って、各半径での陽子の温度を得ることによって熱的陽子からのγ線スペクトルを計算することができる。一方、ベキ乗分布は、この温度で与えられるエネルギーを一定に保つように、かつ規格化条件を満たすように陽子のエネルギー分布を再分配して考慮することにする。また、これら2つの分布を組み合わせる際の粘性エネルギーの分配の割り合いは Δ ($0 \leq \Delta \leq 1$) で定義する。なお、$\Delta = 1$ は粘性エネルギーのすべてがベキ乗分布に、$\Delta = 0$ は粘性エネルギーのすべてが熱的分布に分配されることを示す。

Results

図1(熱的分布)、2(ベキ乗分布)は電子からの放射がX線領域で重なるようにスピンパラメータと質量降着率の間の関係を調節した際の電波からγ線に渡るスペクトルの図である。陽子のエネルギー分布が熱的である場合、γ線強度はスピンパラメータの値の違いに対してオーダーで変化することが分かった。従って、γ線はブラックホールのスピンパラメータ同定に関して重要な制限となる。一方、陽子のエネルギー分布がベキ乗分布である場合、スピンパラメータの変化に対してγ線強度はあまり敏感でないことが分かった。また、これら2つの分布を組み合わせた場合、ベキ乗分布からのγ線成分が卓越することにより、スピンパラメータ同定を困難にすることが分かった。

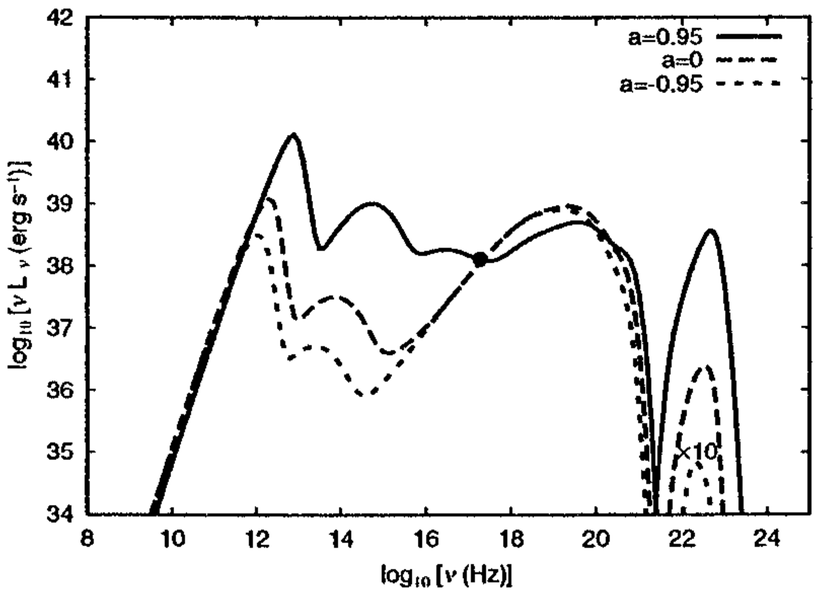


図1　Thermal

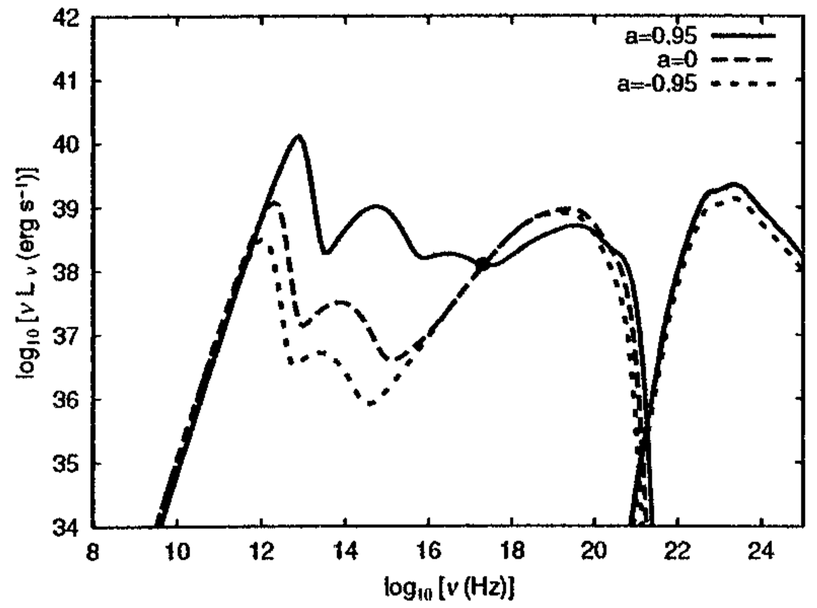


図2　Power-law(s=2.75)

図1：陽子のエネルギー分布が熱的分布の場合。ブラックホールの質量は 10^8 太陽質量。aはスピンパラメータを示す。　図2：ベキ乗分布の場合。

参考論文

Dermer, C. D., 1986, ApJ, 307, 47D
Mahadevan, R., Narayan, R., & Krolik, J. 1997, ApJ, 486, 268
Mahadevan, R. 1999, MNRAS, 304, 501
Manmoto, T. 2000, ApJ, 534, 734

連星中性子星の進化に対する状態方程式の影響

臼井 文彦・江里口 良治 (東大 総合文化)

高密度の中性子星物質に対する現実的な状態方程式を用いて、準平衡状態・同期回転の下で連星中性子星の構造を計算し、進化の系列を求めた。この結果、$1.4M_\odot$ の中性子星を考えると、系の全体的なふるまいは $N = 0.7$ のポリトロープでよく近似できることがわかった。

§連星中性子星 …

- 観測的に有望な重力波源
- 理論的扱いは非常に難しい

→ 現段階では多くの仮定が必要

(メトリック、粘性、回転則、状態方程式…)

§状態方程式 …

「中性子星の構造はポリトロープ：

$p = K\rho^{1+1/N}$, $\varepsilon = \rho + Np$

において、$0.5 \leq N \leq 1.0$ で近似できる」

→ 連星の進化に伴い、N や K がどのように変化するか？

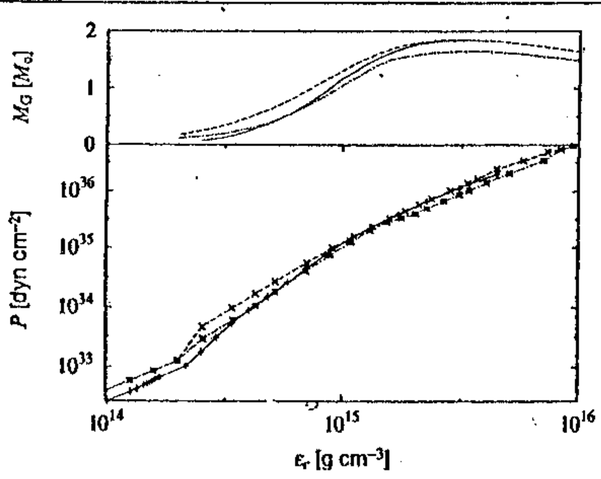
どのような平衡解の系列を進化に対応させればよいか？

⇓

中性子星物質に対する現実的な状態方程式を採用すればよい

(平衡解の系列を進化に対応させる際に不定性は存在しない)

EOS	M_G(max)	Feature
WFF3 Wiringa et al. 1988	$1.84M_\odot$	"intermediate"
BJ-I Bethe & Johnson 1974	$1.85M_\odot$	"stiff"
BJ-V Bethe & Johnson 1974	$1.65M_\odot$	"soft"



§計算方法 …

- 準平衡状態を仮定 (重力波放出を無視)
- 等質量の連星、同期回転・剛体回転とする
- メトリック：

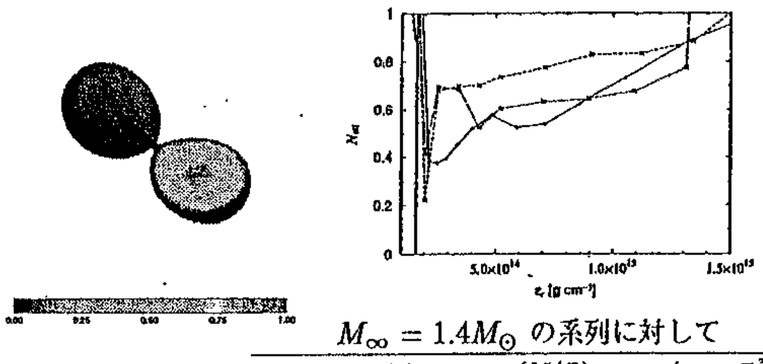
$$ds^2 = -e^{2\nu}dt^2 + r^2\sin^2\theta e^{2\beta}(d\varphi - \omega dt)^2 + e^{2\alpha}dr^2 + r^2e^{2\alpha}d\theta^2$$

  - 系の角速度 $= \Omega$ (無限遠から見て)
  - 軸対称回転星の平衡形状に対しては厳密な定式化

⇓

Einstein 方程式 (積分形に変形)
静水圧平衡の式 } iterative に解く

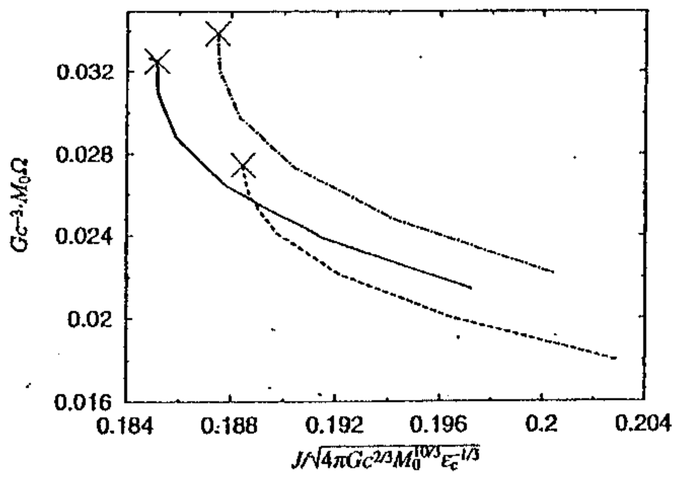
§結果 …



$M_\infty = 1.4M_\odot$ の系列に対して

EOS	M_0	$(M/R)_\infty$	ε_0(g · cm^{-3})
WFF3	$1.56M_\odot$	0.189	1.098×10^{15}
BJ-I	1.54	0.172	0.935
BJ-V	1.56	0.193	1.244

●進化の系列 (バリオン質量一定の平衡形状系列)

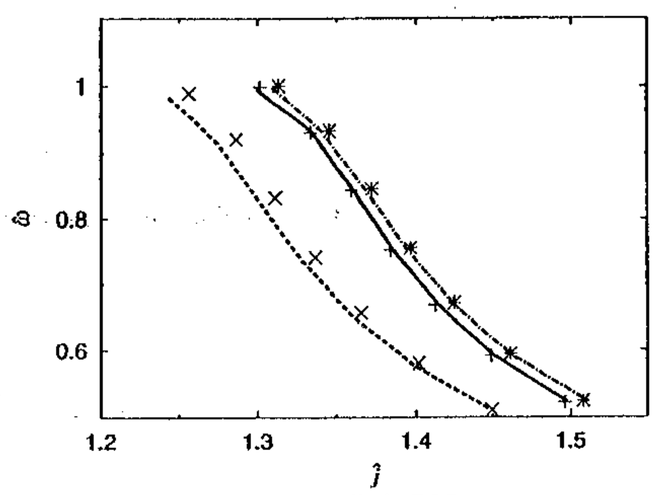


●規格化を変える

$$\hat{\omega} = \frac{M\Omega}{\frac{1}{2}G^{1/2}\left(\frac{M}{R}\right)^{3/2}}, \qquad \hat{j} = \frac{J}{\frac{7}{5}G^{1/2}\left(M^3R\right)^{1/2}}$$

M : 星 1 個あたりの (重力) 質量

R : 「(長軸) 半径」 (Schwarzschild 座標での)



Curves : sequences for realistic EOS

Symbols : sequences for $N = 0.7$ polytropes with corresponding $(M/R)_\infty$

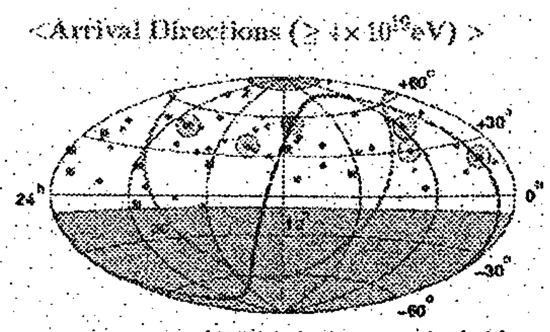
§References …

- Usui, Uryū, & Eriguchi, PRD. 61, 24039, (2000)
- Usui, & Eriguchi, accepted for publication in PRD

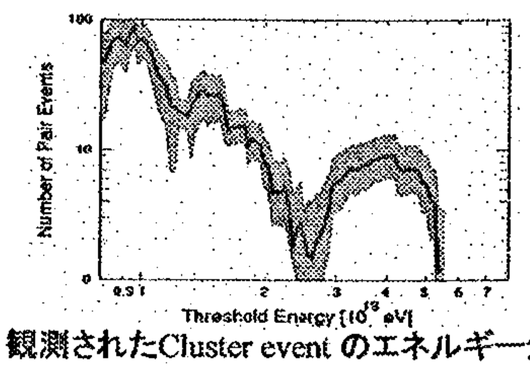
光破砕と最高エネルギー宇宙線の伝播

山本常夏、手嶋政廣、間瀬圭一、竹田成宏(宇宙線研)、榊直人(理研)

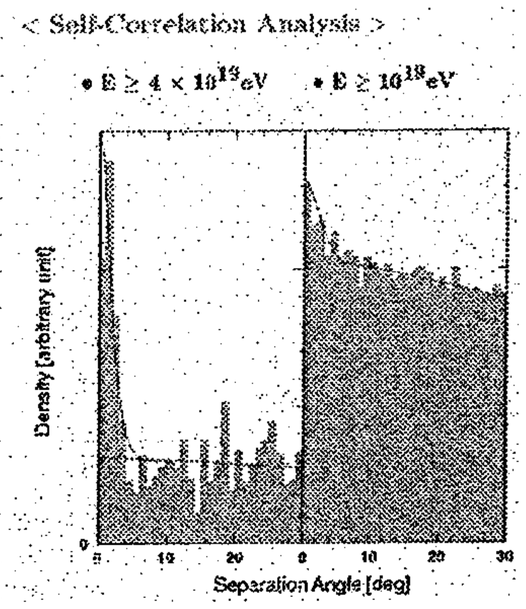
最高エネルギー宇宙線は鉄だった!?



AGASA で観測されたEHE宇宙線の到来方向分布

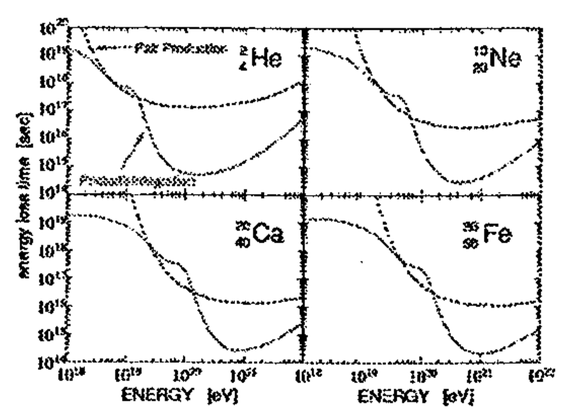


観測されたCluster event のエネルギー分布

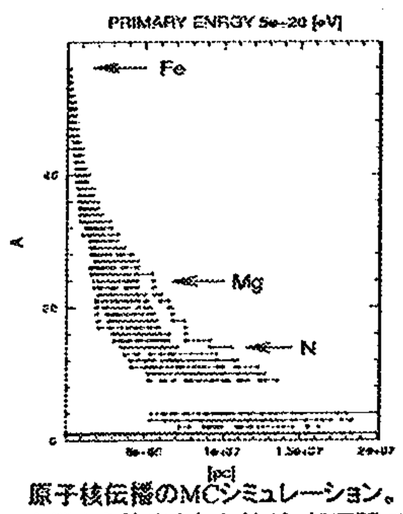


AGASAで観測されたEHE宇宙線の到来方向相関分布

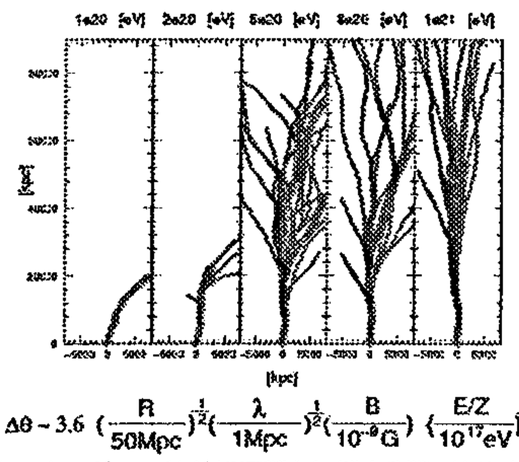
AGASAによる観測によりEHE宇宙線の到来方向に塊(Cluster)があることが確認された。さらに これらCluster Eventのエネルギー分布に特徴的な構造が見られた。これらの結果はEHE宇宙線が銀河系外の点源からくる 原子核であることを示唆している!! この原子核の銀河間伝播をMCシミュレーションにより計算した。



原子核が銀河間を伝播すると背景輻射光子と相互作用する。この時 核破砕 によりより軽い核になり、さらに対生成 によりエネルギーを失う。この図は原子核が銀河間を伝播する間 エネルギーを失う時間を示している。

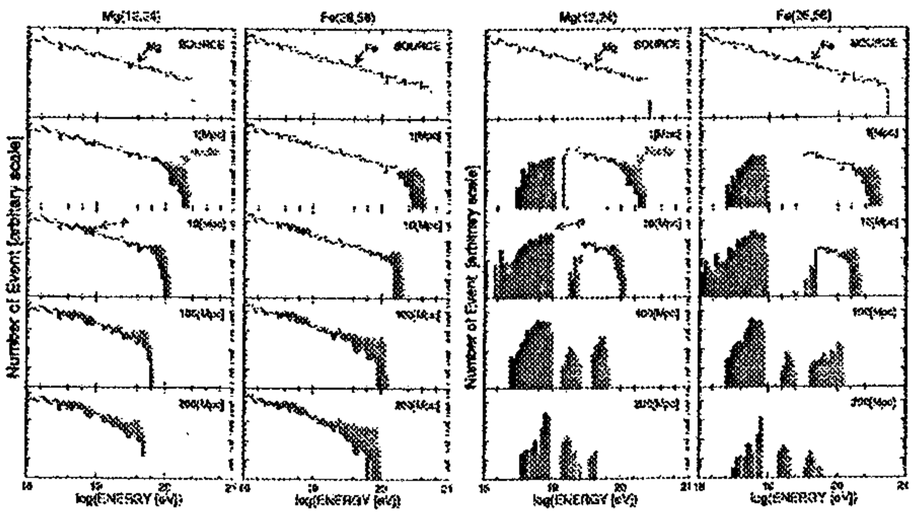


原子核伝播のMCシミュレーション。点源から放出された鉄が 銀河間で核破砕により、軽い核になっていく。



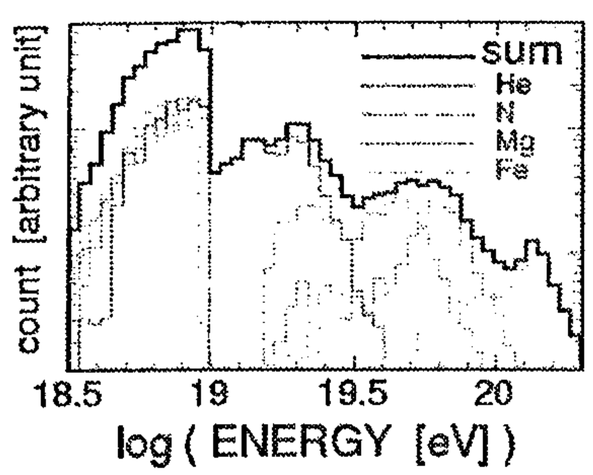
$$\Delta\theta \sim 3.6\left(\frac{R}{50\mathrm{Mpc}}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{\lambda}{1\mathrm{Mpc}}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{B}{10^{-9}\mathrm{G}}\right)\left(\frac{E/Z}{10^{19}\mathrm{eV}}\right)^{-1}$$

