

Supernovae, Magnetic Fields, and a few Basel Attempts to Copy Ewald's Activities

Friedrich-Karl Thielemann

Department of Physics and Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI)
University of Basel
Switzerland

Darmstadt
Germany

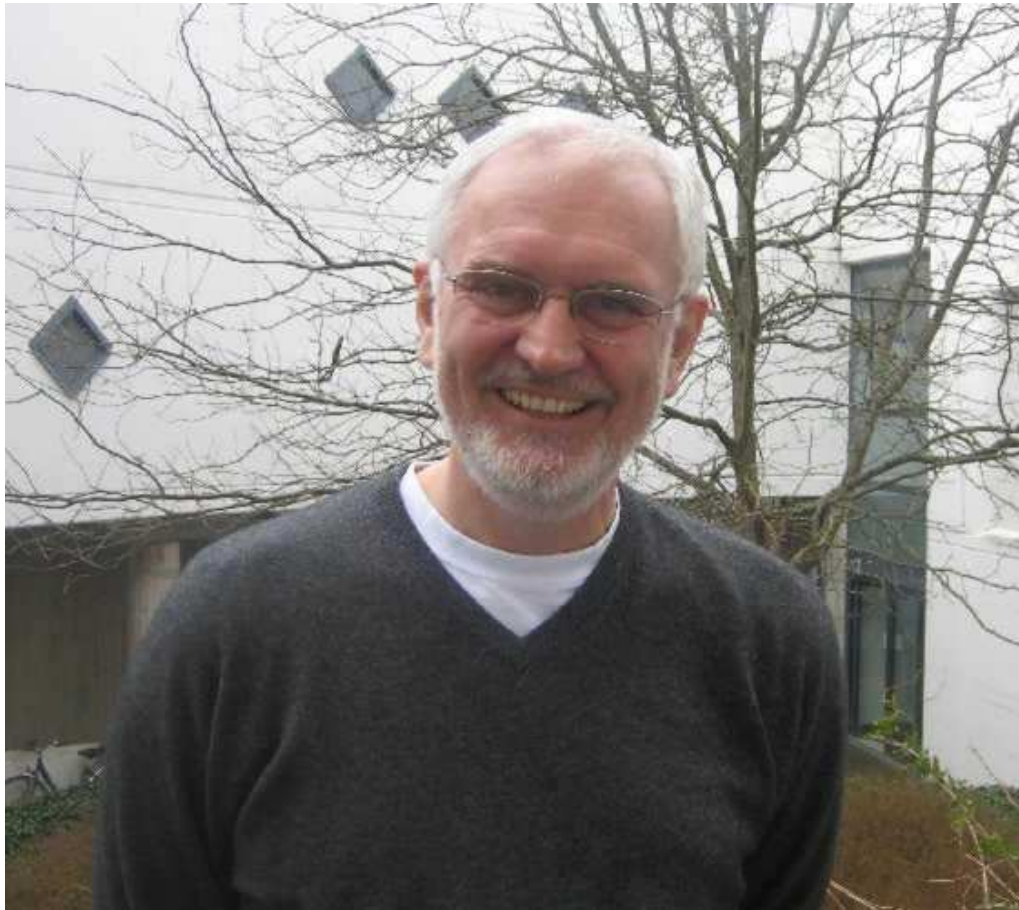


European Research Council
Established by the European Commission



Cost Action
ChETEC

Dear Ewald, Happy (belated) 65th Birthday



The Scientist: 304 publications, $h=56$, main fields of research:
Hydrodynamics and its instabilities, neutrino heating, convection, rotation, supernovae and their remnants, jets, magnetohydrodynamics and strong magnetic fields, gravitational waves, combustion quite an achievement!

Mai 1976 - März 1978

Doktorand bei Herrn Prof. Dr. E. Hilf
am Institut für Kernphysik der TH Darmstadt

April 1978 - März 1979

Promotionsstipendiat der Max-Planck-
Gesellschaft am MPI für Physik und
Astrophysik in München

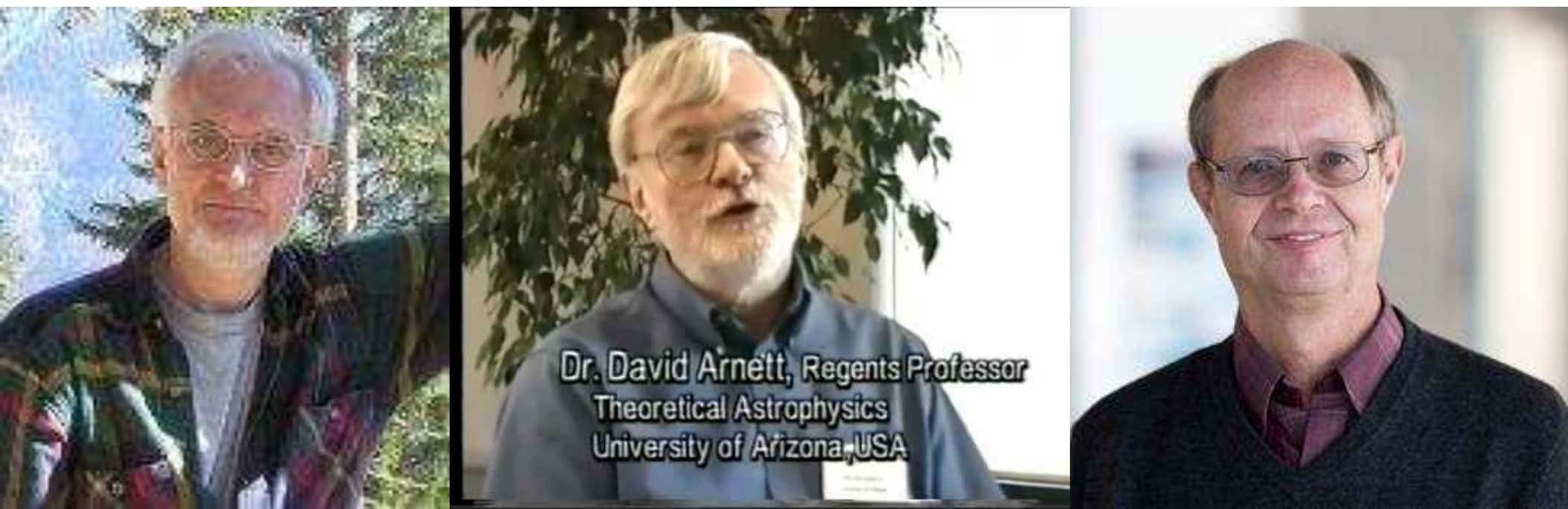
Seit April 1979

Wissenschaftlicher Mitarbeiter am MPI
für Physik und Astrophysik in München/
Garching

**Almost the same happened to me, finished my PhD in early 1980 and went
off to Chicago and Caltech,
Ewald took off for Chicago a year later to work with Dave Arnett.**



**I spent time in Chicago and Caltech:
A group photograph at Caltech**



Ewald worked with Dave Arnett in Chicago on combustion (in type Ia supernovae), and later – with strong involvement of Bruce Fryxell - on the multi-D hydrocode Prometheus (also applied to core-collapse SNe)



Back at MPA (Photo was taken for the Director, Prof. Kippenhahn, when he was hospitalized).
Afterwards our paths departed: Ewald stayed at MPA, I took off for Illinois, Harvard, and finally Basel.