各エネルギーの鉄が銀河間を伝播する間、核破砕をおこし、さらに磁場で散乱される様子をシミュレーションで再現した例。赤は原子核、青は放出された陽子。



点源から上図に示してあるスペクトラムのFeとMgが放出された時、銀河間を伝播する間に変化するエネルギースペクトラム。赤は核破砕により放出される2次原子核、青は陽子

左図に銀河間の磁場を考慮した場合。磁場により0.05度以上散乱された粒子はclusterとして観測されないと仮定し、スペクトラムの変化を計算した。



左図で、宇宙線源が銀河間に一様に分布すると仮定し、地球でclusterとして観測される粒子を足しあげた結果。源からHe,N,Mg,Feが同じ割合で放出されていると仮定している。この結果はAGASAで観測された cluster Event のエネルギー分布に酷似している。

高エネルギー原子核を放出している点源が一様に分布していると仮定し、MCシミュレーションにより、予想されるCluster event のスペクトラムを計算した。予想されるスペクトラムはAGASAの観測結果に酷似している！

原始惑星系円盤から巨大ガス惑星へのガス降着流

谷川　享行[1], 渡邊　誠一郎[2]

[1] 名古屋大学理学研究科、[2] 名古屋大学環境学研究科

背景：木星型惑星のような巨大ガス惑星の形成過程において、その質量の大部分を占めるガスがどのような流れで惑星へ降着したかを知ることは、特に以下の２点に関して重要である。(1) 惑星の落下問題：惑星は、それを産み出す母体である原始惑星系円盤と重力相互作用を起こすことにより角運動量を失いかなり短いタイムスケールで中心星へ落下すると考えられており、その移動時間を求めるためには惑星周囲のガスの密度分布を正確に求める必要がある。(2) 衛星系の起源：木星型惑星に多く存在する衛星の起源として２つ大きな説（降着円盤起源説、捕獲説）があげられているが、いずれの起源を考える上でも惑星周りの円盤の構造を正しく求めることが必要である。この問題に対して、これまでいくつかの２次元計算による惑星への降着流を示した研究が存在するが、ヒル圏（惑星重力圏）では原始惑星系円盤の厚みとヒル半径の大きさが同程度であるため２次元近似は良くないと考えられる。そこで本研究では、原始惑星系円盤中を回転する惑星に円盤ガスがどのように降着するかを３次元数値流体シミュレーションを用いて調べた。

計算手法：３次元計算で、かつ惑星近傍で高解像度を実現するための我々の計算の特徴として以下の２点が挙げられる：(1) 原始惑星系円盤の惑星近傍のみを切り出す局所近似回転座標系、(2) 必要な領域だけ計算の解像度を上げることができる数値計算法である多重格子法。ガスの運動方程式は非粘性・非自己重力で、状態方程式は等温で行った。惑星大気の重力不安定後の状態を表現するために、0.1 ヒル半径内に入ったガスは一定の割合で系から除去するようにした。計算領域は惑星を中心として半径方向に 12 ヒル半径、回転角方向に 24 ヒル半径、鉛直方向には中心面から 3 ヒル半径をとった。また、多重格子は今回４層の格子を設定し、最小グリッド間隔は 0.025 ヒル半径である。計算は流れがほぼ定常状態になるまで行った。

結果：まず今回行った３次元計算による結果を従来の我々の２次元計算と比較することにより、ヒル圏より外の密度分布はほぼ２次元的であるのに対しヒル圏内に関しては２次元近似は良くないことが明らかとなった。また、ヒル圏内のガスはアスペクト比が 0.1 程度のディスク形状になっており、惑星周りのケプラー速度に近い速さで順行向きに回転していることが明らかとなった。また、２次元では惑星へガスが降着するためには、ヒル圏内を回転しながら惑星周りのスパイラルショックで角運動量を失いながら徐々に内側へ落下していたが、３次元計算からは、原始惑星系円盤のスケールハイトの 0.3 倍の高さより上空のガスは直接ヒル圏のかなり内側 (0.1 ヒル半径以内) へ落下できるガスが多く存在することが明らかになった。

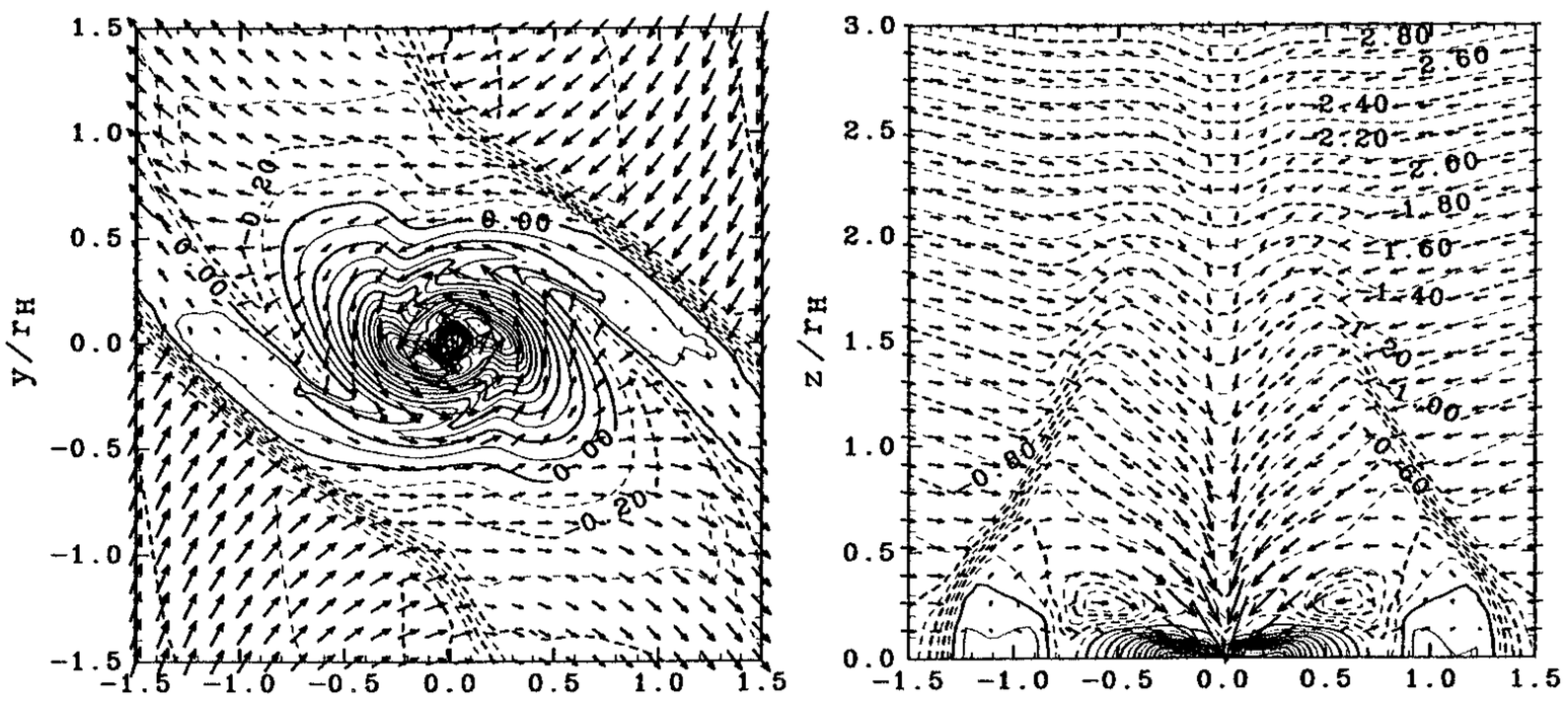


Figure 1: ３次元計算から得られた密度コンターと流速ベクトルを重ねた図で、左が $z=0$ 面、右が $y=0$ 面の断面図で、原点に惑星がある。惑星質量が約 130 地球質量の時の流れで、右の図から惑星の周りにディスク上の構造が形成されていることが分かる。

モンテカルロ直接法による近接連星系の降着円盤の数値シミュレーション

徳美　干城(神戸大・自然)、　水谷　広巳(シスコシステムズ)、　松田　卓也(神戸大・理)

Abstract

モンテカルロ直接法(DSMC)を用いて近接連星系の降着円盤の数値シミュレーションを行った。冷却効果として、分子同士の非弾性衝突による方法と、分子の熱速度を強制的に落とす方法の2つの方法を導入した。　その結果、これまでの差分法によるシミュレーションと同様な傾向の結果を得る事ができ、　DSMCは宇宙気体力学の問題へ適用可能であることがわかった。

モンテカルロ直接法(DSMC)

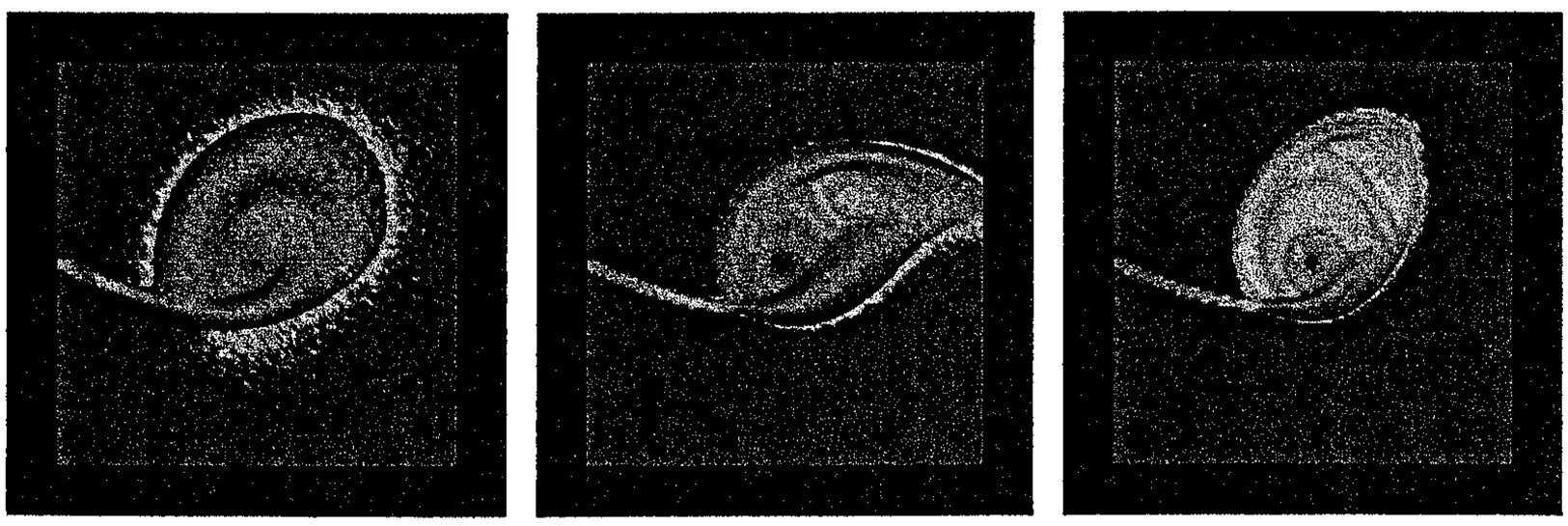
この手法では、計算を分子の運動と分子同士の衝突の2段階に分けて進める。　分子同士の衝突後の散乱の方向は乱数により決定する。

この手法の利点は多次元への拡張性に優れ、粘性や熱伝導が自動的に取り込まれる、そして、計算が速い等である。　しかし、高精度の計算には多くの粒子が必要になるという欠点がある。

結論

DSMCで近接連星系降着円盤の3次元シミュレーションを行った結果、主星のまわりにディスクと渦状衝撃波を再現することに成功した。

冷却効率は、非弾性衝突(反発係数 e)よりも、熱速度をf倍(f<1)する方が効果的であった。　また、冷却効率や粒子数によってディスクの大きさや形、渦状衝撃波の形状にも影響を及ぼすことがわかった。　このことから、高精度の計算を実行するためには十分な粒子数が必要である事がわかった。



左から(e, f)=(0.95, 1.00), (1.00, 0.95), (1.00, 0.90)の場合の等密度面

磁気降着流の大局的 3 次元 MHD 数値実験

松元亮治 (千葉大理)、町田真美 (千葉大自然)、嶺重 慎 (京大基研)

我々は回転トーラスから降着円盤が形成される過程をトーラス全体を計算領域に含む大局的な 3 次元磁気流体数値実験によって調べてきた (Matsumoto 1999; Machida et al. 2000; Kawaguchi et al. 2000)。これらのシミュレーションでは放射冷却を無視しているため、低光度降着流に対応する計算になっている。

低光度降着流をモデル化した移流優勢降着流 (Advection Dominated Accretion Flow: ADAF) モデルでは降着流の密度 ρ は $r^{-3/2}$ に比例する (Narayan and Yi 1995)。他方、 Blandford and Begelman(1999) は降着流の大部分がアウトフローになる解 (Advection Dominated Inflow Outflow Solution: ADIOS) があることを指摘した。この場合、 $\rho \propto r^{-1}$ である。 Igmenshchev and Abramowicz (2000) は粘性パラメータ α が十分小さい場合、動径方向の対流が発生し、 $\rho \propto r^{-1/2}$ となることを示した (Convecton Dominated Accretion Flow: CDAF)。ブラックホールへの低光度降着流がどのような構造になるかは現象論的な角運動量輸送パラメータ α に依存しない直接 3 次元 MHD 数値実験によって決定できるはずである。 Machida et al. (2001) は、 3 次元 MHD シミュレーション結果をもとに、低光度降着流の動径構造は CDAF に近いことを示した。

現在、ブラックホール近傍での一般相対論的効果を Pseudo-Newtonian ポテンシャル $\psi = -GM/(r - r_g)$ (r_g はシュバルツシルト半径) を用いて取り入れたシミュレーションを行っている (Machida et al. 2002 in preparation)。図 1 に $2r_g < r < 100r_g$ の領域を 480 × 64 × 360 メッシュを用いて計算した結果を示す。 $r < 10r_g$ ではメッシュ幅を $\Delta r = \Delta z = 0.05r_g$ とし、初期に密度最大点半径 $r_0 = 50r_g$ のトーラスを方位角方向の弱い磁場が貫いているとした。 Hawley et al. (2001) も同様なシミュレーションを行っているが r_0 と数値境界 r_{in} の比が $r_0/r_{in} = 25$ のモデルでは我々の方が空間解像度が高い。また、我々の計算では電気抵抗 (磁気拡散) の効果を含めることができるようになっている。図に示したようにトーラス物質の一部が角運動量を失って落下し、降着円盤が形成されつつある。ブラックホール近傍領域の磁気エネルギーは増加したのち一定値に漸近している。今後は計算結果をもとに放射スペクトルを計算していきたい。

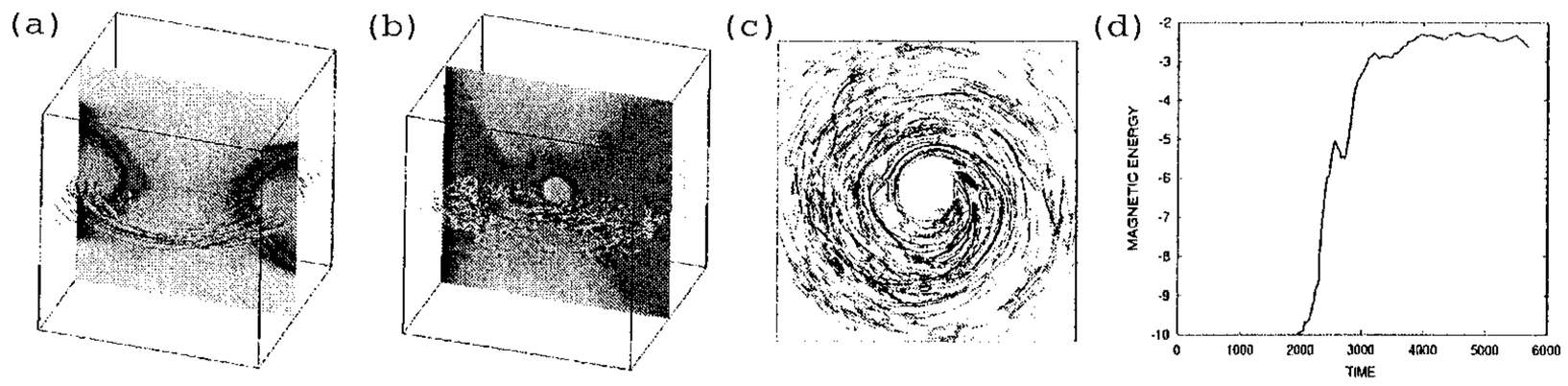


図 1: 3 次元 MHD シミュレーション結果 ($t = 5700r_g/c$)。 (a) $r < 50r_g$ 領域の密度分布と磁力線。 (b) $r < 10r_g$ 領域の拡大図。 (c) $r < 10r_g$ 領域の磁力線。 (d) $4r_g < r < 10r_g$ 領域の磁気エネルギーの時間発展。

参考文献

[1] Blandfod, R. D. & Begelman, M. C. 1999, MNRAS 303, L1

[2] Hawley, J. F., Balbus, S. A. & Stone, J. M. 2001, ApJ 554, L49

[3] Igumenshchev, I. V. & Abramowicz, M. A. 2000, ApJS 130, 463

[4] Kawaguchi, T.,Mineshige, S., Machida, M. & Matsumoto, R. 2000, PASJ 52, L1

[5] Machida, M., Hayashi, M. R. & Matsumoto, R. 2000, ApJ 532, L67

[6] Machida, M., Matsumoto, R. & Mineshige, S. 2001, PASJ 53, L1

[7] Matsumoto, R. 1999, in Numerical Astrophysics, Kluwer Academic Publishers, p.195

[8] Narayan, R. & Yi, I. 1995, ApJ 452, 710

Interstellar two phase medium

小山 洋
国立天文台・天文学データ解析計算センター
犬塚 修一郎
京都大学理学部物理

理論懇談会シンポジウム
2001年12月19 - 21日

1 はじめに

希薄な星間ガスの加熱・冷却率の収支を考えると、冷たいHIガスと暖かい弱電離ガスの2つの異なった温度・密度状態が同じ圧力の元で共存することが知られている（Field, Goldsmith, & Habing 1969）。従って、定常状態にある静的な星間ガスは二相が共存しているものであると考えることが出来る。今、二相の境界に注目すると、熱伝導の効果により境界面の温度は連続的に接続しているはずである。従ってこの境界面内は輻射による熱収支だけでは釣り合わず、熱伝導による熱の流れによって定常状態を保つことが出来る。Zel'dovich & Pikel'ner (1969,以後ZPと記す) は平板形状を考えたときにこのような定常状態が実現する圧力は一意に決まることを示した（飽和圧力）。一方でGraham & Langer (1973) は球対称の形状を考え、飽和圧力が雲の半径に依存することを示した。このように二相構造を決定付けるのは二相境界における加熱・冷却過程及び熱伝導でこれらは空間構造に依存している。これまでの研究は単純な形状のもとで定常流を仮定した解析が主流であったが、我々は直接流体シミュレーションを行うことによって、二相の形状がどのような状態に収束するのか解析した。

2 数値計算

- 空間2次元Eulerian grid code
- 時間・空間2次精度Godunov法

基礎方程式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v}) + \nabla (P + \rho \mathbf{v}\mathbf{v}) = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot ((E+P)\mathbf{v} - K\nabla T) = \frac{\rho}{m_{\rm H}}\Gamma - \left(\frac{\rho}{m_{\rm H}}\right)^2 \Lambda(T). \tag{3}$$

- 加熱・冷却過程
  - ダストによる光電加熱
  - 宇宙線、X線による電離加熱
  - 水素原子のLyα光, CII, OI, FeII, SiIIの輝線による冷却
  - H_2 及びCO分子の回転・振動遷移による冷却
  - ガスとダストの熱交換

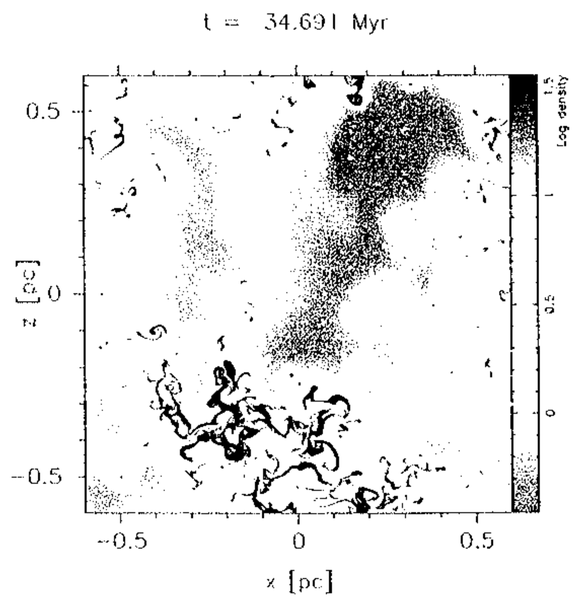
(Koyama & Inutsuka 2000; Paper I) 二次元計算には上記の詳細な計算結果のfitting formula

$$\Lambda(T)/\Gamma = 10^7 \exp(-114800/(T+1000)) + 14\sqrt{T}\exp(-92/T)\,{\rm cm}^3, \tag{4}$$

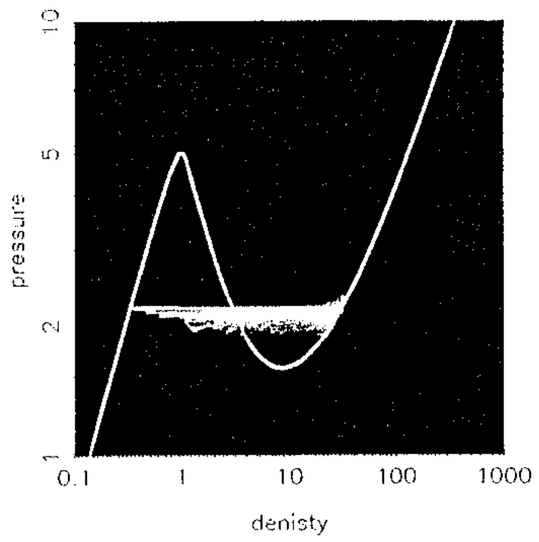
$$\Gamma = 2 \times 10^{-26} {\rm ergs/s}, \tag{5}$$

を用いた。

- 熱伝導 $K = 2.5 \times 10^3 T^{1/2}$erg cm^{-1}K^{-1}s^{-1} (Parker 1953).
- 1024×1024 grid points
- 周期境界条件
- 自己重力、磁場は無視
- 初期条件：熱的不安定平衡状態に密度の揺らぎを与えた。



計算の終状態（密度コントア）。希薄な空間中を微少な雲が動き回っている。



終状態の密度-圧力平面上での分布。力学的に圧力一定の定常状態を保とうとする。一方で熱伝導によって温度一定に保とうとする。

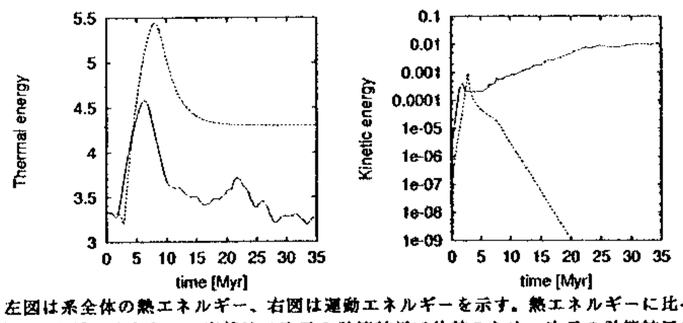
3 飽和圧力

いま、エネルギー方程式(3)を系の体積で積分すれば

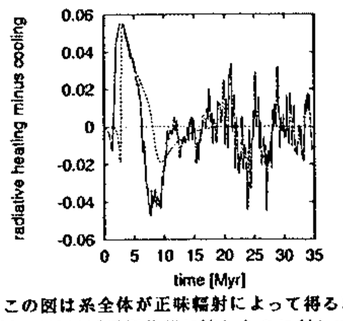
$$\frac{\partial E}{\partial t} = \int \rho\Gamma\, dV - \int \rho^2 \Lambda(T)\, dV \tag{6}$$

右辺第一項は系全体が輻射によって加熱される割合で質量が保存する周期境界条件のもとで一定である。一方第二項は温度分布、密度分布に依存するのでこれによって系全体のエネルギーは増減する。これらが相殺する定常状態が真の平衡形状である。

$$E = \int \frac{P}{\gamma - 1} dV + \int \frac{\rho v^2}{2} dV \tag{7}$$



左図は系全体の熱エネルギー、右図は運動エネルギーを示す。熱エネルギーに比べて運動エネルギーは小さい。実線は二次元の計算結果で比較のため一次元の計算結果を波線に示す。一次元平板の計算では時間と共に飽和圧力に近づき、運動エネルギーは散逸していく（波線）。一方で二次元の計算では異なる圧力に収束するだけでなく運動エネルギーも増加している。



この図は系全体が正味輻射によって得る単位時間当りのエネルギーである。一次元（波線）ではほぼ平衡状態に達したのに対して二次元（実線）では振動してなかなか収束しない。

4 まとめ

我々は星間ガスの二相構造の二次元シミュレーションを行った。我々の計算した時間内では定常状態への収束は悪く、運動エネルギーは単調に増加していった。この増加が飽和するのか確かめることが今後の課題である。このような運動を引き起こしているのは雲の表面の運動なので表面の不安定性の解析も必要であろう。

References

[1] Field, G. B., Goldsmith, D. W., & Habing, H. J. 1969, ApJL, 155, L149
[2] Graham, R., & Langer, W. D. 1973, ApJ, 179, 469
[3] Koyama, H., & Inutsuka, S. 2000, ApJ., 532, 980
[4] Koyama, H., & Inutsuka, S. 2001, ApJL, in press.
[5] Zel'dovich, Y., & Pikel'ner, S., 1969, JETP, 29, 170 (ZP)

Th-Eu 核年代計による銀河年齢の評価は可能か？

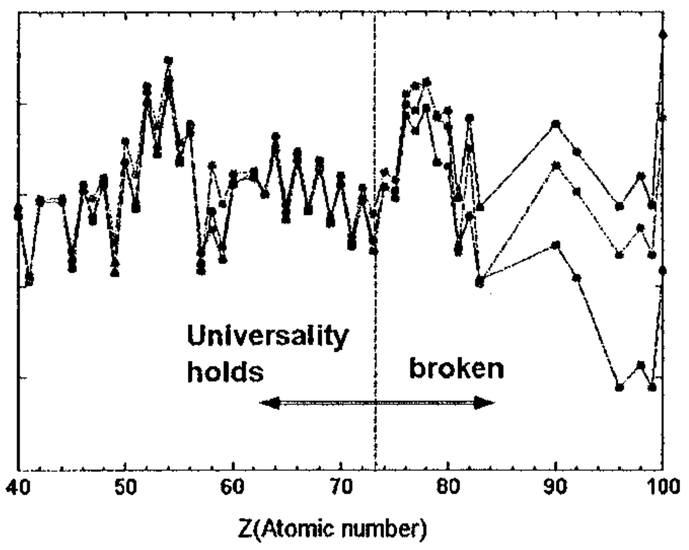
大槻かおり　(国立天文台)

r 過程元素合成において生成される放射性重元素 ^{232}Th は、宇宙年齢と同程度の半減期 ($\tau_{1/2} \sim 14$ Gyr) を持つため、宇宙年齢の評価に適用できると期待されている。金属欠乏星の大気中の ^{232}Th を測定し、生成時からの減少量を求めることができれば、この ^{232}Th が生成されてから経過した時間がわかる。この経過時間は、その金属欠乏星の年齢に等しいと考えられる。金属欠乏星の年齢は銀河系の年齢の下限、ひいては宇宙年齢の下限を示す。^{232}Th の減少量は同じく r 過程元素合成において生成される Eu などの安定核との比として比較される。この方法は、これら r 過程元素が毎回同じ比率で生成されること (r 過程元素合成の universality) を前提としている。いくつかの金属欠乏星が $Z > 56$ で太陽系の r 過程元素と同じ組成パターンを示す観測が報告されており (Sneden et al.2000 他)、この universality は成立しているものと考えられていた。

一方で、universality の破れを示唆するような観測が報告されている。CS31082-001 は初めて U が検出された星であり、U-Th を用いて評価した年齢は 12.5Gyr である (Cayrel et al.2000)。しかしこの星の Th は太陽系の組成よりも多く、Th-Eu 年代計は機能しない。また、Th、U は崩壊後 Pb になるが、この星の Pb は太陽系よりも少ない値を示している。この観測は、この星の r 過程元素は、すくなくとも $Z > 70$ では太陽系とは異なる比率で生成されたことを示している。

この星においても、$56 < Z < 70$ の領域では universality はよく成り立っている。この領域における観測を再現するような 3 通りの理論計算を図に示す。それぞれの組成比は異なる環境のもとでの r 過程の結果を示す。$56 < Z < 70$ の領域ではどの場合も一致しているが、アクチノイドを含む $70 < Z$ の元素組成は大きく異なっている。アクチノイド類の生成比は、Eu などの安定核に比べて環境の影響を強く受けることがわかる。$56 < Z < 70$ の領域で universality を示していたとしても、それがアクチノイド系列まで保たれているとは限らないといえる。r 過程元素合成はその性質上、爆発的な天体現象において起きると考えられているが、具体的に超新星爆発なのか、中性子星の合体なのか、あるいはより高エネルギーの他の現象なのか、議論が続いている状態である。また現時点ではこれらの爆発現象の標準的な数値計算もなく、r 過程元素合成が実際にどのような環境のもとで起きているのかは明らかではない。理論的に生成時の Eu-Th 比を求めるためには、r 過程元素合成の起きる環境を確定することが必要である。また、原子核物理の不定性も困難の一つである。観測を再現するような環境で計算すると、核分裂を考慮する必要がある。また、元素合成の計算結果は用いた質量公式などによって異なってくる。

いくつかの金属欠乏星に Th-Eu 核年代計を適用し、10 ~ 20 Gyr の妥当な値が得られることが今までに報告されている。しかし、上記のことを考慮すると、Th-Eu 核年代計の適用は危険である。Th-Eu 核年代計を適用（あるいは適用できないことを判断）するためには、(1) より多くの金属欠乏星について精度よく r 過程元素（特に Th、U、Pb）を測定すること (2)r 過程元素合成の起きる環境を確定すること (3) 核物理理論の不定性（核分裂、質量公式など）を取り除くことが必要である。図はまた、Th-U 比は環境にあまり依存しないことを示しているが、この比は (3) の核物理の不定性に強く依存する。



references

Cayrel et al. Nature 409, 691 (2000)

Sneden et al. ApJ 533 ,L139 (2000)

SPH法でシアー流の長時間積分は可能か？

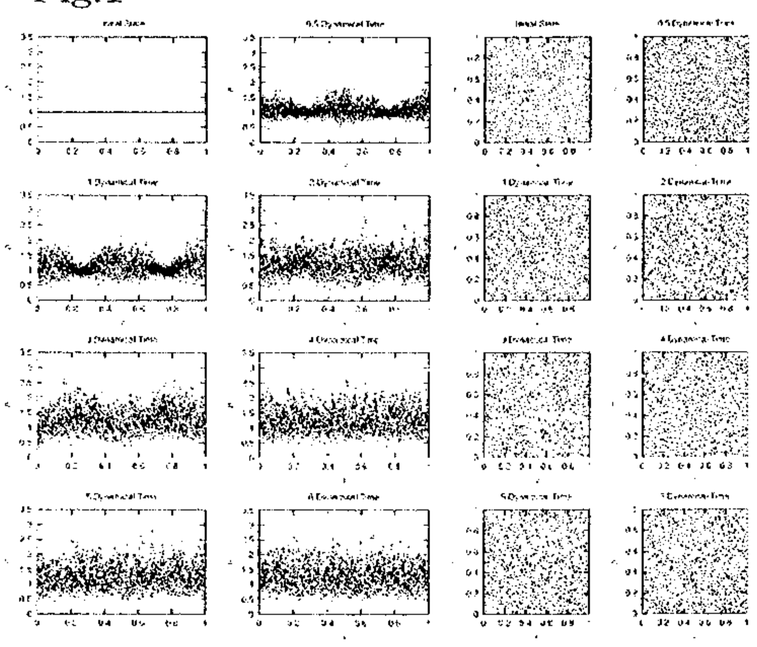
国立天文台　今枝　佑輔

1. はじめに

SPH法は流体の時間発展を数値的に解くための数値計算法であり、宇宙物理の分野では比較的良く使われる手法のひとつである。本発表では、このSPH法を使って、シアー流の長時間積分を行った場合の問題点、およびその解決策について議論する。

2. シアー流長時間積分に見られる密度誤差 (Fig.1)

Fig.1　**Cartesian Shear Box Test**

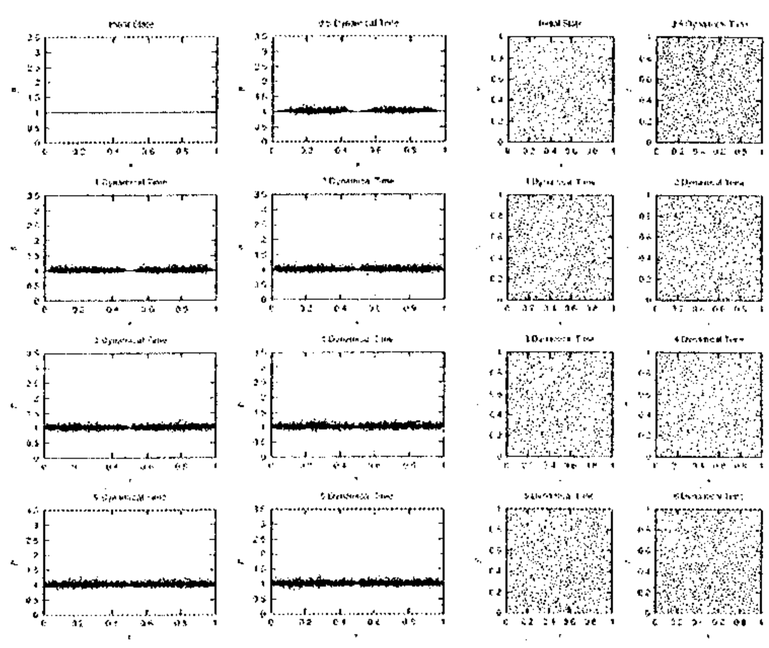


面密度進化　　粒子配置

Method: 2D Standard SPH
Kernel: Gaussian
h : 平均粒子間隔 (constant)

初期条件
$\rho = 1$
$v_x = 0,\ v_y = \sin x$
$c_S = 0.05$

Fig.2　**Cartesian Shear Box Test**



面密度進化　　粒子配置

Method: 2D Modified SPH
Kernel: Gaussian
h : 平均粒子間隔 (constant)

初期条件
$\rho = 1$
$v_x = 0,\ v_y = \cos x$
$c_S = 0$

3. SPH法における連続の式

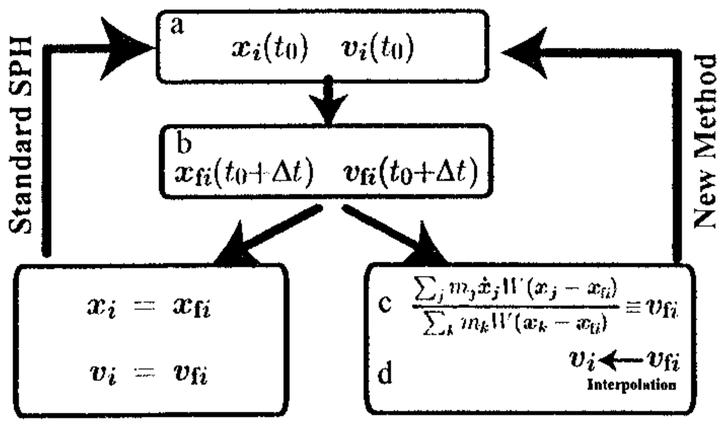
標準的なSPH法は流体力学における連続の式を厳密には満たしてはいない。すなわち、局所的な質量保存則が満たされてはいない。局所的質量保存が成り立つには従来の密度場の定義式に対応して、流体の速度場と粒子速度を関係付ける式が必要。

$$\text{密度場}\quad \rho(\boldsymbol{x}) \equiv \sum_j m_j W(\boldsymbol{x}_j - \boldsymbol{x}) \quad\longleftrightarrow\quad \text{流体の速度場}\quad \boldsymbol{v} \equiv \frac{\sum_j m_j \dot{\boldsymbol{x}}_j W(\boldsymbol{x}_j - \boldsymbol{x})}{\sum_k m_k W(\boldsymbol{x}_k - \boldsymbol{x})}$$

従って、位置$\boldsymbol{x}_i$での流体速度$\boldsymbol{v}_i$と粒子速度$\dot{\boldsymbol{x}}_i$は一般に異なる。流体の速度場と粒子の速度が上記の関係を満たしていない従来のSPH法は局所的な質量保存則を満たしていない。

4. 連続の式を満たすSPH法 (Fig.2)

流体の時間発展を解いたあと、局所的な質量保存を満たすように、流体の速度場から粒子速度を決定する。粒子の時間発展は粒子速度を使って行う。左図に概念図を示す。結果は Fig.2.