Early Ringberg Meetings on Nuclear Astrophysics



A Friendship for more the 40 years

For 2.5 years sharing the basement office in the brick building in Darmstadt

Many joint festivities in Darmstadt

Having furnished rooms with the same elderly family after the move to Munich

Stopover almost every Saturday noon at Wallbergweg

Biannual parties organized by Ewald/Esther or myself

I had formally my German address at Wallbergweg during my 10 years in the US (and suitcases in Ewald's and Esther's basement)

A great joint trip from Chicago to Aspen via North Dakota, Wells Pharmacy, the Badlands, Mount Rushmore ...

As we had worked on different things during master thesis and PhD (*Ewald on strong magnetic fields in neutron stars and the supernova explosion mechanism, I on nucleosynthesis and nuclear reactions for astrophysics*) and I left almost immediately thereafter, we had started different collaborations and we somehow never got together again (*but with my Basel group we tried later also to address these issues ... see below*)

Two exceptions: Publications in the same journal of the German Physical Society

Die Nobelpreise für Physik 1983

Der diesjährige Nobelpreis ging zu gleichen Teilen an Subrahmanyan Chandrasekhar (University of Chicago) und William A. Fowler (California Institute of Technology). Damit wurde allgemein das Gebiet der stellaren Astrophysik geehrt, zu dem beide Forscher mit verschiedenen Aspekten beigetragen haben.

Während S. Chandrasekhars Arbeiten ausführlich Sternaufbau und Stabilität von stellaren Gleichgewichtskonfigurationen behandelten, konzentrierte sich W. A. Fowler auf die kernphysikalischen Aspekte der Sternentwicklung und insbesondere die Elementsynthese durch thermonukleare Reaktionen.

Beide Wissenschaftler arbeiteten nie zusammen, aber ihre komplementären Beiträge bilden die Grundlage zum Verständnis der Spät- und Endstadien der Sternentwicklung.

Subrahmanyan Chandrasekhar



Chandrasekhar erhielt den Nobelpreis an seinem 73. Geburtstag zugesprochen. Er wurde 1910 in Lahore (im heutigen Pakistan) geboren, begann sein Studium im südindischen Madras und setzte es 1930 am Trinity College in Cambridge als Student bei R. H. Fowler (nicht zu verwechseln mit W. A. Fowler) fort, wo er auch im Jahre 1933 promovierte. Seine Jahre in Cambridge sind geprägt durch eine wissenschaftliche Kontroverse mit dem Nestor der britischen Astrophysik, Sir Arthur Eddington, der die Ergebnisse seiner Arbeit – für die er jetzt den Nobelpreis erhielt – zunächst als falsch ablehnte. Als Chandrasekhar im Jahre 1936 ein Angebot auf eine Stelle an der University of Chicago bekam, nahm er dies wohl wegen der Kontroverse mit Eddington an. Seit dieser Zeit

lehrt und forscht er in Chicago. Im Jahre 1953 wurde er amerikanischer Staatsbürger.

Chandrasekhars wissenschaftliche Karriere begann zu einer Zeit, als Astrophysiker wie Eddington erste Versuche unternahmen, die innere Struktur von Sternen zu berechnen. Angeregt durch Eddingtons Buch über den „Inneren Aufbau der Sterne“ kam er nach Cambridge. Dort hatte bereits 1926 R. H. Fowler eine grundlegende Entdeckung bezüglich der Weißen Zwerge gemacht [1]. Aus einer Vielzahl von Beobachtungen wußte man, daß es sich bei dieser Klasse von astronomischen Objekten um Sterne mit kleiner Leuchtkraft handelt, die aber dennoch sonnenähnliche Oberflächentemperaturen aufwiesen. Dies deutete auf eine im Vergleich zur Sonne sehr kleine Oberfläche und damit auf einen viel kleineren Radius hin. Aufgrund ihrer Masse mußte sie eine relativ große Dichte besitzen. Fowlers Entdeckung bestand nun darin, daß unter diesen Bedingungen das Elektronengas der Weißen Zwerge gemäß der Fermi-Dirac-Statistik entartet sein mußte, und daß daher die Gravitation nicht durch eine Kombination von Strahlungsdruck und thermischem Druck ausbalanciert wird, sondern durch den Entartungsdruck der Elektronen.

Während eines Besuchs in Madras im Jahre 1928 informierte Arnold Sommerfeld Chandrasekhar über die Fermi-Dirac-Statistik. In Kenntnis der Arbeit von R. H. Fowler befaßte sich Chandrasekhar anschließend mit dem Problem und fand sehr schnell heraus, daß die mittlere Dichte in Weißen Zwergen proportional dem Quadrat der Masse des Sterns zunehmen muß, wenn, wie von Fowler angenommen, die Bewegung der Elektronen nicht-relativistisch ist. Da jedoch die Fermienergie der Elektronen mit der Dichte zunimmt, muß die Annahme Fowlers für Weiße Zwerge mit größerer Masse ungültig werden. Dies war der entscheidende Schritt in Chandrasekhars Überlegungen. Als er mit dem Schiff in England eintraf, hatte er die nicht-relativistische Theorie bereits ausgearbeitet [2]. Danach ist in einem Weißen Zwerg (von kleiner Masse) der Druck proportional $v^{5/3}$ und von der Temperatur unabhängig. In seiner Doktorarbeit befaßte er sich mit dem relativistischen Grenzfall [3], in dem der Druck proportional $g^{4/3}$ ist. Eine wichtige Konsequenz der relativistischen Theorie ist, daß die Masse eines Weißen Zwerges einen Grenzwert besitzt, oberhalb dessen keine stabilen Gleichgewichtskonfigurationen existieren können.

Die Grenzmasse, die heute allgemein als Chandrasekhar-Masse bezeichnet wird und die nur von der Elektronenhäufigkeit Y_e im Stern abhängt, ist durch den Ausdruck $M_{Ch} = 5,75 Y_e M_{\odot}$ gegeben, wobei M_{\odot} die Sonnenmasse ist.

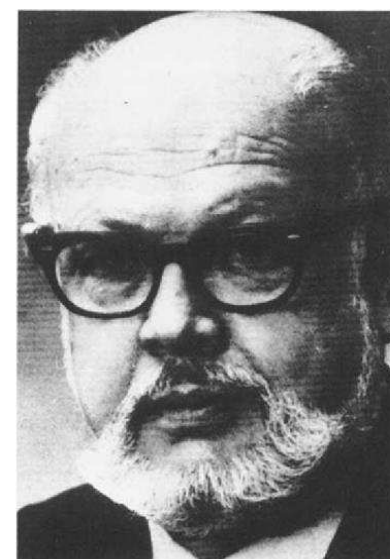
Die Existenz der Chandrasekhar-Masse besagt, daß sich die Entwicklung massereicher Sterne grundsätzlich von der Entwicklung massearmer Sterne unterscheiden muß. Die letzteren beenden ihre Entwicklung als Weiße Zwerge, falls ihre Masse von Anfang an oder infolge Massenverlusts am Ende ihrer Entwicklung die Chandrasekhar-Masse nicht übersteigt. Von Sternen größerer Masse weiß man heute, daß sie am Ende ihrer thermonuklearen Evolution entweder zu einem Neutronenstern kollabieren oder bei noch größerer Masse zu einem Schwarzen Loch. Die Hülle des Sterns wird dabei in einer Explosion weggeschleudert, sichtbar als Supernova. Durch die Explosion gelangen die während der Sternentwicklung synthetisierten Atomkerne in den interstellaren Raum, Ausgangsmaterial für die nächste Generation von Sternen.

Die Erfahrungen in Cambridge veranlaßten Chandrasekhar zu einer Grundsatzentscheidung, der er später auch treu blieb: „Ich erkläre meine Ansichten so gut es mir möglich ist in einem Buch und wechsele dann mein Arbeitsgebiet.“ Sein erstes Buch „An Introduction to the Study of Stellar Structure“ erschien 1939 und enthält die inzwischen klassisch gewordene Theorie der Weißen Zwerge. Das nächste Arbeitsgebiet, dem er sich zuwandte, war das Gebiet der Stelardynamik. Sein Buch „Principles of Stellar Dynamics, 1942“ begründete das Gebiet der Stelardynamik als eigenständige Disziplin. Anschließend befaßte er sich mit Fragen des Strahlungstransports. Er beendet seine Studien wiederum mit einem wichtigen Buch mit dem Titel „Radiative Transfer (1950)“. Elf Jahre später folgt sein umfangreiches Werk über „Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability“ und nochmals acht Jahre später ein weiterer Klassiker „Ellipsoidal Figures of Equilibrium“. Schon immer sehr interessiert an Problemen der Allgemeinen Relativitätstheorie, beginnt er sich nun voll und ganz damit zu beschäftigen. 1983 veröffentlicht er dann sein, seiner Meinung nach, wichtigstes Buch mit dem Titel „The Mathematical Theory of Black Holes“.

Neben seinen Büchern hat Chandrasekhar

eine Vielzahl von wichtigen Publikationen geschrieben und in den vielen Jahren als Herausgeber des „Astrophysical Journal“ wesentlich zu dessen Qualität und internationaler Reputation beigetragen. Die offizielle Begründung der Preisvergabe, die sich auf seine „theoretischen Studien der physikalischen Prozesse, die für die Struktur und Entwicklung der Sterne von Bedeutung sind“ bezieht, kann daher nur ein Versuch sein, die wissenschaftliche Bedeutung der zahlreichen Arbeiten Chandrasekhars in fast allen Gebieten der Astrophysik zu ermessen.

William A. Fowler



William A. Fowler (geb. am 9. 8. 1911 in Pittsburgh, Pennsylvania) studierte an der Ohio State University Engineering Physics, bevor er 1936 am W. K. Kellogg Laboratory des California Institute of Technology (CALTECH) in experimenteller Kernphysik promovierte. Dort hatte er später bis zu seiner Emeritierung 1981 eine Professur inne. Von diesen Anfangsjahren der Kernphysik (Chadwick hatte 1932 das Neutron entdeckt) bis in die frühen fünfziger Jahre folgte die extensive Untersuchung von Deuterium- und Proton-induzierten Reaktionen an leichten Kernen, die sich zunehmend auf Reaktionen des von Bethe (1939) und von Weizsäcker (1938) vorausgesagten CN-Zyklus im Wasserstoffbrennen verlagerte.

Ein erstes Zusammentreffen mit Fred Hoyle im Jahre 1953 führte zum definitiven Nachweis des von diesem vorausgesagten ange-

regten 0^+_{Niveaus} bei einer Energie von etwa 7,7 MeV im ^{12}C am Kellogg Laboratory. Damit erfolgte die Triple- α -Reaktion im He-Brennen auf kürzeren Zeitskalen als ursprünglich von Salpeter (1952) berechnet, so daß durch die nachfolgende Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ der Kern ^{12}C nicht vollständig vernichtet wurde. Mit dieser experimentellen Basis zur Reaktion $^8\text{Be}(\alpha,\gamma)^{12}\text{C}$ des instabilen ^8Be , welches durch die Reaktion $^4\text{He} + ^4\text{He} \rightleftharpoons ^8\text{Be}$ in geringer Gleichgewichtskonzentration im stellaren Plasma vorhanden ist, war die Grundlage für den weiteren Aufbau schwerer Elemente gelegt.

In einem Gastjahr 1954–55 am Cavendish Laboratory in Cambridge traf Fowler mit den Astronomen Geoffrey und Margaret Burbidge zusammen, die im Ap-Stern $\alpha^2\text{CVn}$ starke Überhäufigkeiten an Strontium, Zirkonium und seltenen Erden festgestellt hatten, welche auf nukleare Umwandlungen schließen ließen. Dies führte 1955 zur Postulierung des s-Prozesses (slow neutron capture process), in dem durch Neutroneneinfänge stabiler Kerne – produziert in (α,n)-Reaktionen – und β^- -Zerfälle gebildeter instabiler Nuklide zum nächstschwereren Element, schwere Kerne bis zum Pb und Bi erzeugt werden.

Von 1956 an arbeiteten Fowler, die Burbidges und Hoyle zusammen am CALTECH. Dort kam es zur monumentalen 103 Seiten langen Veröffentlichung „Synthesis of Elements in Stars“ von Burbidge, Burbidge, Fowler und Hoyle [4]. Hier wurden zur Erklärung der Element- und Isotopenhäufigkeiten alle Prozesse vom Wasserstoffbrennen, übers Heliumbrennen, den α -Prozeß, den e-Prozeß und die Prozesse zum Aufbau schwerer Elemente durch Neutroneneinfang bis Pb und Bi (s-Prozeß) bzw. Th und U (r-Prozeß) im Detail dargelegt. Der e-Prozeß (equilibrium process) wurde von Hoyle 1946 postuliert; die Häufigkeiten der Elemente um Eisen lassen sich durch ein thermodynamisches Gleichgewicht der Kernreaktion zu gegebener hoher Temperatur ($T > 4 \times 10^9$ K) und Dichte verstehen. Im r-Prozeß (rapid neutron capture) können Kerne weitab der Stabilität bei kurzfristig hohen Neutronendichten erzeugt werden. Nachfolgende Veröffentlichungen füllten verbliebene Lücken. Hoyle und Fowler [5] diskutierten Nukleosynthese und Explosionsmechanismen der Typ I und Typ II Supernovae. In der Publikation „Massive Stars and Supernovae“ [6] untersuchten Fowler und Hoyle den Ent-

■ Die Supernova im Superrechner

Die bislang detailliertesten Modellrechnungen erklären erstmals beobachtete Asymmetrien und die Geschwindigkeiten schneller Eisenklumpen.