5. 結論

従来のままのSPH法ではシアー流の長時間進化を精度良く解くことは難しい。局所的な質量保存則をいかに満たすかが、長時間積分においては重要。

圧縮層からのクランプ形成に関する三次元自己重力 MHD 数値実験

梅川 通久 (千葉大)

拡張する H_{II} 領域や分子雲の衝突等により形成される圧縮層は、大質量星形成のトリガーとして大きな役割を演じている。この様な現象を想定して、我々は磁場に貫かれ高い外圧で押えられた圧縮層の 3 次元自己重力 MHD 数値シミュレーションを行なっているが、本発表では自己重力ルーチンの計算に使用している、ICCG 法を用いたポアッソンソルバーの並列化とその評価について報告する。

ICCG 法は再帰呼出を含む逐次代入演算を持つので、並列化には工夫が必要である。今回は各 CPU が保有するデータのみを参照する localize された方法により並列化を行なった。この場合、収束に要するイテレーション回数は増加するが、並列加速とのトレードオフで総合的な効率を考える必要がある。我々は、各 CPU が隣接する CPU の担当領域のデータをオーバーラップして持った場合には、単純に分割した場合よりも収束性に変化が見られるのではないかとの予測に立ち、テスト計算でその確認を行なった。テスト計算には、修正 Lax-Wendroff 法に数値粘性を加えた 3 次元 MHD コードと、各 CPU の担当領域がオーバーラップした、localize された並列化 ICCG 法によるポアッソンソルバーを使用した。x, y 方向を周期境界、z 方向を自由境界とした 3 次元デカルト座標系を用い、グリッド数を (x,y,z)=(201,201,105) とした。初期条件で圧縮層中央面における圧力の 0.94 倍の高外圧下に置かれた圧縮層を、$z = 0$ 面と圧縮層中央面が一致する様に置いた。

初期から 10 ステップを計算させた場合に ICCG 法のルーチンに費された CPU 時間を、3, 5, 7, 15, 21 CPU についてオーバーラップグリッド数 1 万から 50 万まで計測した。図 1 に 10 ステップの計算に費された CPU 時間 (左図) と 1 イテレーションあたりに費された CPU 時間 (右図) を示す。1 イテレーションあたりでは、どのモデルもよい加速率を示すが、実効的にはイテレーション回数の増加がある為オーバーラップグリッド数に依存して加速率が変動することがわかる。概ね、オーバーラップグリッド数を 20 万から 40 万程度まで増加させると速度向上が飽和する事がわかった。こういったデータを元に今後高効率の計算を行ない、圧縮層起源の分子雲クランプについて質量関数や時間発展の解析を行なう予定である。

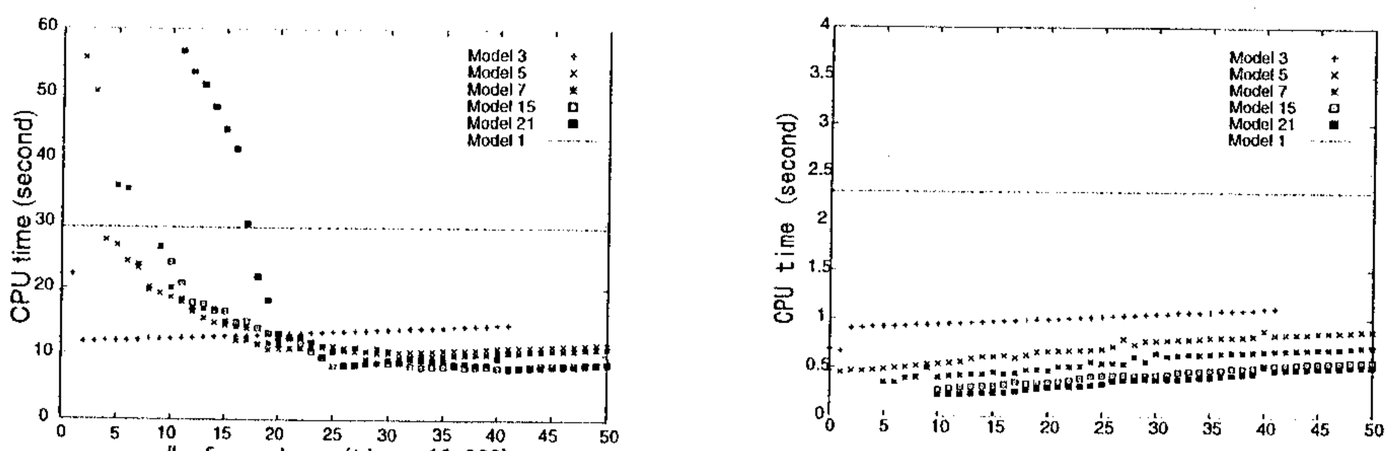


図 1: オーバーラップグリッド数と費した CPU 時間の関係。10 ステップに費した時間 (左図) と 1 イテレーションに費した時間 (右図)。モデル名は並列 CPU 数を表す。一部を除き、1 万～ 50 万の間で 1 万毎にオーバーラップグリッド数を取っている。

3次元 MHD シミュレーションによる星間磁気雲の収縮過程

町田正博(北大)、富阪幸治(天文台)、松本倫明(法政大)

1.INTRODUCTION

星間分子雲から星形成の過程を、3次元 MHD 多層格子シミュレーションを用いて研究した。本研究では、緩やかに回転している円柱状に平衡状態にある星間磁気雲を初期状態として、回転軸に対して平行に対称な揺らぎを入れた場合。また、非軸対称な揺らぎを入れた場合の2通りのシミュレーションを行った。

その結果、どちらの揺らぎを入れた場合も、暴走的収縮期を経て中心に断熱コアの形成が確認され、その後コアの成長に伴ってアウトフロー現象が確認できた。コアの成長はどちらの揺らぎを入れた場合もそれ程の違いがなかった。しかし、軸対称揺らぎの場合のアウトフローは中心のディスクから球対称に出現するのに対し、非軸対称揺らぎの場合は中心に形成されたバーの垂直方向を中心に複雑な形状でアウトフローが起こる事が分かった。軸対称に比べ、非軸対称の揺らぎの方が、中心の密度が低い段階でアウトフローが起こる事が分かった。また、軸対称、非軸対称揺らぎについて、それぞれ、断熱コアの成長率、放出される質量の時間進化、アウトフローの密度進化等を導出する事が出来た。

2.MODEL & INITIAL CONDITIONS

シミュレーションは、3次元 MHD nested grid 法を用いた。

- ◆ 流体部分の計算－Roe 法
- ◆ 重力計算－Multi Grid 法
- ◆ 等温・断熱過程－ポリトロープ

緩やかに回転している星間磁気雲の初期条件として以下の値を使用した。

- ◆ 密度： $\rho = 10^5\ \mathrm{cm}^{-3}$
- ◆ 温度：T=10 K
- ◆ スケール：1.6×10^{-2} pc
- ◆ 磁場・回転パラメータ：α=1.0　Ωc=0.1

3.RESULTS

軸対称揺らぎ、非軸対称揺らぎどちらの場合も断熱コア形成後、アウトフローが確認された。コア形成後、およそ 10^3 yr (コアの密度～$10^9\mathrm{cm}^{-3}$)からアウトフローが確認され、時間と共に成長していく。Fig1 は、断熱コアが形成されてからのコアの質量の進化を表している。横軸は断熱コアの中心密度を表す。この図より、どちらの揺らぎを入れた場合も断熱コアは同様の進化をする事が分かる。Fig2 は、断熱コアから放出される質量の時間進化を表す。この図より軸対象揺らぎの方非軸対称揺らぎと比べてコア形成後、短時間で質量放出が起こることが分かった。

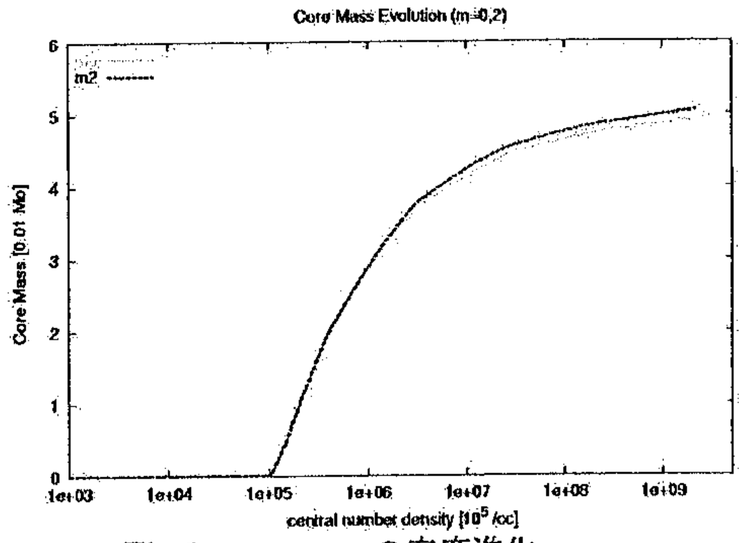


Fig.1 core mass の密度進化

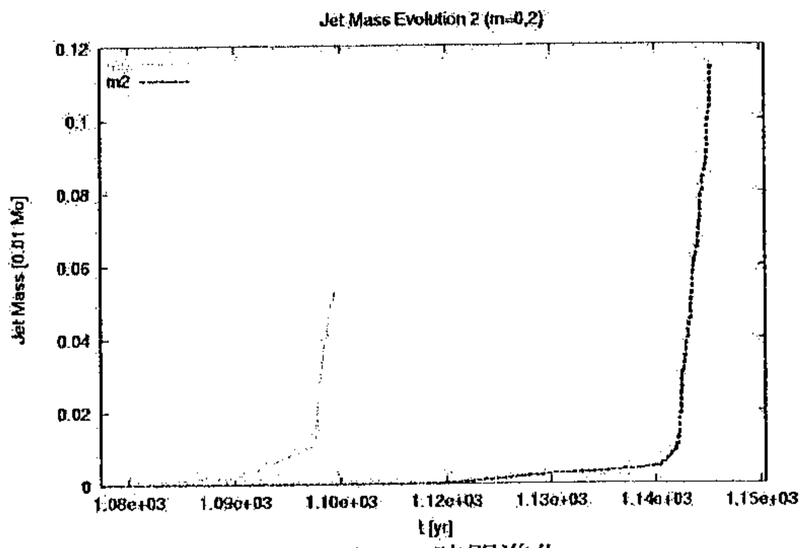


Fig.2 jet の時間進化

Covariant Self-force Regularization of a Particle Orbiting a Schwarzschild Black Hole

- Mode Decomposition Regularization -

Hiroyuki Nakano

Department of Earth and Space Science, Graduate School of Science, Osaka University, Toyonaka, Osaka 560-0043, Japan

Covariant structure of the self-force of a particle in a general curved background has been made clear in the cases of scalar by Quinn, electromagnetic by DeWitt and Brehme, and gravitational charges by Mino, Sasaki and Tanaka, and Quinn and Wald. Namely, what we need is the part of the self-field that is non-vanishing off and within the past light-cone of particle's location, the so-called tail. The radiation reaction force in the absence of external fields is entirely contained in the tail. But these formulation are abstract, so when we apply to black hole-particle systems, there are many problems to be overcome in order to derive a concrete reaction force. These problems are roughly divided into two parts. They are the problem of regularizing the divergent self-force, i.e., "subtraction problem" and the problem of the singularity in gauge transformation, i.e., "gauge problem".

In this talk, we discussed a new approach to the subtraction problem. We have introduced the 'mode decomposition regularization' which utilizes the spherical-harmonic decomposition, and have derived the direct part of the self-force, which turns out to be independent of the spin s of the field under consideration. The harmonic decomposition of this direct part has been carried out, and the regularization counter terms for the self-force have been derived for a general geodesic orbit. We have found our result agrees completely with the result obtained by Barack and Ori in their mode-sum regularization scheme (MSRS).

Ref.) Y. Mino, H. Nakano and M. Sasaki, gr-qc/0111074 (2001).

階層的銀河形成モデルによる すばるディープフィールドにおける銀河計数の解析

長島雅裕,[1] 吉井譲,[2] 戸谷友則,[1] 郷田直輝 [1] ([1] 国立天文台, [2] 東大理)

銀河計数、即ち単位視野当たりに見える銀河の個数を調べる観測手法は、宇宙論パラメータを決定するための方法として用いられるが、体積を測るためのプローブとして銀河を用いるため、体積要素の宇宙モデルによる違いが現れるような遠方に於いては銀河の進化効果のためにモデルによる不定性が生じる。

我々は、hierarchical clustering 説に基づく準解析的な銀河形成モデルを用いて、Hubble Deep Field (HDF) に於ける銀河計数の解析を行い、表面輝度の宇宙論的減衰による選択効果などの重要性を示してきた[1]。HDF では紫外域～可視の波長帯での観測であったが、今回我々は Subaru Deep Field (SDF) に於ける K'-band、即ち近赤外での銀河計数と比較することで、紫外～近赤外にわたる広波長域で同時に観測された銀河計数を満たすかどうかを調べた (Nagashima et al., in preparation)。

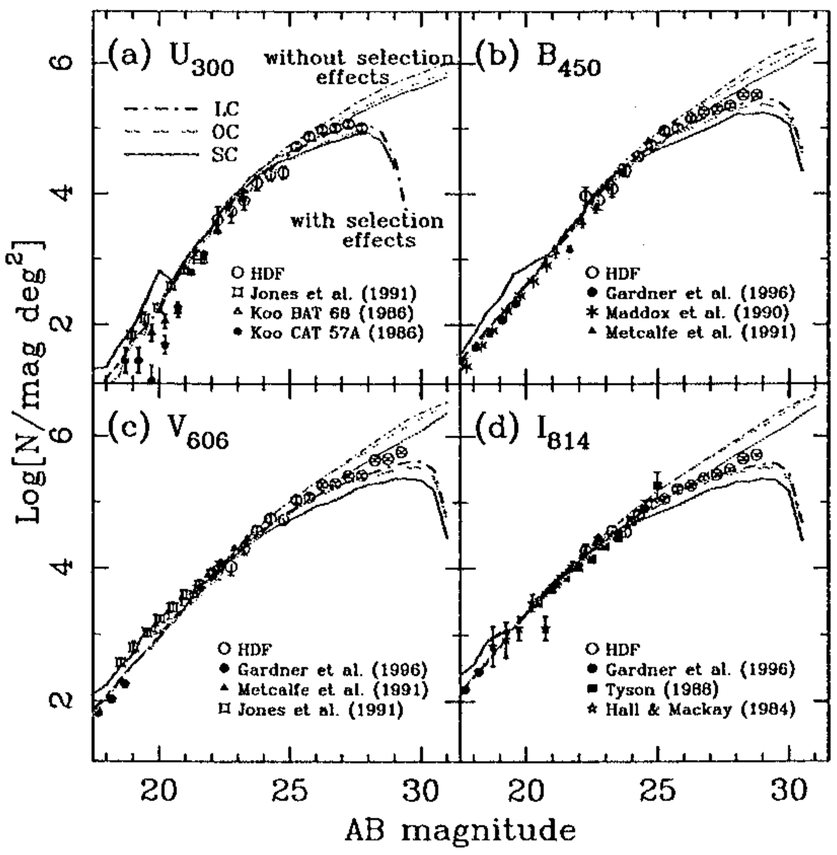


図 1: HDF での $N-m$ 関係。太線は選択効果を含み、細線は含まない。

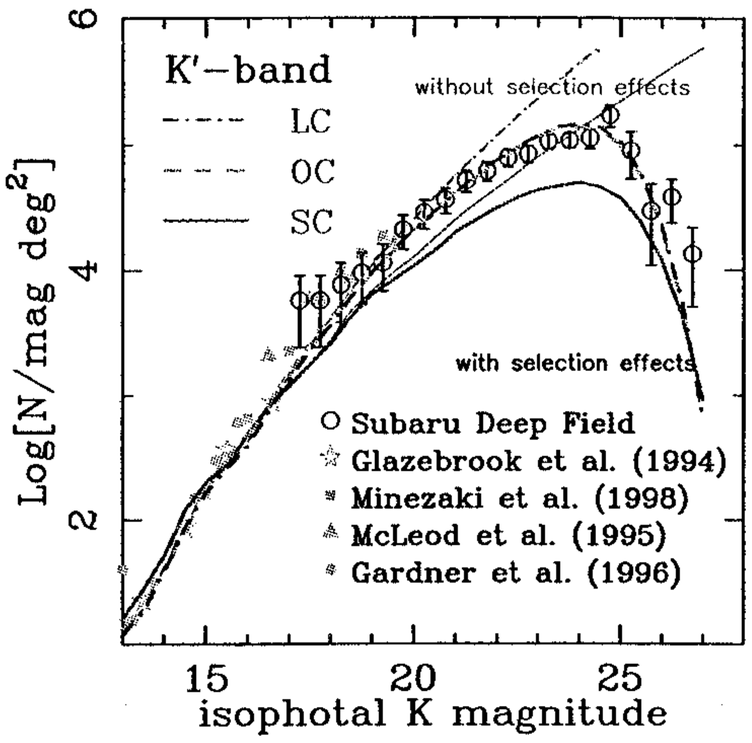


図 2: SDF での $N-m$ 関係。

まづ、図 1 に HDF に於ける結果を示す。ダストモデル等で若干のモデルの改善を行ったが、今回も ΛCDM、OCDM モデルが良く観測と一致することが示された。図 2 に SDF に於ける結果を示す。K'-band に於いても、low-density 宇宙モデルが良く観測を再現することがわかった。このことは必ずしも自明なことではない。何故なら、短波長での観測はその時点での星形成率を主に反映するのに対し、長波長での観測は星の総質量を主に反映すると考えられるからである。我々の結果は最近の多くの観測的宇宙論による結果と一致するものであり、また銀河形成モデルが満たさなければならない必要条件の一つである銀河計数によるテストを、階層的銀河形成シナリオがクリアしたことを意味するものであると言えるであろう。

[1] Nagashima M., Totani T., Gouda N., Yoshii Y. 2001, ApJ, 557, 505

原始惑星系円盤における照射加熱の影響

野村英子（京大理天体核）

1. イントロダクション

大部分の星は、Tタウリ期に原始惑星系円盤を伴う。その赤外線超過のスペクトル・エネルギー分布 (SED) やＨＳＴによる撮像観測は、中心領域からの照射加熱による円盤のフレアアップを示唆している (e.g., Kenyon & Hartmann 1987; Chiang & Goldreich 1997)。本研究では軸対称二次元輻射輸送計算を行い、照射加熱が原始惑星系円盤の温度、密度構造、及び熱対流、磁気回転不安定性に及ぼす影響を調べた (Nomura 2002)。

2. 円盤モデル

円盤鉛直方向の静水圧平衡及び局所輻射平衡の式を反復法により解いて密度、温度分布を求めた。円盤はKepler速度で回転平衡であるとし、面密度分布としては (A) 最小質量原始太陽系円盤の面密度分布 ($\Sigma(x) \propto x^{-1.5}$) および (B) 同質量で $\Sigma(x) \propto x^{-1}$ の分布を仮定した。輻射輸送方程式は球座標 Short Characteristics 法 (Dullemond & Turolla 2000) により計算した。加熱源としては赤道面における粘性加熱及び星表面での重力収縮エネルギーの解放を考えた。

3. 円盤の温度・密度分布

(A)$\Sigma(x) \propto x^{-1.5}$、(B)$\Sigma(x) \propto x^{-1}$ いずれの場合も、照射加熱の影響は (1) 円盤表面 (2) 円盤外縁部の赤道面における温度の上昇、及び (3) その結果としての円盤のフレアアップ (円盤の厚みの増加) に現れた (図１)。(2) は円盤内縁部からの半径方向の輻射加熱が赤道面での粘性加熱を上回ったことが原因である。面密度分布依存性については、(A) の方が (B) に比べ全体的に温度が高かった。これは、粘性加熱率が面密度に比例するので、円盤内縁部で (A) の加熱率が高い為である。

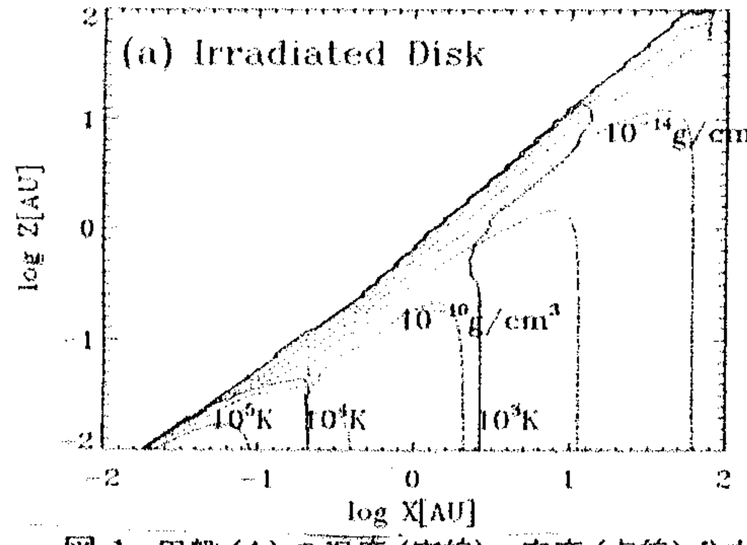


図 1: 円盤 (A) の温度 (実線)・密度 (点線) 分布

4. 円盤の不安定性

・熱対流不安定性：(A)、(B) いずれも鉛直方向一次元のみの輻射輸送計算を行った場合には確かに不安定領域が存在するが、二次元輻射輸送計算を行った場合には存在しない、もしくは縮小する。これは、円盤外側の温度構造は赤道面の粘性加熱ではなく、半径方向の輻射加熱により決まる為である。

・磁気回転不安定性：Ohmic dissipation による磁気回転不安定性の安定化の効果 (e.g., Sano et al. 2000) を調べた結果、(A) の照射加熱影響下では、温度上昇の結果、安定化領域は減少した (2AU $< r <$ 10AU で安定化)。一方 (B) でも円盤の大部分の領域 ($r >$30AU) は不安定であったが、(A) とは温度が異なる為、照射加熱の影響はほとんど現れなかった。