Supernovae gehören zu den energiereichsten Phänomenen im Universum. Ihre maximale Helligkeit übersteigt die unserer Sonne um mehr als das Milliardenfache. Einige hundert Millionen Supernovae haben das Gas der Milchstraße seit ihrer Entstehung mit Kohlenstoff, Sauerstoff, Silizium, Kalzium, Eisen und schweren Elementen angereichert und damit letztlich die Voraussetzungen für Leben auf der Erde geschaffen [1]. Ihre durch das All pflügenden Explosionswellen verdichten das interstellare Gas und leiten so die Geburt neuer Sterne ein. Supernovae spielen deshalb eine zentrale Rolle im kosmischen Kreislauf der Materie. Bisher gelang es nur ansatzweise, die dabei ablaufenden Vorgänge mit Computersimulationen nachzuvollziehen, denn die Vielzahl an Faktoren macht das Problem äußerst komplex [2]. Forscher des Max-Planck-Instituts für Astrophysik in Garching (MPA) konnten nun mit ihren 3D-Modellen erstmals bestimmte Eigenschaften reproduzieren.

Wenn in einem massereichen Stern jenseits von etwa acht Sonnenmassen alle nuklearen Brennphasen abgeschlossen sind, kollabiert der stellare Kern unter seinem Gewicht zu einem Neutronenstern oder Schwarzen Loch. Die teilweise Umsetzung der dabei freigesetzten

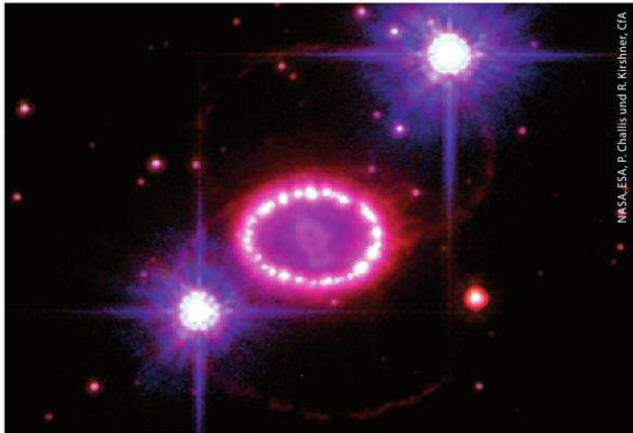


Abb. 1 Die Supernova 1987A in der Großen Magellanschen Wolke liegt nahe genug, um ringförmige Regionen zu zei-

gen, wo die schnellen Explosionswellen auf früheren Sternwind oder das interstellare Medium prallen. potentiellen Energie in die Ejektion der außen liegenden Massenzonen bezeichnet man als Gravitationskollaps-Supernova. Wegen der undurchsichtigen äußeren Schichten des Sterns lässt sich die eigentliche Explosion nicht direkt beobachten. Lediglich wenn etwa alle 30 bis 50 Jahre eine Supernova in relativer Nähe stattfindet, können Neutrinos – wie bei SN 1987A (Abb. 1) – direkte Informationen über den zentralen Explosionsmechanismus liefern. Die elektromagnetische Strahlung der Supernova, die uns mit der Zeit aus immer tieferen Schichten des

Sterns erreicht, gibt Auskunft über die räumliche Verteilung der ausgeschleuderten Elemente sowie über deren Geschwindigkeitsprofile. Daraus lassen sich indirekte Informationen gewinnen.

Zu den erstaunlichen und unerwarteten Befunden bei der Supernova 1987A und den meisten anderen nahen Ereignisse gehört, dass Nickel und Eisen – schwere Elemente, die nahe am Zentrum der Explosion entstehen – als große Klumpen nach außen transportiert werden, wo sie sich mit der Wasserstoffhülle des zerstörten Sterns vermischen. Beobachtungen zeigen, dass sich diese Geschosse mit Geschwindigkeiten von bis zu 4000 km/s bewegen, viel schneller als von sphärisch-symmetrischen (ID-) Simulationen vorhergesagt. Auch die Helligkeitsentwicklung im Optischen, die Lichtkurve, und die Röntgen- und Gammastrahlung der SN 1987A und ähnlicher Gravitationskollaps-Supernovae lassen sich nur erklären, wenn große Mengen schwerer Elemente, insbesondere radioaktives ^{56}Ni , aus zentrumsnahen Gebieten nach außen transportiert und mit der Sternhülle vermischt werden. Gleichzeitig müssen die leichten

Elemente Wasserstoff und Helium aus der Hülle nach Innen zum Kern hin wandern [3].

Wegen der Komplexität der physikalischen Prozesse konnten Astrophysiker bisher nur einen Teil dieser Vorgänge simulieren, und das auch nur unter einschränkenden Annahmen über die Symmetrie der Explosion [4, 1]. Ein Problem dabei sind die unterschiedlichen Zeit- und Längenskalen, die in den Computermodellen aufzulösen sind. Sie reichen von etwa 10^2 m und Bruchteilen von Millisekunden beim Zentrum bis zu rund 10^{11} m und Stunden nahe der Sternoberfläche. Bis heute existieren keine Modelle, die eine Supernova-Explosion komplett und adäquat beschreiben.

Simulationen des eigentlichen Explosionsmechanismus, welche die Wechselwirkung von Neutrinos und dichter Supernova-Materie möglichst genau behandeln und die ersten Sekunden der Explosion sowie die Vorgänge in den innersten 1000 km des Sterns abdecken, hatten bisher stets einen axialsymmetrischen Ansatz. 3D-Modelle existieren bislang nur mit stark vereinfachter Neutrinophysik, da sie, was die erforderliche Rechenzeit betrifft, wesentlich aufwändiger sind als entsprechende 2D-Modelle [4, 1]. Weitere Simulationsschritte beschreiben die anschließende Propagation der während der Explosion nahe am Sternzentrum entstehenden Stoßwelle durch die Sternhülle. Dabei kann zur Vereinfachung das Sternzentrum ausgeschnitten und durch eine innere Randbedingung ersetzt werden. Solche Berechnungen zeigen, dass die kugelförmige Schalenstruktur des Sterns zerstört wird und eine großskalige Vermischung stattfindet. Allerdings konnten die grob aufgelösten 3D- und axialsymmetrischen 2D-Rechnungen bislang nicht die in der Supernova 1987A beobachteten großen Geschwindigkeiten der Metallgeschosse wiedergeben [5].

MPA-Wissenschaftlern gelang es nun erstmals, anhand hochauflösender 3D-Simulationen nachzuvollziehen, wie die bei Sternexplo-

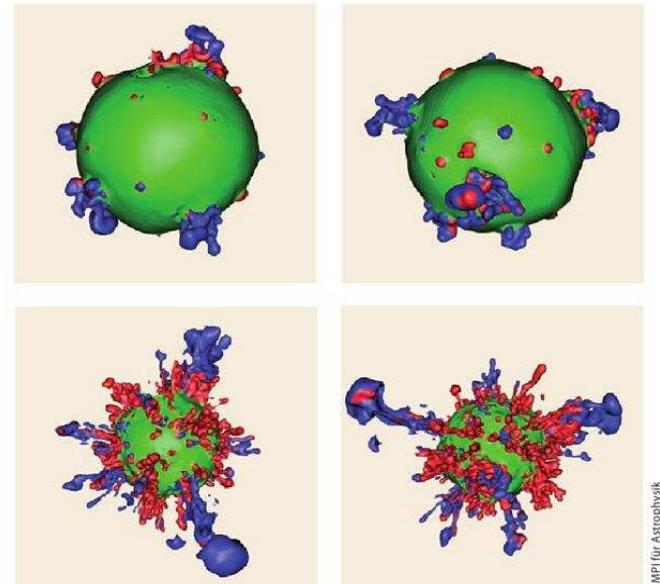


Abb. 2 Elementverteilung jeweils aus zwei unterschiedlichen Blickwinkeln (links/rechts) nach 350 s (oben) bzw. nach etwa 9000 s (unten), kurz nachdem die Stoßwelle die Sternoberfläche durch-

brochen hat. Die farbigen Filamente entsprechen dabei den am weitesten außen liegenden Orten, an denen Kohlenstoff (grün), Sauerstoff (rot) und Nickel (blau) vorliegen.

sionen beobachteten Asymmetrien und die schnellen eisenreichen Klumpen entstehen [6]. Ihre Modelle beschreiben die Entwicklung von der ersten Sekunde nach dem Auslösen der Explosion im Zentrum bis zu dem Zeitpunkt, wenn die Stoßwelle nach drei Stunden aus dem Vorläuferstern hervorbricht (Abb. 2). In diesen 3D-Simulationen haben die metallreichen Klumpen deutlich größere Geschwindigkeiten als bei den älteren 2D-Modellen. Sie breiten sich viel schneller aus und überholen Material aus den äußeren Schichten. Die genauen Zahlenwerte dürften stark von der Struktur des Vorläufersterns, der Explosionsenergie und der anfänglichen Asymmetrie abhängen. Eine solche konnten die Forscher in ihrem 3D-Modell vorgeben, denn es ist davon auszugehen, dass sphärisch-symmetrische Explosionen die Beobachtungen prinzipiell nicht erklären können. Diese Annahme wird derzeit in weiteren Simulationen mit einer gewissen Bandbreite an Vorläufersternen und Anfangsbedingungen überprüft.

Wie treffend sich auch weitere beobachtete Charakteristika von SN 1987A wie deren Lichtkurve mit den Garching Codes modellieren lassen, muss sich zeigen. Auch diese Supernova-Simulationen liefern noch ein vereinfachtes Bild der Vorgänge, aber die Astrophysiker sind offensichtlich auf dem richtigen Weg.

Friedrich Thielemann

KURZGEFASST

■ Supraleitung wie durch Zauberei

Die Größe von Metallteilchen ist für das Einsetzen von Supraleitung ausschlaggebend. Dies konnten Forscher des Stuttgarter MPI für Festkörperforschung und Kollegen aus Regensburg und Lissabon experimentell bestätigen. An Zinn-Nanopartikeln beobachteten sie mit einem Rastertunnelmikroskop, wie sich je nach Größe und Form bei „magischen“ Elektronenzahlen Cooper-Paare bildeten und sich die kritische Temperatur erhöhte. Dieser Effekt zeigte sich erwartungsgemäß wesentlich stärker bei Zinn- als bei Bleipartikeln. S. Bose et al., Nature Materials, doi:10.1038/nmat2768 (2010)