5. スペクトル・エネルギー分布

(B) では観測を再現したのに対し、(A) では粘性パラメータ α の値にかかわらずＳＥＤはフラットな形状にならなかった。これは、(B) では円盤内縁部 (高温 → 高周波数側) と同程度のエネルギーを放出するだけの物質 (柱密度) が円盤外縁部 (低温 → 低周波数側) に存在するのに対し、(A) では (B) に比べ円盤内縁部の温度が高くかつ円盤外縁部の柱密度が小さい為、エネルギー・フラックスは高周波数側でより大きく、低周波数側でより小さくなるからである。

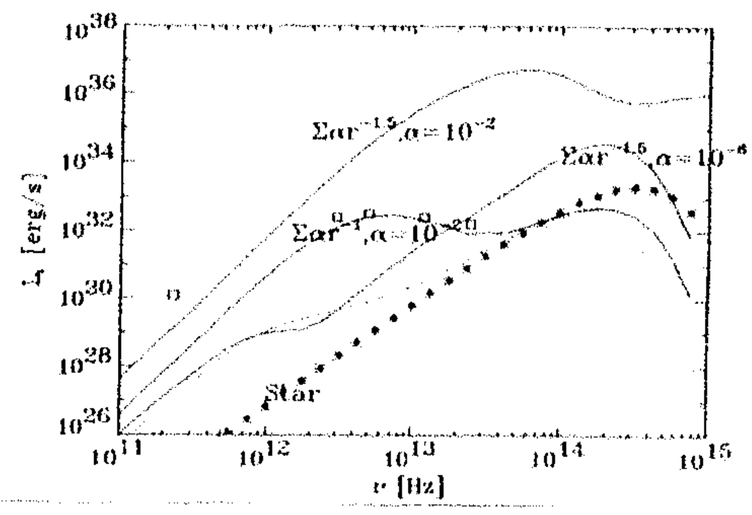


図 2: 実線：照射加熱影響下の円盤からのＳＥＤ。破線：照射加熱を 無視した場合。星印：$T_* = 4000$K、$R_* = 2R_\odot$ の星からの黒体放射。四角：GM Aur の観測値。

Chiang, E.I. & Goldreich, P. 1997, ApJ, 490, 368
Dullemond, C. P. & Turolla, R. 2000, A&A, 360, 1187
Kenyon, S. J., & Hartmann, L. 1987, ApJ, 323, 714
Nomura, H. 2002, ApJ, 567, in press
Sano, T., Miyama, S.M., Umebayashi, T., & Nakano, T. 2000, ApJ, 543, 486

Mass Accretion Rate of Super-Massive First Star and the Upper Masses Limit

西合一矢, 須佐　元　(筑波大学 計算物理学研究センター)

原始ガス雲から形成された星はfirst starと呼ばれ、水素の再電離、IMG元素汚染、また中質量ブラックホール形成など宇宙の物質進化において重要な役割を果たしている可能性が指摘されている。本研究では、first starが形成・進化過程でどのような質量降着率を持ち、どの程度まで質量を獲得できうるのかの上限値を実際に数値計算で進化を追うことで得ることが出来た。

1. モデル・計算

今回は簡単のため、**球対称、ダークマターなし、さらに星からガス雲への輻射 feed-backなし**のモデルを考える。シミュレーションでは球対称自己重力流体と化学反応の時間進化を追跡した。中心星形成後の質量降着進化はsink cell法を用いて計算した。初期状態は平衡状態モデル(Bonner-Ebert)と動的収縮モデル(Larson-Penston)の2系統を考えた。

2. 結果

中心星形成前の中心領域における進化は基本的に自己相似的でOmukai & Nishi (1998)と同じであった。つづいて本題である質量降着進化は、(I) 初期状態によらず中心星が10 $M_\odot$～100 $M_\odot$

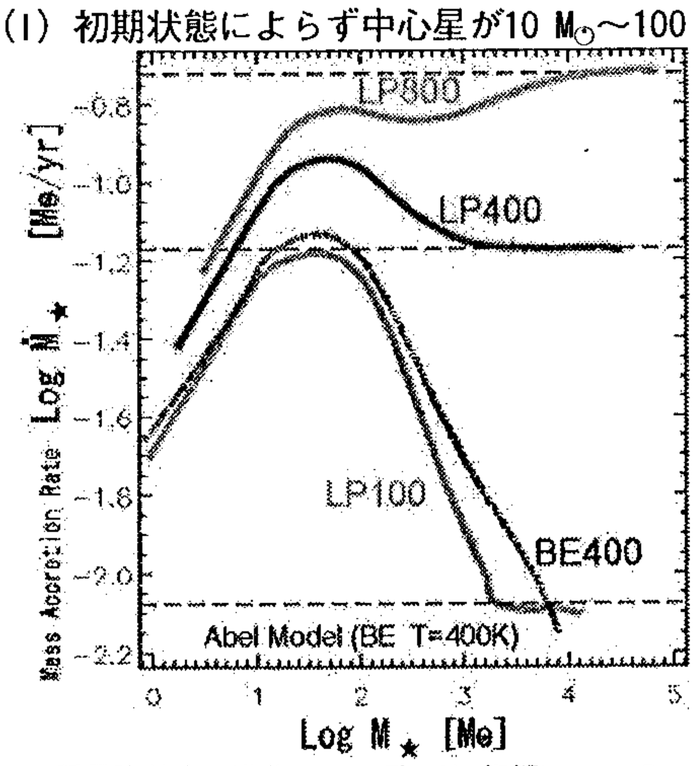


図1．質量降着率の進化。LPモデルは=初期Larson-Pensonモデル(上から800K, 400K, 100K)。点線は400KのBonner-Ebertモデル(400K)の結果。

でピーク値～0.1 $M_\odot$ yr^{-1}を持つ。(II) M > 100 $M_\odot$で初期状態から得られる自己相似解の値(破線)に漸近してく。これは温度変化が力学的時間スケールに対し遅い領域の降着を意味している。

3. 議論

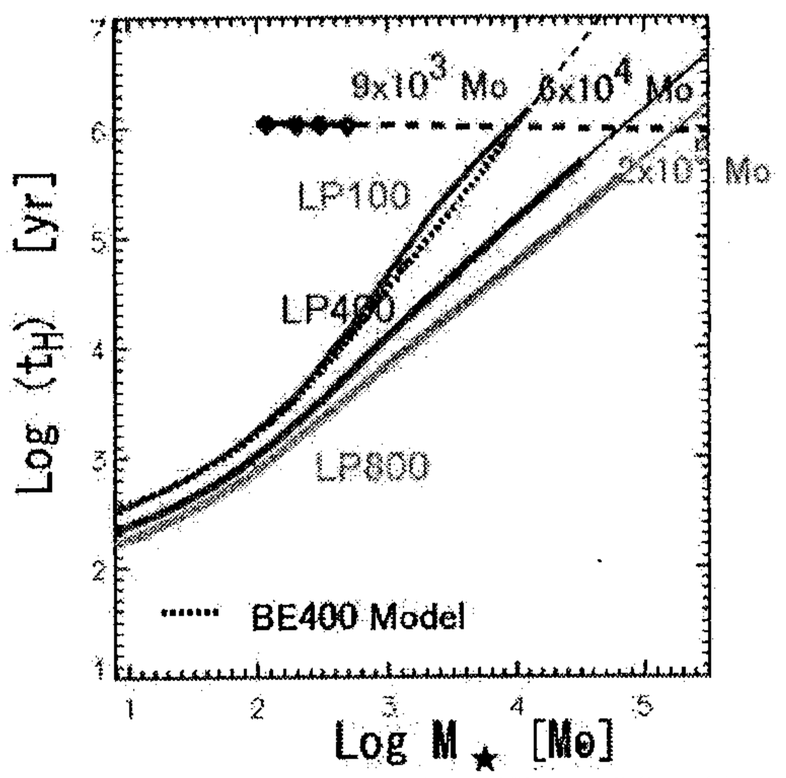


図2．星の水素燃焼の寿命 t_H と星の質量 $M_\star$の進化。破線が超大質量星の水素燃焼寿命の予想値（500Mo の値を外そうしたもの）。

星の寿命の間に落ちられる質量が星の質量上限値となる。LP モデル（幾何：球対称、初期状態：動的収縮、星の輻射圧力・星風なし、ダークマターなし）はその他のモデルより質量降着率が大きく、自己重力収縮で考えうる最大の降着着率を与える。よってLP モデルでの質量上限値が一般的に形成されうる星の質量上限値とみなせる。

(III)質量上限値は、

$M_\star \sim 6\times10^4\ (T/400K)^{3/2}\ M_\odot$

である。

原始惑星系円盤におけるダスト表面化学組成

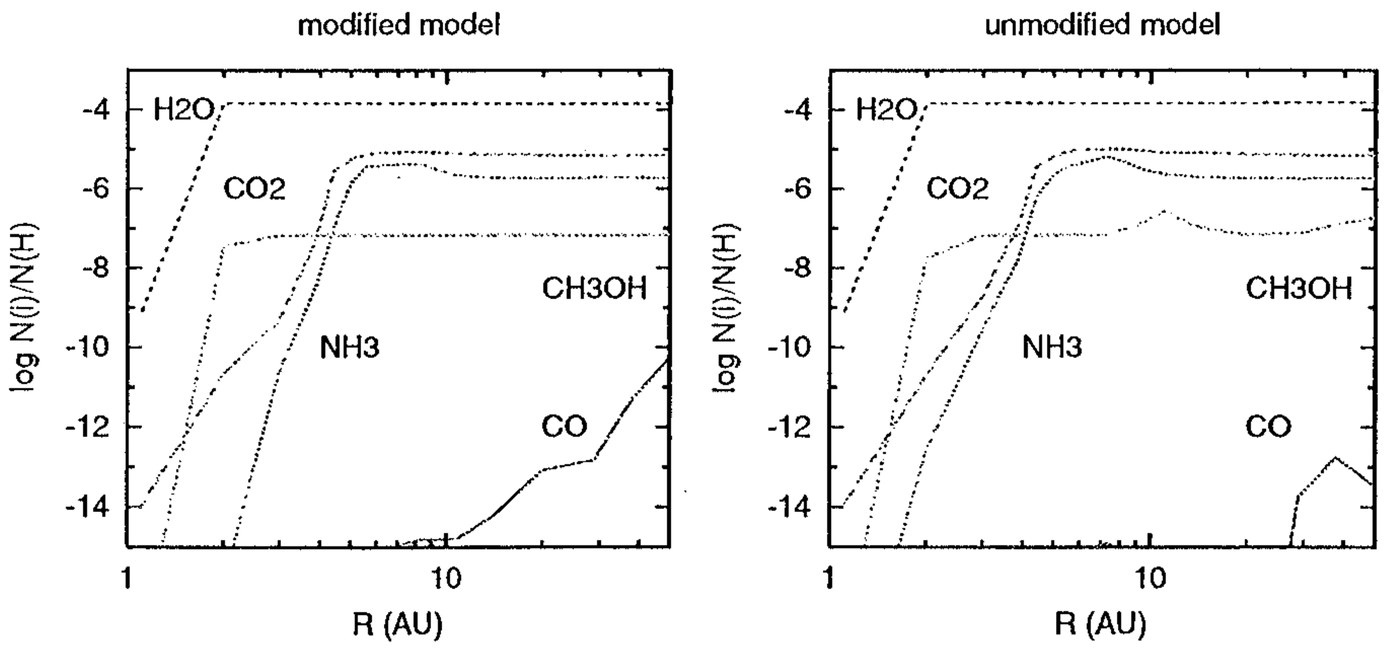
森 秀治、相川祐理（神戸大学）

惑星形成過程において、ダストから微惑星が形成される過程は重要である。特に、惑星の原材料である微惑星が、どのような物質からできていたかは、興味深い。一般に、微惑星はダスト同士の衝突付着によって形成される。このため、相互衝突を繰り返すダストの表面化学組成が、微惑星の組成に大きく寄与するものと予想される。したがってダストの表面組成が中心星からの距離にどのように依存するかを調べる事は重要である。

本研究では、原始惑星系円盤の中心面におけるガス密度、温度のモデル(D'Alessio et al. 1998) と gas-gas, gas-grain の化学反応ネットワークを利用して、各分子の数密度時間変化の数値シミュレーションを行なった。その際に重要となるダスト表面反応において、ダスト表面分子の grain 上の移動 (diffusion) に制約を与えるモデル、Modified model(Stantcheva et al. 2001) と diffusion に制約を与えない今までのモデル (Unmodified model) とを比較検討した。

結果

- ダスト表面組成は Modified model と Unmodified model に全体として大きな違いは生じなかった。
- ハイドロカーボンなどの反応しやすい分子の数密度には違いが生じた。それは最も動きやすい H 原子に制限を与えたためだと思われる。
- 原始惑星系円盤の内側にいくほど、Modified model と Unmodified model による違いは生じないことがわかった。これは、蒸発が支配的な領域では、反応係数を制限したとしてもそこに存在する分子の数が少なく、分子の数の方が反応を支配するためと思われる。



図：10^6[year] 経過した時のダスト表面化学組成の空間分布。横軸は中心星からの距離、縦軸は II 原子で規格化したダスト表面分子の abundunce。Modified model (左図) と Unmodified model(右図) に大きな違いがなかった。

ブラックホールへの降着流中に生成する衝撃波

青木　成一郎（東大理）、小出　真路（富山大工）、
工藤　哲洋（国立天文台）、柴田　一成（京大理）

1. 要旨

１次元一般相対論的電磁流体力学数値シミュレーションにより、ブラックホールの周りの降着円盤内での衝撃波形成について調べた。その結果、２種類の衝撃波が得られた。ブラックホールから外向きに伝播する衝撃波と、ブラックホールへ向かって伝播する衝撃波である。前者は、遠心力によるポテンシャルの障壁によって、gas pressure driven jet を加速する衝撃波と同じメカニズムで生成することが解った。後者は、準周期的に生成し、epicyclic frequency による cut off が有限であるために、降着円盤内で生じた波がブラックホールへ向かって伝播することができ、さらに、ブラックホール近傍の密度が低いために、波が増幅して衝撃波となることが解った。また、この衝撃波の周期は、high-frequency QPO の周期と同じオーダーとなる結果となることが分かった。

2. イントロダクション

宇宙ジェットの一般相対論的電磁流体力学数値シミュレーションである、Koide et al. 1998, 1999 において、ジェットが２層構造になるという結果が得られている。磁場の力により加速される magnetically driven jet とガス圧により加速される gas pressure driven jet である。後者は非相対論的扱いには見られなかったジェットで、彼らによれば、一般相対論の効果による激しい降着により、降着円盤内の降着流中において衝撃波が生成し、ジェットを加速すると考えられている。しかし、この衝撃波の生成メカニズムは詳しく調べられていなかった。そこで、今回、１次元一般相対論的流体力学数値シミュレーションを行い、衝撃波形成について調べた。

3. 方法

シュワルツシルトブラックホールの周りに sub-Kepler で回転（Kepler 回転で安定）する降着円盤を置いた。時空はシュワルツシルト時空で固定。赤道面に沿った１次元一般相対論的流体力学による数値シミュレーションを行った。境界は自由境界を採っている。今回、降着円盤内の温度と回転速度（ケプラー回転で安定）についてパラメータサーベイを行った。

4. 結果

１次元一般相対論的流体力学数値シミュレーションにより、以下の２種類の衝撃波が得られた。

(i)外向きに伝播する衝撃波（図１）

パラメータサーベイを行った結果、降着円盤の回転速度が大きく、降着円盤の温度が低い場合に外向きに伝播する衝撃波が得られた。これから、外向きに伝播する衝撃波の生成メカニズムは以下で解釈できる。初期に不安定な降着円盤は、時間とともに落下する。つまり、降着円盤のより外側から、角運動量が供給され、時間が経つとケプラー回転となる。その際、降着円盤のより外側の角運動量の方が内側より大きい為、内側の方が早くケプラー回転に達する。従って、落下してきた物質は、降着円盤のより内側の物質とぶつかり、波が発生する。そこで、降着円盤の温度が低いと波の速度振幅が音速を超え易く、衝撃波となる。つまり、この衝撃波は遠心力によるポテンシャルの障壁によって生成する。Koide el al. 1998, 1999 の gas pressure driven jet を加速する衝撃波との比較から、両者の衝撃波は同じ生成メカニズムで生じることが解った。

(ii)（準周期的に）内向きに伝播する衝撃波（図１，図２）

準周期的に、内向きに伝播する衝撃波が得られた。（線形）波の伝播の数値シミュレーション（安定な降着円盤の一点に圧力の摂動を加えた）の結果得られた減衰振動と sub-Kepler の場合の振動が非常に良く似ている。その為、sub-Kepler の場合の周期性は、降着円盤内の様々な点で生じた波の重ね合わせと、擾乱が大きいことによる非線形効果の結果と解釈できる。また、一般相対論の場合、非相対論の場合と異なり、epcyclic frequency が有限であることから、生成した波はブラックホールへ内向きに伝わることができ、さらに、ブラックホール近傍では、ブラックホールが物質を吸い込み、物質の密度が下がっている為、伝播に伴い、この波の速度振幅が増大し、超音速となって、衝撃波が生じることが解った。また、この衝撃波の周期を中心のブラックホールの質量を 10 太陽質量として見積もると 67Hz となり、high-frequency QPO の典型的な周波数（100Hz 程度）と同じオーダーとなることが分かった。

参考文献

Kato, S., Fukue, J., & Mineshige, S. 1998, Black-Hole Accretion Disks(Kyoto: Kyoto Univ. Press)
Kato, S. 2001, PASJ, 53, 1
Koide, S., Shibata, K., & Kudoh, T. 1998, ApJ, 495, L63
Koide, S., Shibata, K., & Kudoh, T. 1999, ApJ, 522, 727
Matsumoto, R., Kato, S., & Honma, F. 1988, in Physics of Neutron Stars and Black Holes, ed. Y. Tanaka(Tokyo: Universal Academy Press), 15

図１

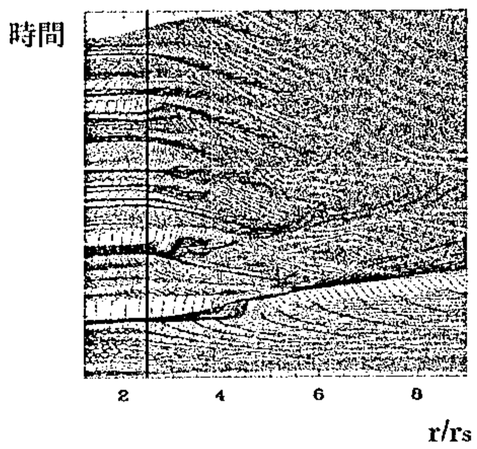


図２

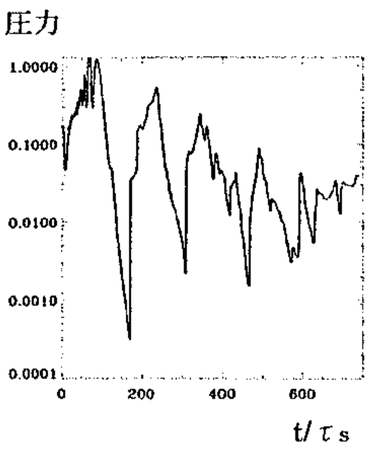


図１：圧力の時間変化。横軸はブラックホール（半径：rs）からの距離。縦軸は時間。外向きに伝播する衝撃波が１回、内向きに伝播する衝撃波が数回、出ている様子が見られる。