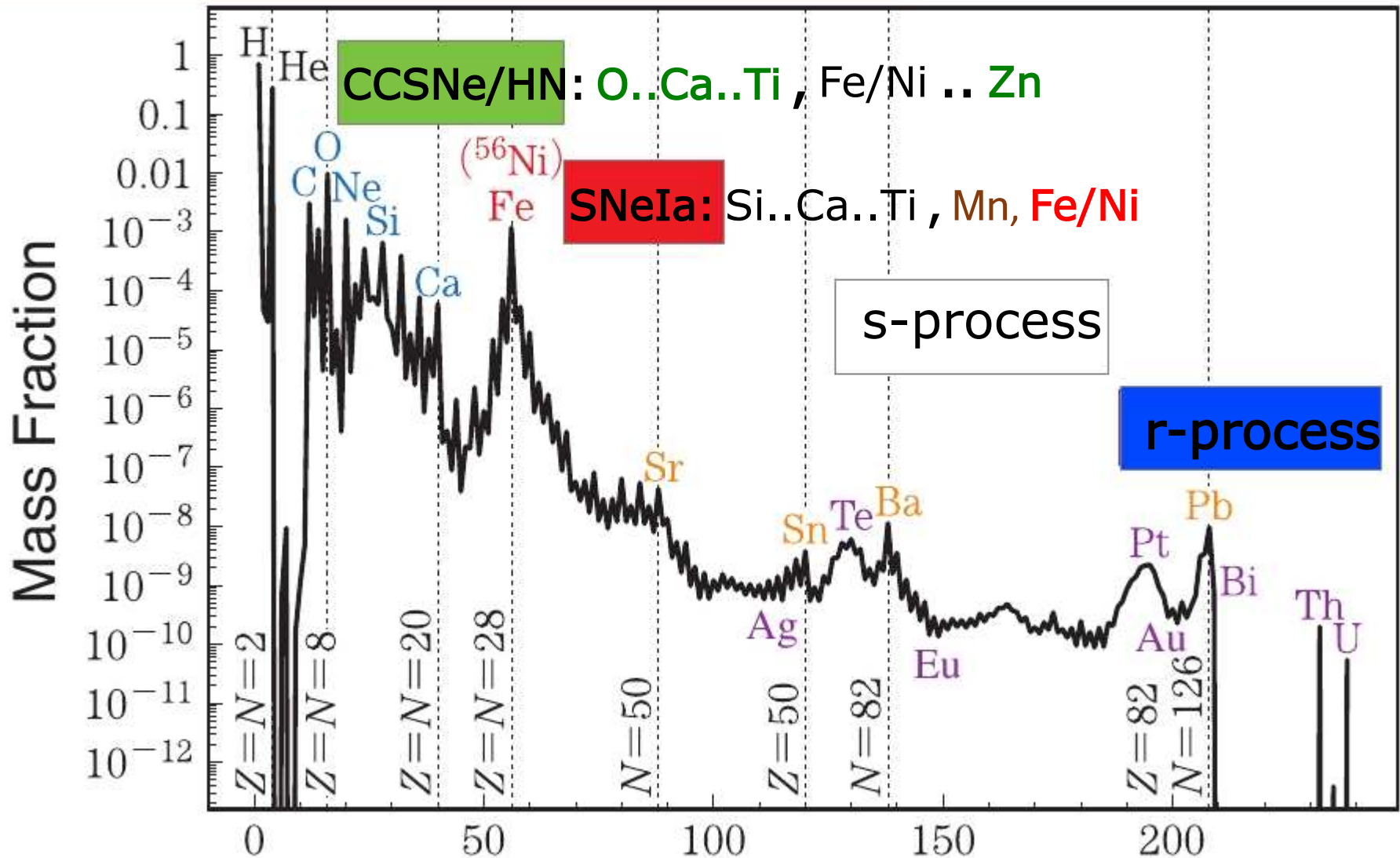
■ Quanten- trifft Relativitätstheorie

Der Fallturm des Bremer Zentrums für angewandte Raumfahrttechnologie und Mikrogravitation (ZARM) diente einmal mehr als „Einsteinischer Fahrstuhl“. Passagier war diesmal ein Quantenobjekt: In der Kapsel erzeugten die Physiker während des Falls ein Bose-Einstein-Kondensat aus Rubidiumatomen und beobachteten es. Während seiner etwa eine Sekunde dauernden Expansion bildete es eine gigantische kohärente Materiewelle. Aufbauend auf diese neue Methode lassen sich künftig z. B. die de-Sitter- und Lense-Thirring-Effekte sowie das Äquivalenzprinzip präzise untersuchen. T. van Zoest et al., Science 328, 1540 (2010)

- [1] Special Issue on Nuclear Astrophysics, Nucl. Phys. A 777 (2006)
- [2] W. Hillebrandt und E. Müller, Physik Journal, Mai 2004, S. 49; W. Hillebrandt, H.-Th. Janka und E. Müller, Spektrum der Wissenschaft, Juli 2005, S. 36
- [3] W. D. Arnett, J. N. Bahcall, R. P. Kirshner und S. E. Woosley, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 27, 629 (1989); R. McCray, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 31, 175 (1993)
- [4] A. Mezzacappa, Ann. Rev. Nuc. Part. Sci. 55, 467 (1995); H.-Th. Janka, K. Langanke, A. Marek, G. Martinez-Pinedo und B. Müller, Phys. Rep. 442, 38 (2007)
- [5] K. Kifonidis, T. Plewa, L. Scheek, H.-Th. Janka und E. Müller, Astron. Astrophys. 453, 661 (2006)
- [6] N. J. Hammer, H.-Th. Janka und E. Müller, Astrophys. J. 714, 1371 (2010); <http://iopscience.iop.org/0004-637X/714/2/1371>

While Ewald worked generally on the explosion mechanism, my main field of interest was the resulting nucleosynthesis

BBN makes ${}^1_1\text{H}$, ${}^3_1\text{H}$, ${}^4_2\text{He}$, ${}^7_3\text{Li}$



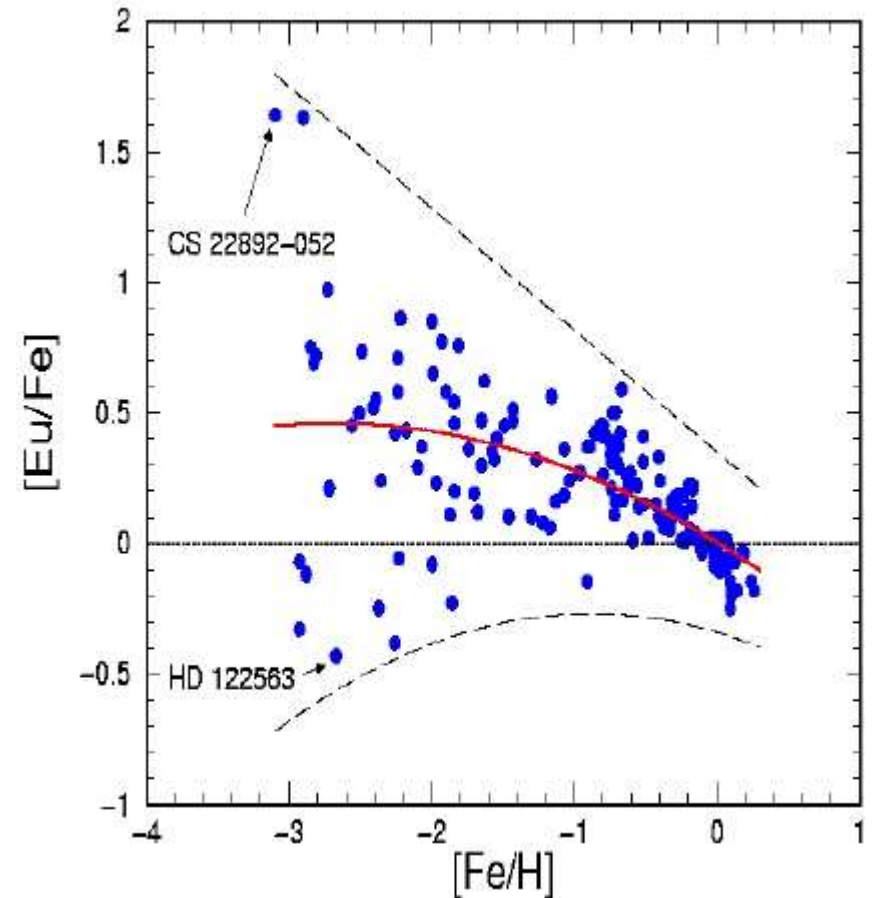
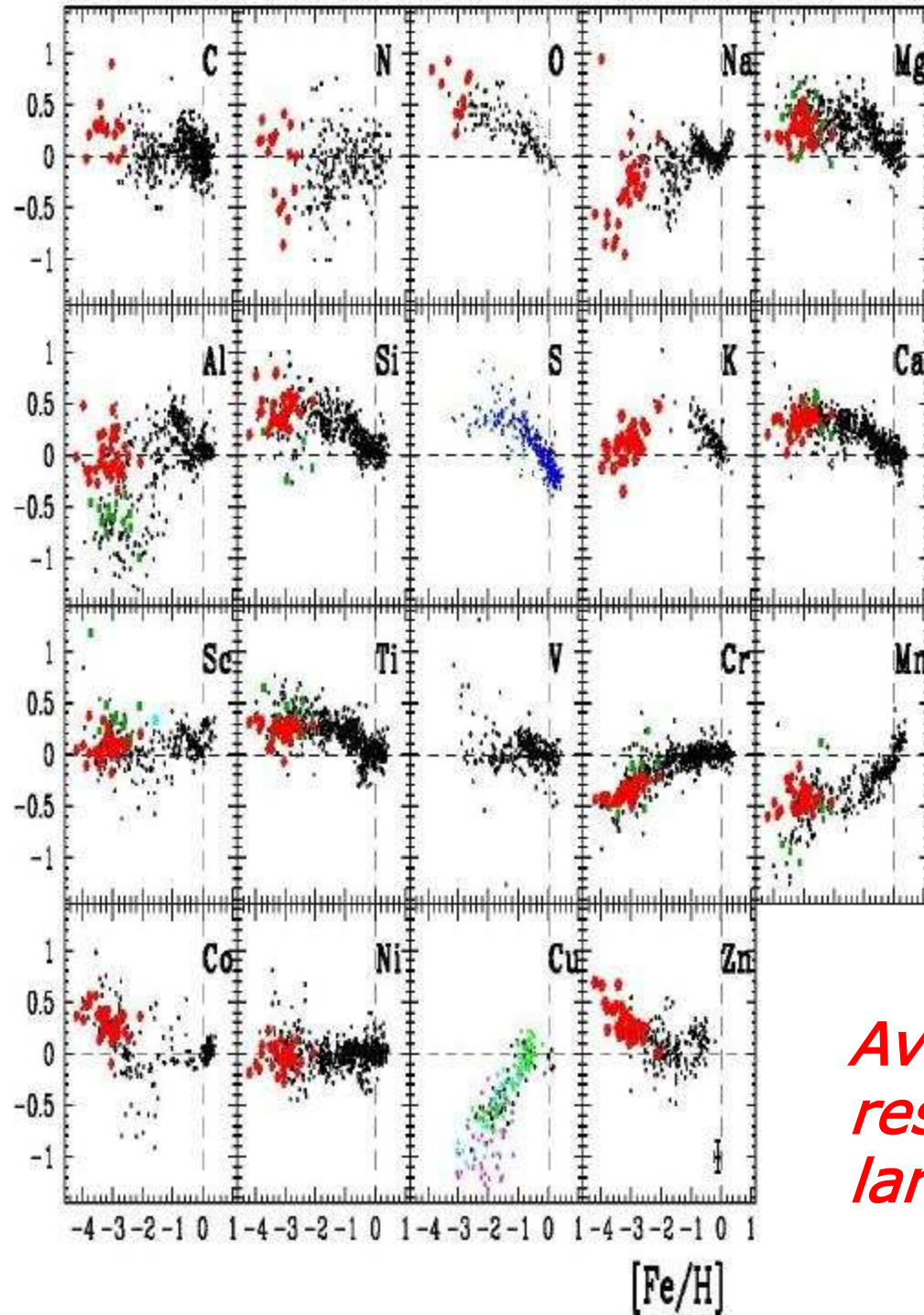
Nucleosynthesis in massive stars, their explosive endpoints, and explosions in binary stellar systems

Mass Number $A=Z+N$

but there were motivational overlaps!

adopted from C. Kobayashi

How do we understand: low metallicity stars ... galactic evolution?

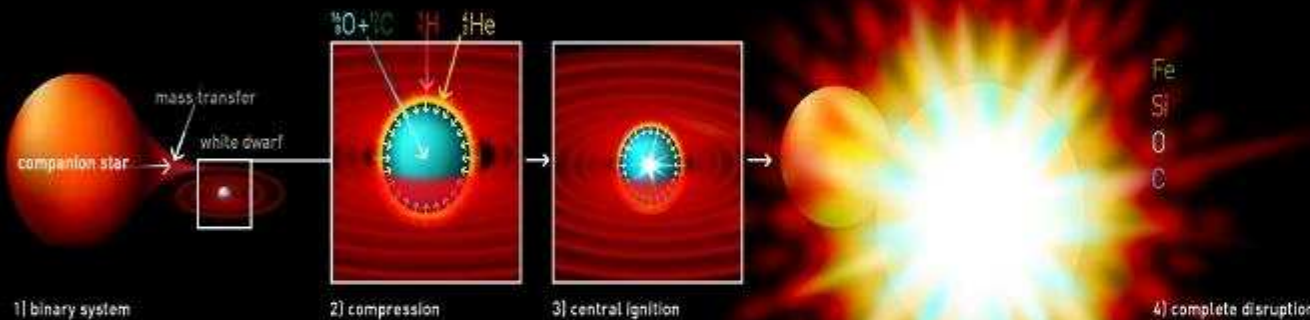


Average r-process (Eu) behavior resembles CCSN contribution, but large scatter at low metallicities!!

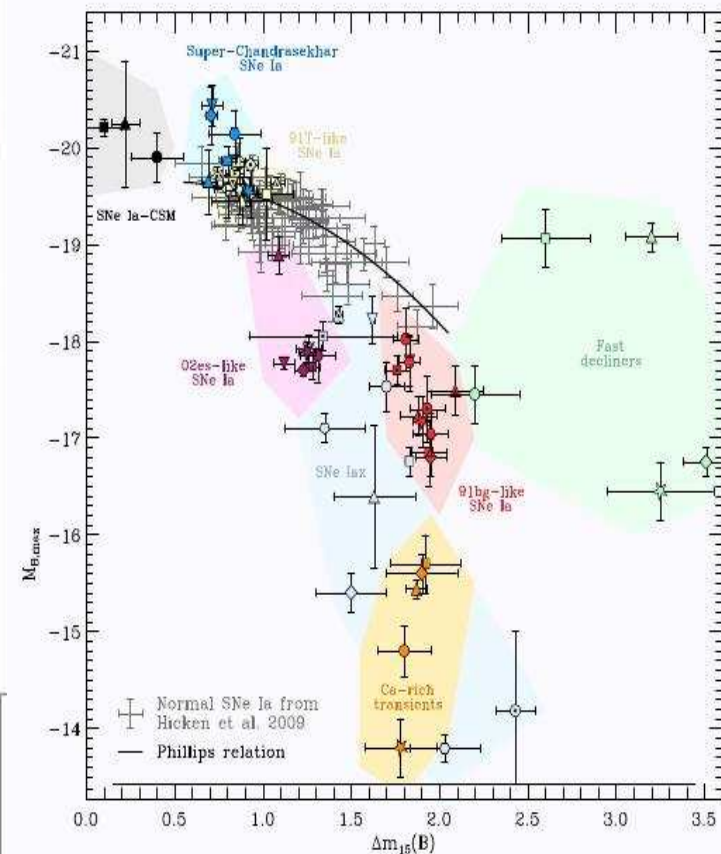
Chandrasekhar mass models (single degenerates)