図２：r=2.5rs(図１の実践上)での圧力の時間変化。横軸は、時間（$\tau s=rs/c$)、縦軸は圧力。内向きの衝撃波が数回、伝播する様子が分かる。

相対論的高速微分回転星の平衡形状

鴈野 重之 & 江里口 良治 (東大総合文化)
karino@valis.c.u-tokyo.ac.jp

観測的に知られている中性子星の質量は $\sim 1.4M_\odot$ となっている。しかし、理論的には熱圧力や回転の効果により、中性子星の質量は $1.4M_\odot$ 以上にもなり得る。例えば、中性子星連星の合体のような場合を考えると、合体後の総質量は $\sim 3M_\odot$ にも達する。質量の幾らかは外部に放出されるとしても、合体後には超臨界質量中性子星ができるのだろうか。ここで連星合体後にできる天体では、回転の効果、特に強力な微分回転の効果が重要となる。ポリトロープを用いた近年の計算によれば、中間的な強さの微分回転でも、支え得る星の質量は回転のない場合の数倍に達する可能性が示唆されている (Baumgarte et al. ApJ, **528**, L29, 2000, hereafter BSS)。しかし、このような簡単なモデルが現実的な状況をどれだけ定量的に表現できるかは明確でない。そこで、我々は現実的な状態方程式について、中性子星モデルの最大質量を計算し、このような巨大質量を支え得る平衡形状が存在するかを評価した。

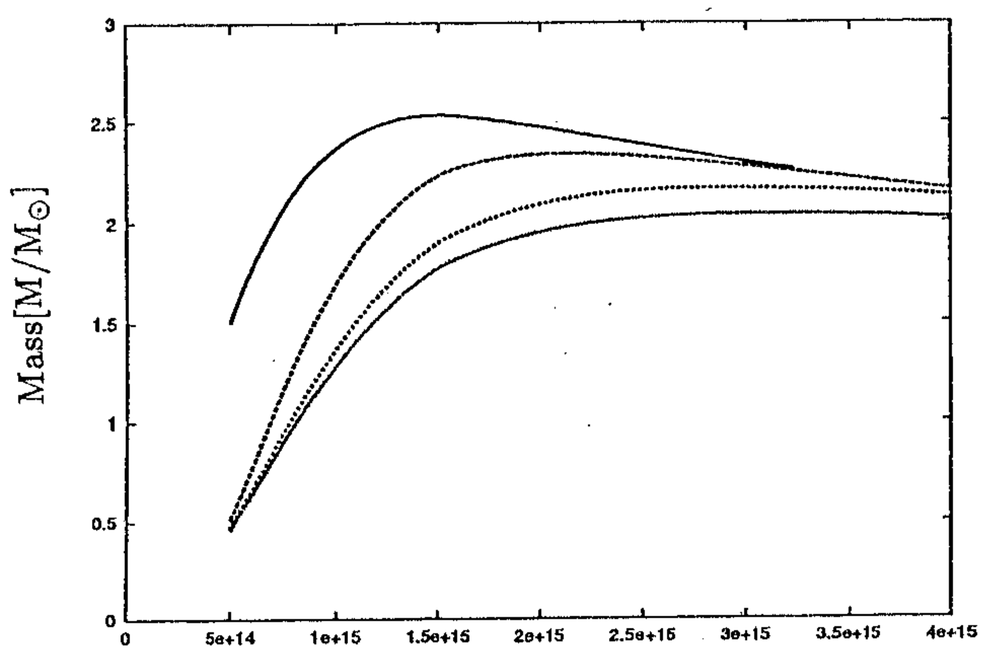
軸対称な相対論的高速微分回転星の数値計算法については Komatsu et al.(MNRAS, **237**,355, 1989) によって既に確立されているので、それを改良して用いる。微分回転の効果を取り入れ、星の回転則は

$$\frac{(\Omega_c - \Omega)}{\hat{A}} = \frac{(\Omega - \omega) r^2 \sin^2\theta e^{2(\beta-\nu)}}{1 - (\Omega - \omega)^2 r^2 \sin^2\theta e^{2(\beta-\nu)}} \tag{1}$$

という形のものを考える。ここで $\hat{A}$ は微分回転の強さを与えるパラメタであり、$\hat{A} \to 0$ の極限で剛体回転に帰着する。$\hat{A}$ が大きくなるほど微分回転の効果は強くなる。

実際に用いた状態方程式は Wiringa, Fiks & Fabrocini(PRC, **38**, 1010, 1988) による三体衝突を考慮した高密度な核子モデルと、 Bethe & Johnson(Nucl. Phys., **A230**, 1) による多体計算から導かれた中性子ガスについてのモデル (BJ(I)) とハイペロンを考慮にいれたもの (BJ(V)) の三種類である。これらの状態方程式を用いて、幾つかの高速微分回転中性子星モデルの系列を求めた。この際、各系列は微分回転パラメタ $\hat{A}$ および軸比 r_p/r_e を固定し、中心密度を変化させて系列を計算した。

一例として状態方程式 BJ(I) についての結果を示す。図は横軸に最大密度 ρ_{max}、縦軸には太陽質量で規格化した質量 $M/M_\odot$ を取っている。図中の曲線で示されているモデルは、各々ケプラー限界に近いような高速回転の場合を示している。図より、高速微分回転する場合には中性子星の最大質量は明らかに増加しているが、強い微分回転とケプラー限界に近い高速を伴う場合でも、その最大質量は数十 % しか増加せず、 BSS にあるような $\sim 3M_\odot$ を超える巨大質量を支えることは難しい。この結果は他の現実的状態方程式にも当てはまる。



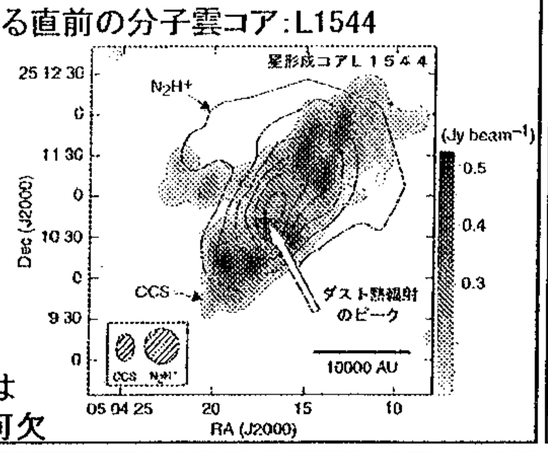
中性子星の密度 (横軸) 対質量 (縦軸)。各曲線は上から微分回転の効果が強い順。

重力収縮コアの分子組成進化:ダスト表面反応の効果

相川祐理(神戸大地球惑星科学)、松本悟史(神戸大自然科学)

Introduction　星を形成する直前の分子雲コア:L1544

●赤外でＹＳＯがいない
●ダストの密度は中心から
　半径3000AU以内で flat
　($n(H_2)$ ～1.5×10^6 cm^{-3})
●infall velocity～0.1km/s



不均一な分子組成分布
N_2H^+は中心集中
CO,CCSは中心領域で減少
コアの構造、進化を読み取るには
分子組成進化の知見が必要不可欠

本研究の目的

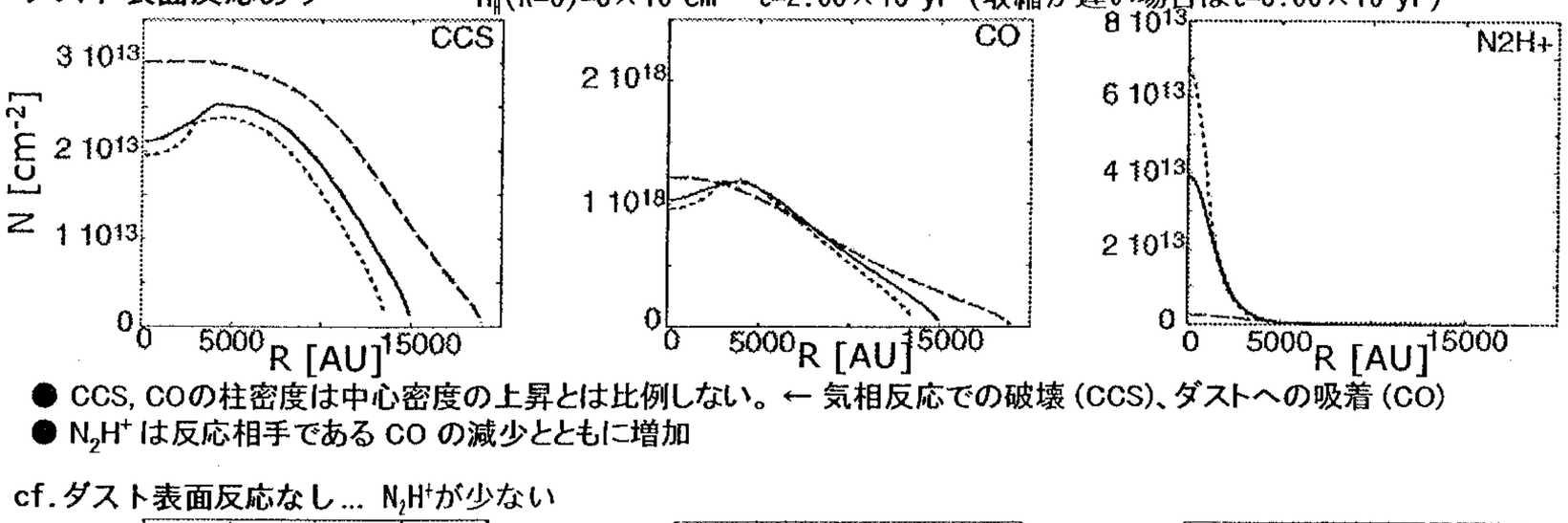
Larson-Penston collapse での分子の
分布を気相反応及びダスト表面反応を
考慮した化学反応ネットワークで求める。

なぜダスト表面反応か？
- H_2O氷の生成 → 気相のO原子の減少
  → 気相の C/O 比の増加
  → CCSなど炭素鎖分子が壊されにくい
- 原始星コアの分子組成の初期値
  → 温度上昇による氷の蒸発
  →新たな反応系(Hot Core Chemistry)

結果：分子柱密度

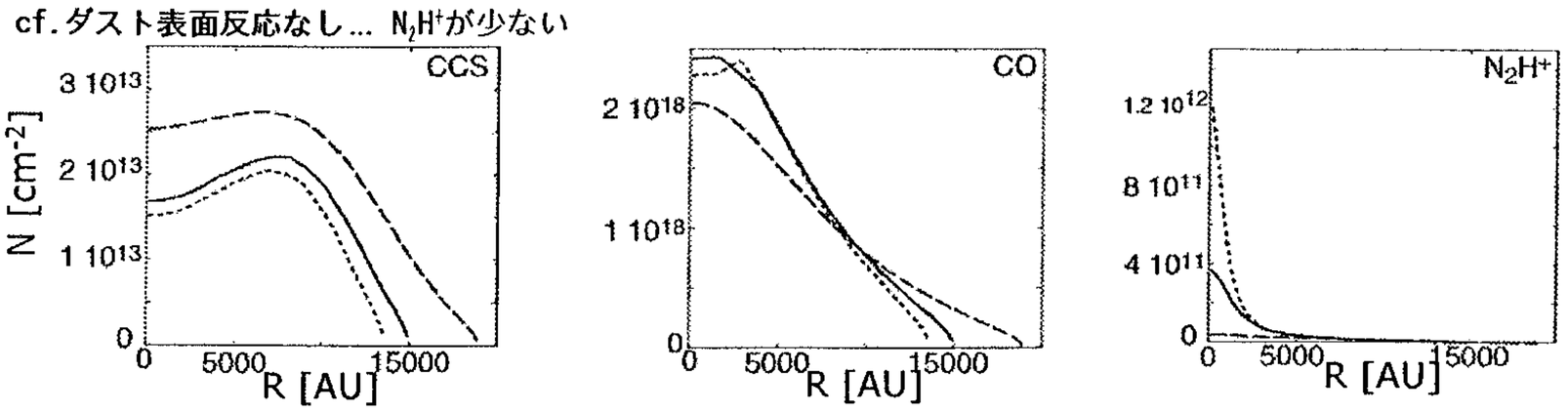
ダスト表面反応あり

—— $n_H(R=0)=3\times10^5cm^{-3}$ $t=1.52\times10^5yr$ (収縮が遅い場合は$t=4.56\times10^5yr$)
—— $n_H(R=0)=3\times10^6cm^{-3}$ $t=1.89\times10^5yr$ (収縮が遅い場合は$t=5.67\times10^5yr$)
····· $n_H(R=0)=3\times10^7cm^{-3}$ $t=2.00\times10^5yr$ (収縮が遅い場合は$t=6.00\times10^5yr$)

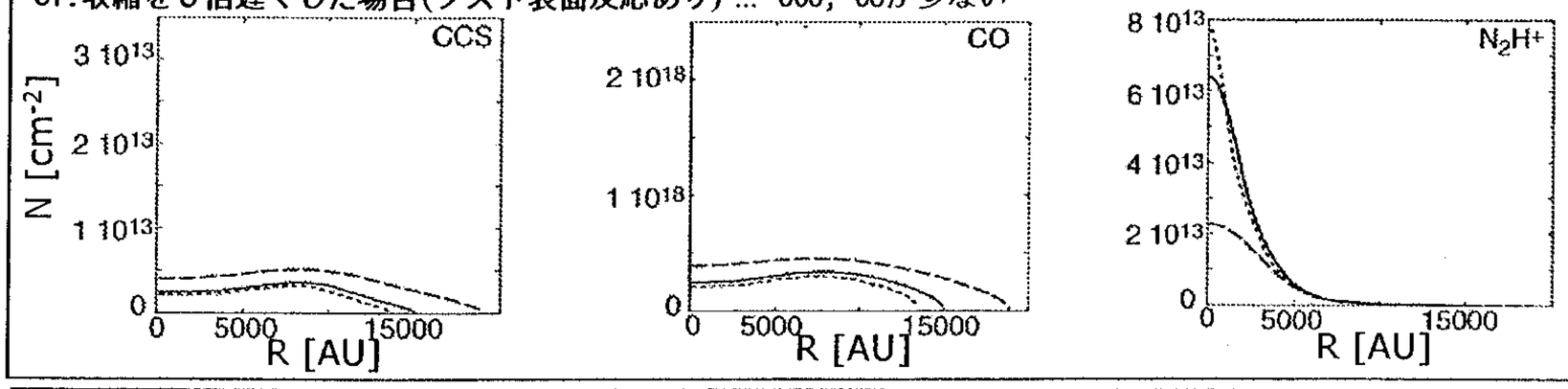


- CCS, COの柱密度は中心密度の上昇とは比例しない。← 気相反応での破壊 (CCS)、ダストへの吸着 (CO)
- N_2H^+ は反応相手である CO の減少とともに増加

cf. ダスト表面反応なし… N_2H^+が少ない



cf. 収縮を３倍遅くした場合(ダスト表面反応あり) … CCS, COが少ない



L1544との比較

輝線ピークでの柱密度 [cm^{-2}]
(コア中心密度：$n_H=3\ 10^6\ cm^{-3}$)

	Larson-Penston	slow	L1544
CCS	**2.5 10^{13}**	3.6 10^{12}	**4 10^{13}**
CO	**1.2 10^{18}**	3.4 10^{17}	**1 10^{18}**
N_2H^+	**4.0 10^{13}**	6.4 10^{13}	**2 10^{13}**
N_2D^+	**1.1 10^{13}**	1.9 10^{13}	**4 10^{12}**
HCO^+	**1.2 10^{14}**	**6.9 10^{13}**	**1 10^{14}**
DCO^+	**1.4 10^{13}**	**9.1 10^{12}**	**4 10^{12}**

太字: factor 2 以内で観測値と一致

まとめ

ダスト上の化学反応を考慮して、収縮するコアの
分子組成分布を求めた。
- 分子の減少する順番、分布はダスト上反応の有無
  にはほとんど依らない。
- ダスト表面反応を取り入れた場合、COの柱密度は
  やや減少、N_2H^+は大幅に増加。
- Larson-Penston モデルは L1544の組成分布をよく再現。
- CCSの高い柱密度は（星間紫外線から遮蔽後）
  free-fall time scale 程度での星形成を示唆。

惑星領域外縁部微惑星の軌道進化

神戸大学自然科学研究科　樋口有理可　向井　正

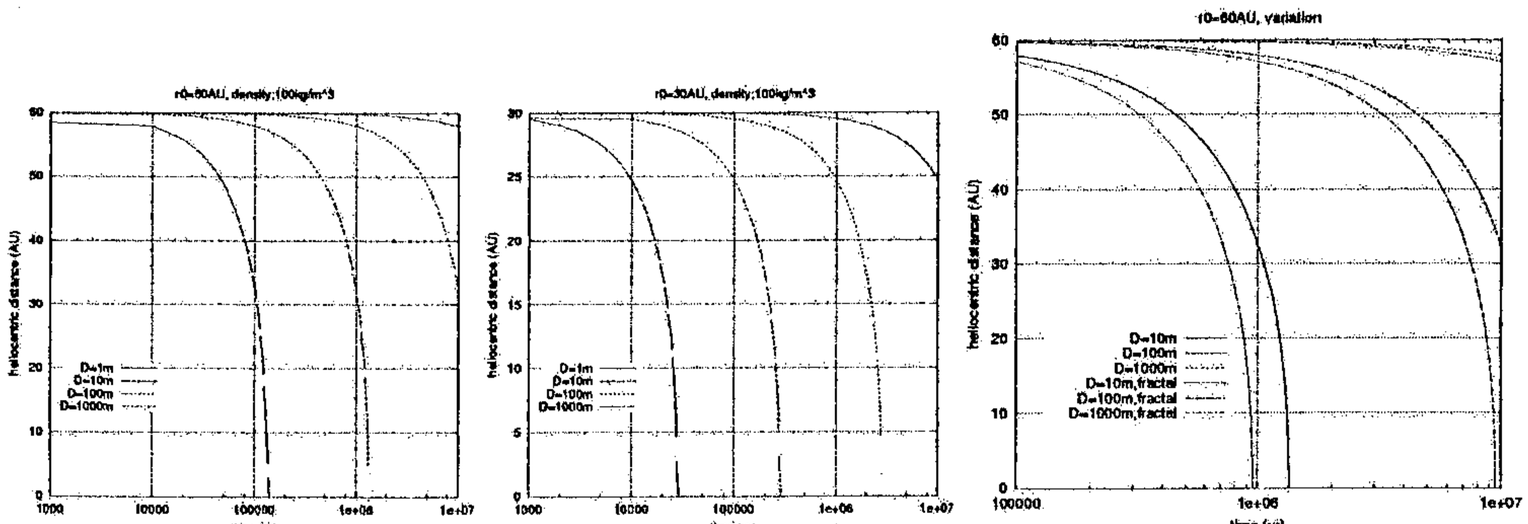
微惑星は原始太陽系円盤のガス中で形成される。その結果微惑星はガス抵抗を受けて互いに衝突しながら太陽に向かって落ち込むと考えられる。そこで、円盤外縁部で誕生した微惑星の幾らかは外惑星の成長に寄与し、幾らかは既に形成された巨大惑星に摂動を受け、彗星の巣に飛ばされたというシナリオを立てた。本研究では衝突タイムスケールと動径方向への移動のタイムスケールとを解析的に比較し、動径方向の移動が支配的な領域における微惑星の軌道進化を検証した。その結果、低密度、ガス抵抗が1.1-1.5倍になると考えられるフラクタル構造を仮定するとある程度成長した微惑星も惑星内領域に落ち込んでくることがわかった。つまり遠方から惑星領域内部への質量輸送は無視できないので、新しい最小質量モデルを構築する必要がある。

また、遠方の比較的冷たい領域で誕生した微惑星は遅れて惑星領域に落ち込むために、木星などの内惑星ではなく海王星の摂動を受けると考えられる。木星の摂動を受けた微惑星がオールト雲を形成し、海王星の摂動を受けた微惑星がScattered Diskなどの短周期彗星の巣を作るとすれば、長周期彗星に含まれる揚揮発性物質量が、短周期彗星のそれと比べて少ないという事実と矛盾しない。また、遠方からの落ち込みを考えることで、惑星摂動を受ける距離にいた微惑星が多量の氷を保持しているという事実も矛盾ないものと考えることができる。

ガス抵抗による微惑星の移動距離

$$r = \left(r_0^{\frac{9}{4}} - 7.5 \times \frac{t_{(year)}}{D_{(m)} \cdot \rho_{c(kg \cdot m^{-3})}} \right)^{\frac{4}{9}} (AU)$$

密度100kg/m^3、半径1-1000m、
初期位置r_0=30AU、60AUの微惑星の軌道進化(a, b)
フラクタル構造をもつ物体と
それと同じ特性半径(10-1000m)を持つ球体の軌道進化(c)



(a)　(b)　(c)

SDSS銀河分布二点相関関数

加用一者 (東京大学理学系物理学宇宙理論研究室)

1　ねらい

SDSS(Sloan Digital Sky Survey) のデータから銀河二点相関関数を求め、これとN体シミュレーションデータや理論予言と比較することで、銀河バイアスの形態依存性を調べた。これにより、銀河のバイアスを特徴付ける量への手がかりが掴めると考えられる。

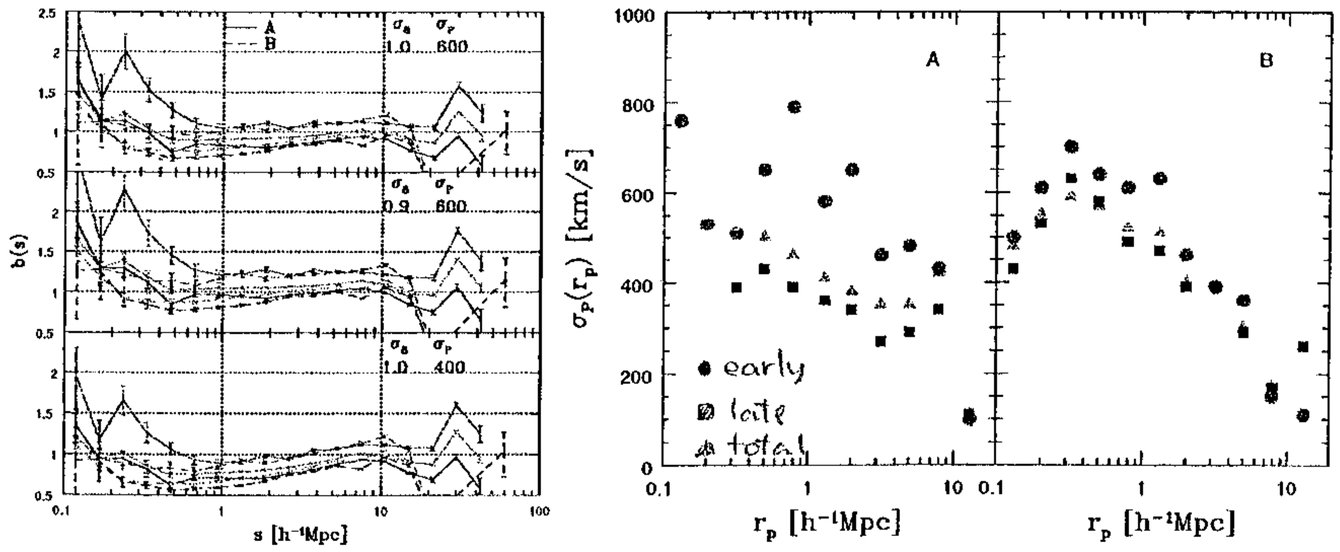
2　方法

サンプルは、SDSS-EDR(Early Data Release) より光度分布の中心集中度により形態を分類したもの (Nakamura & Fukugita, 2001) を用いた。このサンプルでは、concentration parameter $c \equiv$ petroR90/petroR50 が 2.85 より小さいものを"early-type"、大きいものを"late-type" と分類している。この分類は、眼視検査による分類の各々E+S0 と Sa-Im とに completeness=82%, contamination=17% 程度で一致する。このサンプルはおよそ 10,000 個の銀河を含み、4 割が"early-type"、残りが" late-type" となっている。一方ダークマター分布については、N体シミュレーション (Jing & Suto 1998) から生成した疑似カタログ、あるいは、赤方偏移歪みおよび光円錐効果を採り入れた二点相関関数の理論予言 (Hamana, Colombi & Suto 2001) を用いる。これらを用い、バイアスパラメータ $b \equiv \sqrt{\xi_{\rm gal}/\xi_{\rm mass}}$ を見積もった。

3　結果

バイアス大きさは理論予言モデルのパラメータによるが、$1 \sim 10h^{-1}$Mpc においてはほぼ一定のバイアスが見られた。また、early-type のほうが late-type より大きなバイアスを持ち、early-type は 1 より大きなバイアス、late-type は 1 より小さなバイアスを持つというはっきりとした形態依存性があった (左図 : A, B とはサンプルの異なる領域を指す)。

この他、Davis & Peebles (1983) の手法をて用い銀河の相対速度分散分布についても計算し、sample variance が大きいものの、early-type の方が late-type よりも大きな相対速度分散を持つことを見出した (右図)。



これらの結果は過去の他のサンプルに対する解析とほぼ consistent であり、われわれが用いた形態分類の方法が、今後膨大になる SDSS のデータ解析においても有効であることをも示している。さらに大きなサンプルに対して解析を進めたい。

中性子星磁気圏境界への降着流の２次元数値実験

加藤 成晃 (千葉大自然), 林 満 (総研大), 松元 亮治 (千葉大理)

1. Introduciton

低質量 X 線連星 (LMXBs) において X 線強度が準周期的に時間変動する QPO 現象に関する研究が近年になって再び注目されている．中性子星系の kHz QPO と同じ特徴を示すブラックホール系からの QPO が発見されたことから，kHz QPO が降着円盤を起源とする物理現象であることが確定的となった．kHz QPO が発生する場所は降着円盤の内縁付近であると考えられており，中性子星系では中性子星の磁場の強さと質量降着率で決まる磁気圏境界領域である．本研究では，pseudo-Newtonian ポテンシャルによって一般相対論的効果を近似的にとりいれた MHD 数値実験により，磁気圏境界層がどのように時間変動するかを調べ，その領域における降着流の時間変化を詳しく解析した結果を示す．

2. Simulation results

磁場によって初期トーラスから角運動量が抜き取られて磁気圏境界へ質量降着が起こり磁気圏が内側へ押し込まれるが，降着円盤内縁が $\sim 5r_g$(シュバルツシルト半径) に達すると磁気圧によって円盤物質が磁気圏境界にせき止められた (Fig.1)．磁気圏境界層で磁気ループが十分ねじられると磁気リコネクションが起こり，磁気圏境界層に溜っていた円盤物質が磁極へ向かって流れ出す channel flow が発生した．同時に磁気リコネクションによってプラズモイドが放出され，アウトフローが形成された (Fig.2 左)．その後，溜っていた円盤物質がなくなると磁気圏境界層が外側へ移動し $\sim 10r_g$ 程度の磁気圏が復元された (Fig.2 右)．$B_* = 10^7$G の場合，さらに計算を進めると磁気圏が膨張を始め，二度目の磁気リコネクションが起こった．このとき磁気圏境界が内側へ移動したが，別の内側の磁気ループが再び膨張しつつあり，再帰的にリコネクションが起こると考えられる．このような磁気圏境界層における降着流の時間変動のパワースペクトルを調べたところ，中性子星に近い程ピーク振動数大きくなり，最大で約 500 Hz 程度となる振動が存在することがわかった．さらに $3r_g$ 付近では kHz 程度の振動も存在することがわかった (Fig.3)．

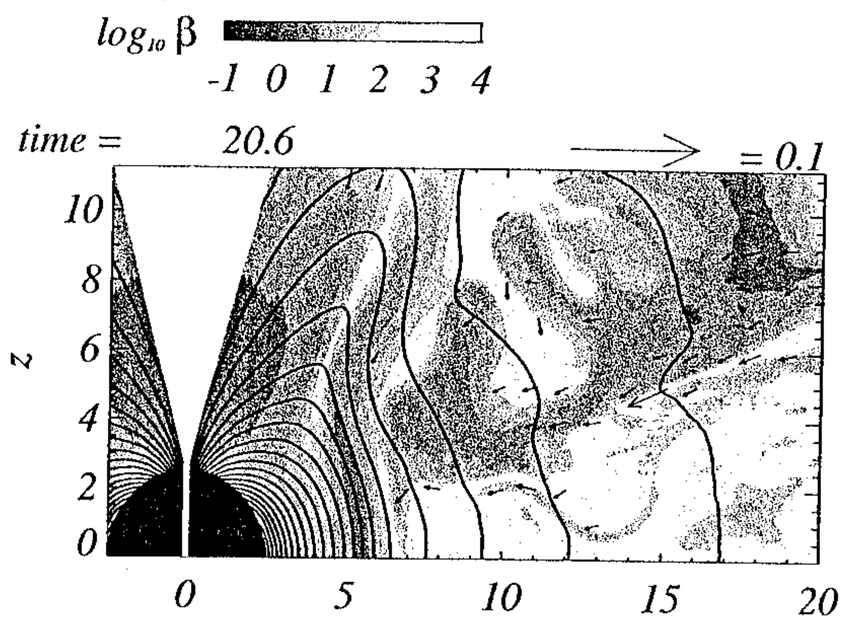


Fig. 1. 10^7G の場合，降着物質が磁気圏境界でせき止められている様子．プラズマ β 分布 (gray-scale) と磁力線 (実線) と速度 (矢印) を表している．長さの単位は r_g．図右上矢印は光速の 0.1 倍を表す．単位時間は $13r_g$ におけるケプラー回転時間．

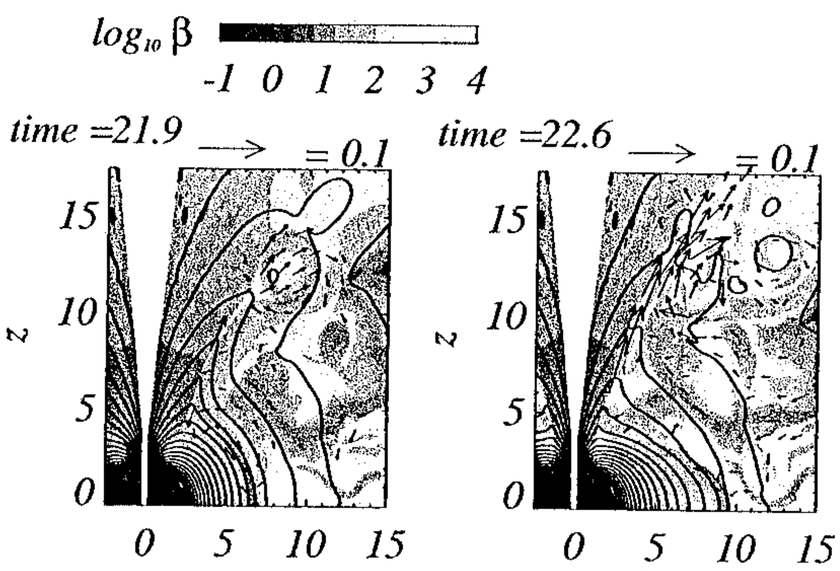


Fig. 2. 磁気圏境界層での最初の磁気リコネクションの様子 (左) と磁気リコネクション後の様子 (右).

3. Discussion and Summary

初期の表面磁場が $10^7, 10^8$G のいずれの場合でも，磁気圧によって降着流がせき止められて磁気圏境界層での磁気リコネクションが起こった．その後，半径 $\sim 10r_g$ の磁気圏が復元した．$B_* = 10^7$G のとき，磁気リコネクションが繰り返し起こり，磁気圏境界半径が $5 \sim 10r_g$ の範囲で振動する．このような系では，磁気リコネクションによって駆動されるジェットの存在が強く示唆される．降着流の PSD から得られたピーク振動数 (~ 500 Hz) は，磁気圏境界領域での specific angular momentum から求めた各半径でのエピサイクリック振動数に対応している．

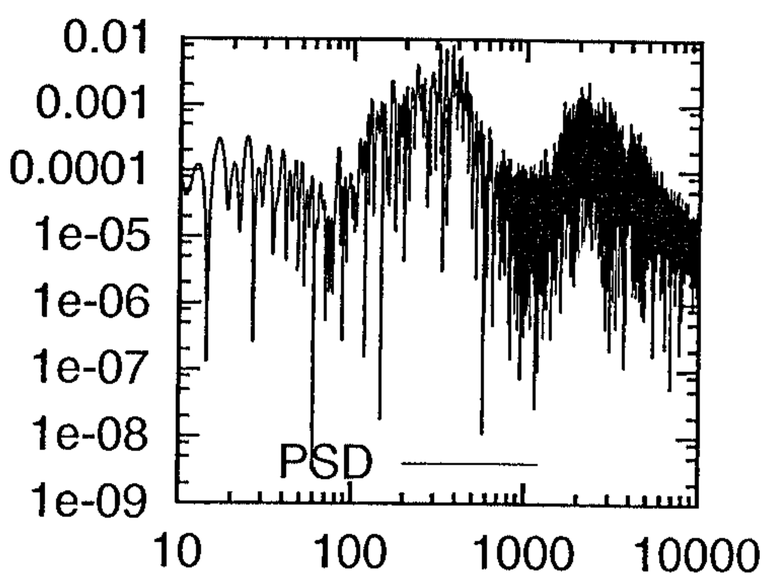


Fig. 3. 磁気圏境界領域 ($3r_g$) での降着流の時間変動のパワースペクトル．横軸は振動数 [Hz] で縦軸はパワー×振動数.

Sunyaev-Zel'dovich 効果で探る電波銀河の energetics

国立天文台 理論天文学研究系 山田 雅子

1 Introduction

電波銀河は、1) 天体現象として、2) 銀河間物質の加熱源として、3) 高エネルギーの加速サイトとして等、様々な面から興味深い天体である。特に近年、電波観測だけではなく X 線観測により、銀河団中の電波ローブの圧力が従来電波領域でのシンクロトロン光から導出されてきた圧力より高いことや、電波ローブやホットスポットでは、磁場よりも粒子のエネルギーが卓越していることをが示唆されている。

しかし、上記の観測では、電波銀河の総エネルギーを担う低エネルギー電子 (熱的電子を含む) のエネルギー量の見積もりは未だ困難である。一方、Sunyaev-Zel'dovich 効果は、1) 基礎過程が明解、2) 磁場を介さず電子のエネルギーの総量のみを測定することができる、という点で優れた観測方法となり得る。

2 Observation & Results

我々は、野辺山 45m 電波望遠鏡を用いて、巨大電波銀河 B1358+305 での Sunyaev-Zel'dovich 効果の観測から電子エネルギーの測定を行った。電波ローブからのシンクロトロン光による SZ シグナルの cancellation を防ぐため、中心部 $6' \times 6^{\times}$ の領域のマッピング観測を行った。得られたマップのジェット軸方向への投影図より、領域内の強度揺らぎ 0.28mJy/beam を得た。

しかし、ノイズレベルが約 1.0mJy/beam と極めて高いため、今回の結果からは得られた強度揺らぎが本当に B1358+305 に附随したものかどうかははっきりしなかった。もし強度揺らぎが B1358+305 に附随したものなら、この値は、Begelman & Cioffi(1989) の所謂"overpressure cocoon"モデルと、標準的な加速効率 $U_{\rm syn}/U_{\rm shock} \approx 0.05$ を用いた予測値 $y \approx 5.2 \times 10^{-5}$ と極めて近く、電波銀河の電子のエネルギーは従来の評価よりはるかに高いことを示している可能性がある。一方、附随していないとすると、X 線観測から示唆される電波ローブの高い圧力の担い手は、電子以外に求める必要がある。

3 Conclusion

我々は、Sunyaev-Zel'dovich 効果によって電波ローブ中の電子のエネルギーを測定する方法を提案し、実際に観測を行い、今まで得られた中で最も厳しい上限値を得た。今回の結果では定量的な議論は出来ないが、新たな観測機器を用いることで、将来的によりはっきりした制限をつけられる可能性はある。その際得られる情報は、電波銀河の energetics に非常に有用な情報をもたらすであろう。

Weibel instability による磁場の生成とその進化

大阪大学 加藤 恒彦

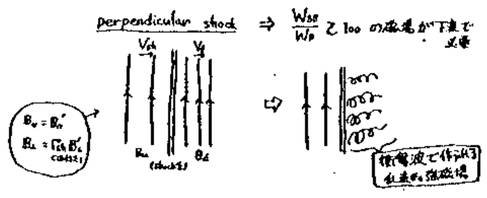
① ② ③ ④ ⑤ ⑥ ⑦ ⑧ ⑨

§1. Intro.

衝撃波下流の磁場 --- 強い磁場が存在？

(1) 相対論的衝撃波でのフェルミ加速

perpendicular shock ⇒ $\frac{W_{ss}}{W_p}$ と loo の磁場が下流で必要



(2) GRB external shock (Medvedev & Loeb, 1999)

Afterglow の観測 → $B \sim (0.2 - 15) \times \Gamma_{sh}$ G

⇔ (・ISM の磁場の圧縮のみ → $B \sim 10^{-4} \times \Gamma_{sh}$ G
・"precursor wind" が重ぶとする → $B \sim 10^{-3} \times \Gamma_{sh}$ G at $R \sim 10^{16}$ cm
→ 説明できない)

(3) GRB や AGN Jet の internal shock

$\frac{W_B}{KE} \sim 0.1$

⇒ 衝撃波で強い磁場を作るメカニズムは何か？

Weibel instability

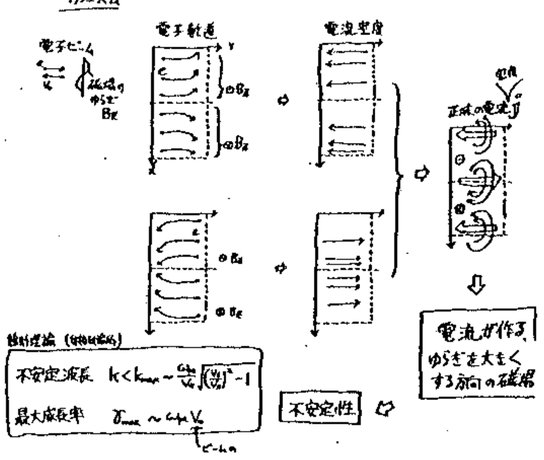
--プラズマ中の不安定性

速度分布/温度の非等方 ⇨ 磁場の生成

⇧

衝撃波面で発生

・メカニズム



線形理論 (静電近似)

不安定波長 $k < k_{max} \sim \frac{\omega_{pe}}{c}\sqrt{\left(\frac{v_b}{v_{th}}\right)^2 - 1}$

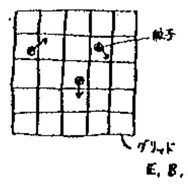
最大成長率 $\gamma_{max} \sim \omega_{pe} \frac{v_b}{c}$

§2. Simulation

電磁粒子シミュレーション (Particle in Cell) → 2次元, e^2-plasma

{ 粒子 … 個々の軌道を追う $\frac{dP}{dt} = q\left(E + \frac{P \times B}{\gamma mc}\right)$

電磁場 … グリッド上で Maxwell 方程式を解く { $\frac{1}{c}\frac{\partial E}{\partial t} = \nabla \times B - 4\pi J$; $\frac{1}{c}\frac{\partial B}{\partial t} = -\nabla \times E$; $\nabla \cdot E = 4\pi\rho$; $\nabla \cdot B = 0$



E, B, J, ρ

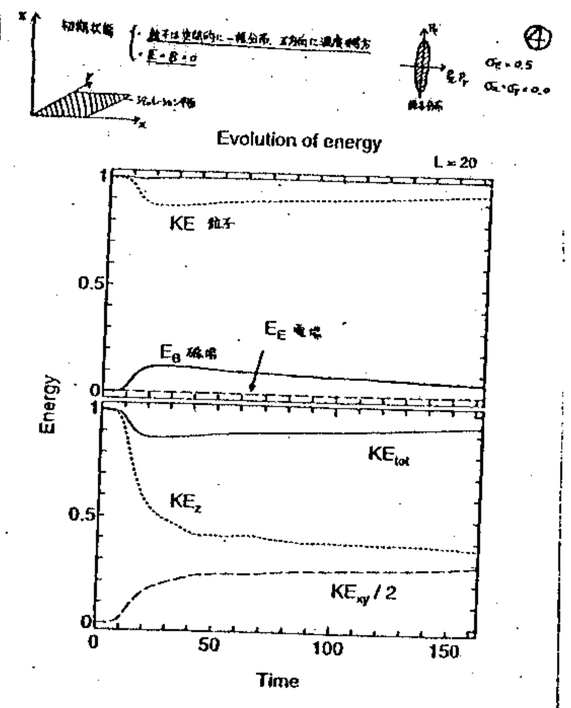
計算ステップ

(E, B) → (x, p) → (J, ρ) → (E, B) → ⋯

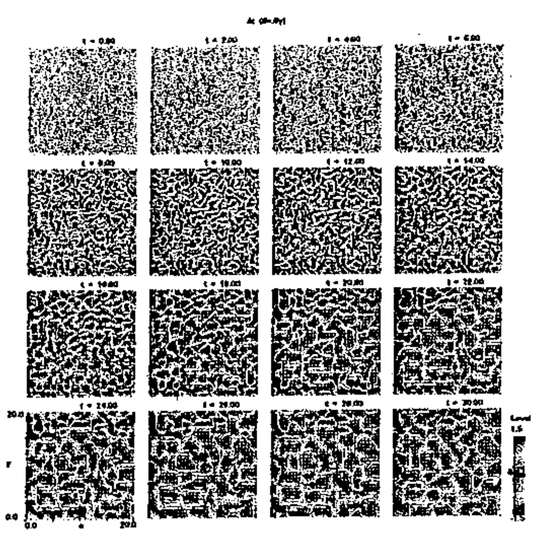
シミュレーションの単位系

{ ・C = 1 光速
・$T_0 = 1/\omega_{pe}$ 時間
・$L_0 = c/\omega_{pe}$ 長さ
・$E_0 = B_0 = \frac{m_e c \omega_{pe}}{e}$ 電場, 磁場

ω_{pe} : 電子プラズマ振動数



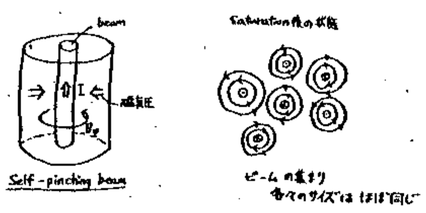
電流密度 (J_z) の時間進化　矢印は (B_x, B_y)



→ 長波長へシフトしていく

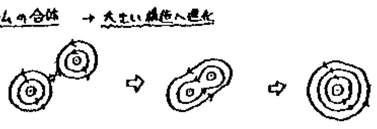
§3. Model

構造の進化のモデル

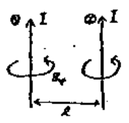


ビームに働く力

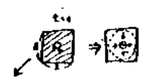
ビームの合体 → 大きい構造へ進化



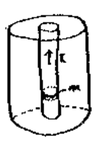
ビームの合体のタイムスケール



①が②に作る磁場 $B_\theta = \frac{2I}{cl}$



z方向単位長さの質量 $m = \rho_0 l^2$



①との間の距離 r

運動方程式 $\frac{m}{2}\frac{d^2r}{dt^2} = \frac{2I^2}{c^2 r}$

⇒ タイムスケール τ (オーダー評価)

$\frac{l}{\tau^2} \sim \frac{4I^2}{\rho_0 c^2 l^3} \longrightarrow \boxed{\tau \sim \sqrt{\rho_0}\frac{l^2}{2I}}$

・Alfvén の臨界電流

電流に上限値 I_A

$I_A = I_A(\gamma\beta)$
$I_A \simeq \frac{\gamma_e}{\gamma_p} \sim 17\text{kA}$

⇒ $I \cdot I_A$ = const. とおくと, $\boxed{\tau \sim \sqrt{\rho_0}\frac{\rho_0 l^2}{2I_A}} \propto l^3$

波長の進化

系の平均的波長 $\lambda = \langle l \rangle$

時間変化率 ⊙…⊙ + ⊙

$\frac{d\lambda}{dt} \sim \frac{\Delta\lambda}{\Delta t} = \frac{\sqrt{2}\lambda - \lambda}{\tau(\lambda)} = \frac{2(\sqrt{2}-1)I_A}{c\sqrt{\rho_0}}\lambda^3$

$\boxed{\lambda^2 = \frac{4(\sqrt{2}-1)I_A}{c\sqrt{\rho_0}}t + \text{const.}}$

特に $t \to \infty$ で

$\boxed{\lambda \sim \left(\frac{4(\sqrt{2}-1)I_A}{c\sqrt{\rho_0}}\right)^{1/2} \propto t^{1/2}}$ $\propto t^{\alpha}$ ⟺ 右図と等価

§4. 結論

(1) Weibel instability の saturation 後, ビンそれぞれビームの集まりになる.

(2) 磁場の長波長へのシフトのメカニズムは, ビームの合体として説明できる

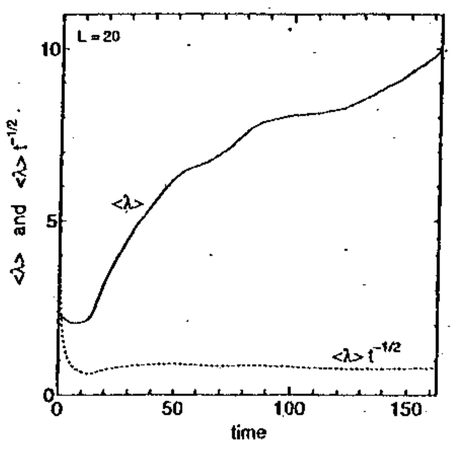
(3) 各ビームには電流の上限 I_A が存在

(4) 波長の進化は $\langle\lambda\rangle \propto t^{1/2}$ に従う

磁場の平均波長の進化

$\langle k \rangle = \left[\frac{\int k^2 P(k)dk}{\int P(k)dk}\right]^{\frac{1}{2}}$ $\langle\lambda\rangle = \frac{2\pi}{\langle k \rangle}$

Evolution of mean wave length of magnetic field



→ $\langle\lambda\rangle \propto t^{1/2}$ に良く従う

Cosmic Ray Modified Shock の安定性

山崎 了 (京大・理・物理)

Introduction

高エネルギー宇宙線の加速過程として有力視されているのが衝撃波粒子加速である。衝撃波付近では、加速された粒子の数密度がある程度大きくなれば、宇宙線の作りだす圧力がまわりの流体の圧力と同程度の大きさとなることがあり、衝撃波のダイナミクスに影響を与えはじめる。その影響を調べる手始めとして、宇宙線の圧力を考慮した定常平面衝撃波の安定性について議論するのが、本研究の目的である。

Two Fluid Model

宇宙線の数密度は無視し、宇宙線の作りだす圧力が流体と相互作用している系 (Two Fluid Model) を考える。

Drury & Völk (1981) 等で示されているように、一般に、宇宙線による流体への反作用が効きはじめると、衝撃波の上流にも密度変化が現れる。

このような場合に衝撃波の安定性について調べるためには数値計算が必要だが、宇宙線の圧力がゼロの場合については、流体の密度、速度の配位は宇宙線を考慮しない断熱衝撃波の場合のものと同じになり、解析的に調べることが可能になる。

結果と今後の課題

今回は上のような場合について安定性を調べ、その結果、不安定モードは存在しないことがわかった。

宇宙線の圧力がゼロでない場合についても同様の解析を進めていくのが今後の目標である。

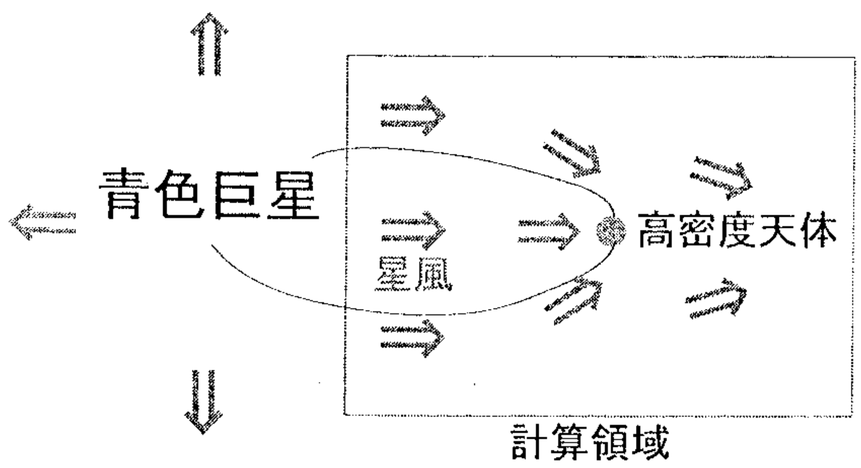
Direct Simulation Monte Carlo method による星風降着流の数値計算

大杉幸督(神戸大自然)，松田卓也(神戸大理)
ohsugi@jet.planet.sci.kobe-u.ac.jp tmatsuda@jet.planet.sci.kobe-u.ac.jp

Abstract

本研究の目的は、Direct Simulation Monte Carlo method(モンテカルロ直接法)により二次元の星風降着流の数値計算を試みる事である。モンテカルロ直接法は希薄気体の数値計算に適した方法であるが連続体に適用も出来る。今回、青色巨星と高密度天体により構成される連星系における星風降着流のモデル計算を行った。

1. Introduction



青色巨星と高密度天体が連星を構成している系を考える。本研究では高密度天体周囲の領域のみを計算する。

2. Method

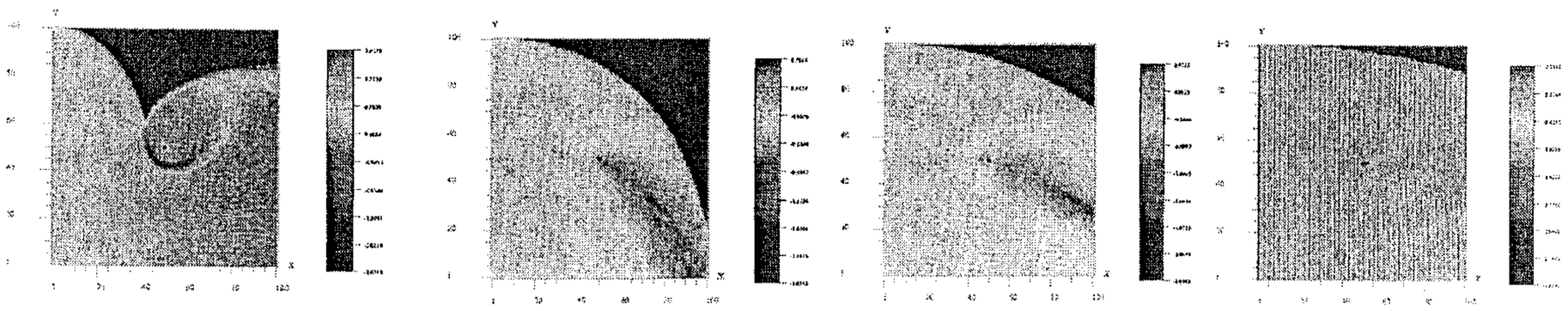
モンテカルロ直接法とは気体集団をサンプル分子集団として扱い、分子集団の運動を追跡して流れを調べる方法である。
各セルに複数のサンプル分子が存在する際には衝突確率に応じて衝突を行うものとする。衝突はセル内部で起きるとする。衝突後のサンプル分子の方向はランダムであるとする。密度、温度、速度などの巨視的量はセル内の平均で計算する。

計算条件

二つの星の間隔を代表長、系の公転速度を代表速度1 cellに一個のサンプル分子が存在する時を代表密度とする。計算領域は降着星を原点とし、$-0.5<X, y<0.5$である。その領域を100X100のセルに分割した。典型的な平均自由行程は0.01とした。計算のタイムステップは$\Delta t=0.002$とし、温度0のサンプル分子が左端から100個/stepで流入するとした。計算結果は時間平均をとって求めた。計算はサンプル分子の流入速度がv=1,3,5,10、の４ケースについて行い、t=100まで計算した。なお降着星の質量は質量放出星の二倍とした。

3. Result

密度の分布図を以下に示す。



v=1　　v=3　　v=5　　v=10

4. Conclusion & Discussion

1) モンテカルロ直接法で衝撃波を含む連続流が扱える事が分かった。
2) 流入速度が小さい場合は降着円盤が出来るが、大きい場合はバウ衝撃波になる。

今後の問題
1) 質量放出星を含んだより現実的な境界条件で計算する。
2) 3次元化する。

STUDYING THE FORMATION AND EVOLUTION OF GALAXIES AND CLUSTERS WITH GAMMA-RAYS AND COSMIC RAYS

SUSUMU INOUE
Division of Theoretical Astrophysics, National Astronomical Observatory

Abstract

High energy, nonthermal phenomena are invaluable probes of shock heating processes crucial to the formation and evolution of large scale structure in the universe, and should offer new insight into studies of galaxies, groups/clusters and the intergalactic medium. Here we mainly discuss the following two subjects.

1) **HEATING OF INTRACLUSTER GAS BY POWERFUL RADIO GALAXIES AND ASSOCIATED GAMMA-RAY EMISSION FROM HIGH-ENERGY ELECTRONS (Inoue & Sasaki 2001).**
High-power radio galaxies are shown to be prime candidates for the non-gravitational heating sources necessary to reproduce the observed X-ray scaling relations of groups and clusters. This scenario is directly testable by observing the 'prompt' inverse Compton gamma-rays emitted by electrons shock accelerated during the heating epoch, e.g. by GLAST.

2) **COSMIC RAY SYNTHESIS OF ^{6}Li BY STRUCTURE FORMATION SHOCKS IN THE EARLY MILKY WAY GALAXY (Suzuki & Inoue 2001).**
It is shown that the ^{6}Li abundances observed in metal-poor halo stars, which are difficult to explain with production mechanisms involving supernovae, can be naturally accounted for by cosmic rays accelerated at shocks in merging sub-Galactic clumps during hierarchical structure formation of the Galaxy. Combined with stellar kinematics information, future observations of ^{6}Li, e.g. by the Subary HDS, may offer us a precious fossil record of dissipative gas dynamical processes in the formation history of the Milky Way.

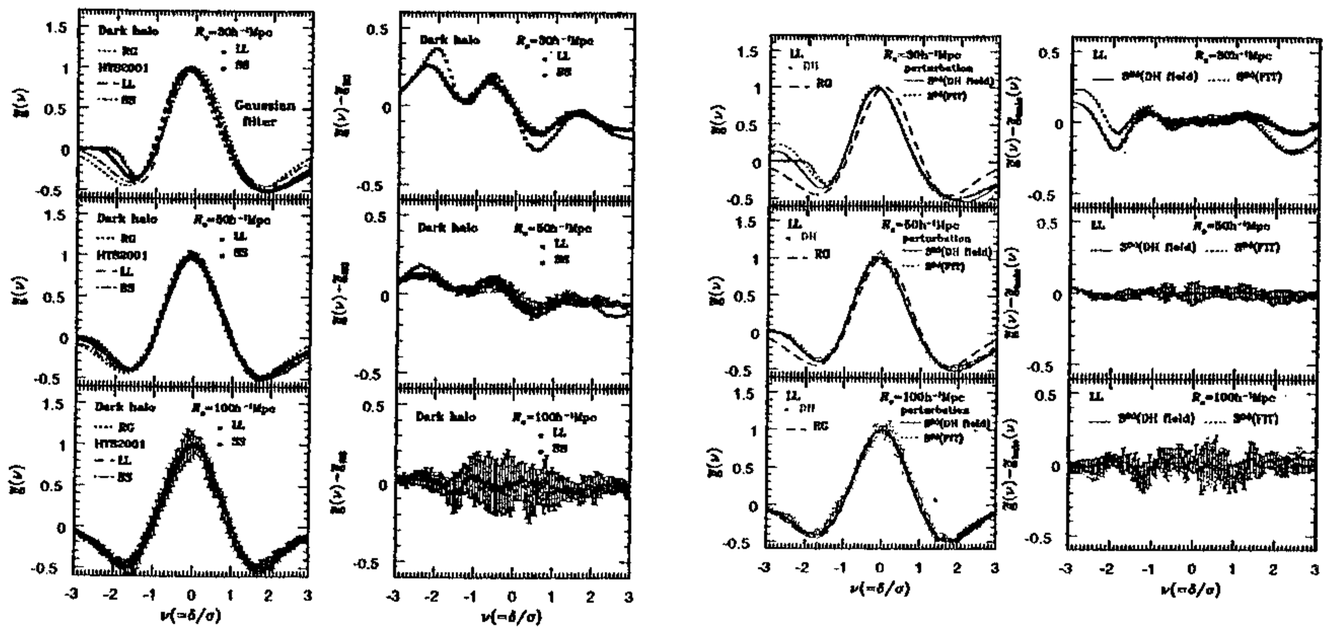
Inoue, S. & Sasaki, S. 2001, ApJ, 562, 618
Suzuki, T. K. & Inoue, S. 2001, in prep. for ApJ Lett.

ハッブル体積シミュレーションにおけるダークハローのバイアスとジーナス統計

東京大学大学院理学系研究科物理学専攻宇宙理論研究室　　日影　千秋

Abstract：ハッブル体積シミュレーションのハローカタログを使って、ハローバイアスの統計解析をした。特に、密度分布のトポロジカルな性質を特徴づけるジーナスの統計における、ハローバイアスの非線形性と確率的要素それぞれの影響に着目した。また、ジーナスの摂動表式(松原 1994)が、ダークハローのジーナスにも適用でき、バイアスを起源とする非ガウス性をも記述できることがわかった。

Introduction：バイアス、すなわち天体分布とダークマター分布との間の統計的関係を理解することは、銀河や銀河団の天体分布から宇宙を知る上でひとつの前提条件である。そこで、我々は以前、銀河団と 1 対 1 対応の関係にあると一般に考えられる銀河団質量のダークハローの非線形バイアスモデルを使って、ダークハロー分布に関するジーナスの理論表式をはじめて導出した(日影, 樽家, 須藤 2001)。次に、ハッブルスケールの N 体シミュレーション(Virgo consortium)のデータを使って、銀河団スケールのハロー分布に関するジーナスの解析をした。銀河団は平均間隔が数十 Mpc に及ぶため、ハッブル体積シミュレーションを使って初めて信頼性のある結果を得ることができる。今回、我々は摂動面からジーナス統計における、バイアスの非線形性と確率的要素の影響について定量的に調べた。

シミュレーションの特長：用いたシミュレーションは、1 辺 3000Mpc の立方体データで、1 つにつき 2.25*10 の 12 乗の太陽質量をもつ 10 の 9 乗個の粒子をもつ。ダークハローは Friends-of-friends 方法で定義し、質量幅が 6.7*10 の 13 乗から 6.0*10 の 15 乗太陽質量の 1.5*10 の 6 乗個に及ぶ。シミュレーションの全体積を 8 つのサブ立方体に等分し、サブ立方体間での誤差をサンプリングノイズとして評価した。

結果：下左図は、左パネルが、シミュレーションから得たハロージーナス(最も重いサブグループ：LL、最も軽いサブグループ：SS、上から順に 30、50、100Mpc スケールのガウシアンスムージング)、右パネルが、ランダムガウス分布における解析表式との差を表す。ハロージーナスの解析表式(日影 et al. 2001)もあわせてプロットしたところ、シミュレーションの結果とよく一致した。このことは、ハロージーナスの解析表式では無視されていたバイアスの確率的要素の影響はジーナスにほとんど効かないことを意味する。一方、右図は、摂動表式とシミュレーションとのハロージーナスの比較を示した図である。摂動表式に含まれるスキューネス値として、シミュレーションのハローデータから直接計算した値と、スキューネス値をフリーパラメターとして摂動表式をシミュレーション結果にフィットして得られた値を使った。比較の結果、少なくとも 50Mpc のスケールでは、摂動表式はシミュレーションの結果とよく一致した。この結果は、摂動表式がハローのジーナスにも適用でき、バイアスを起源とする非ガウス性をよく記述することを意味する。