Ewald worked with Dave Arnett and Bruce Fryxell (and later Khoklov and Höflich) on 3D combustion in type Ia supernovae subclasses from recent surveys
Taubenberger 2017

Type Ia Supernova

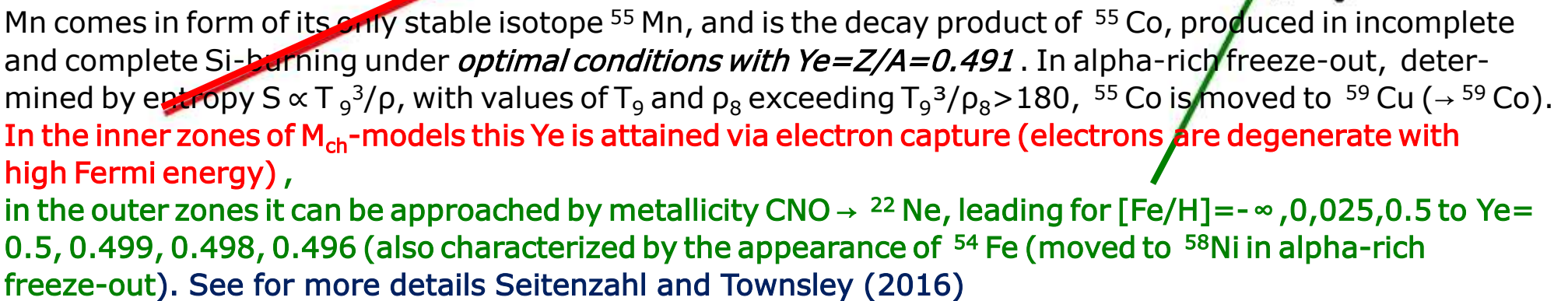


binary systems with accretion onto one compact object can lead (depending on accretion rate) to explosive events with thermonuclear runaway (under electron-degenerate conditions) - white dwarfs (novae, type Ia supernovae= single degenerate)

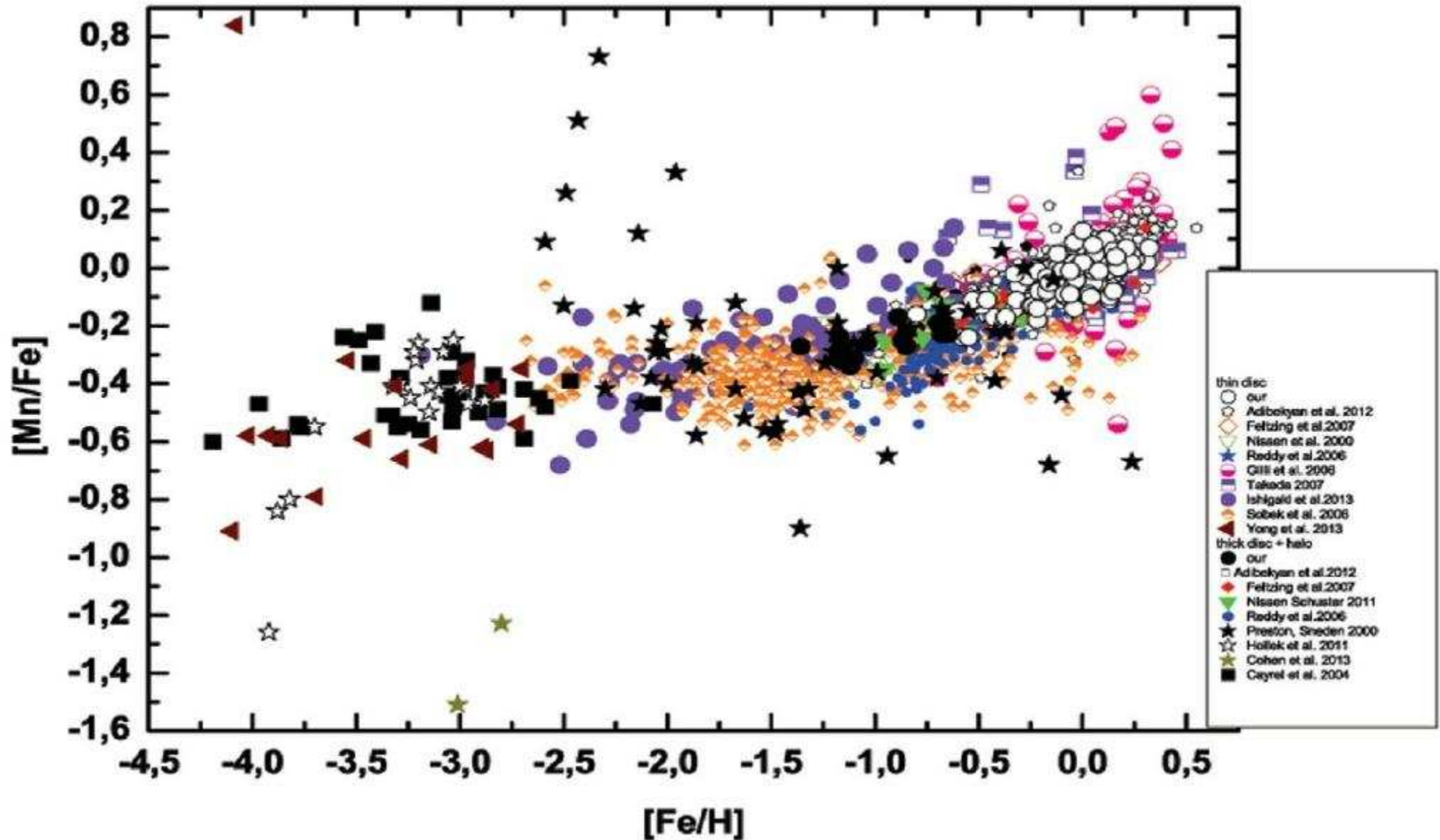


Possible explanations: WD mergers (Röpke ... double degenerates), He-accretion caused (double) detonations (Bildsten ...), & collisions (Rosswog, Pakmor, Raskin, Cabezon)

Near Chandrasekhar Models (deflagrations W7, Nomoto, Thielemann, Yokoi et al. 1984), delayed detonations (Iwamoto+ 1999, Brachwitz+ 2000, Seitenzahl+2013)

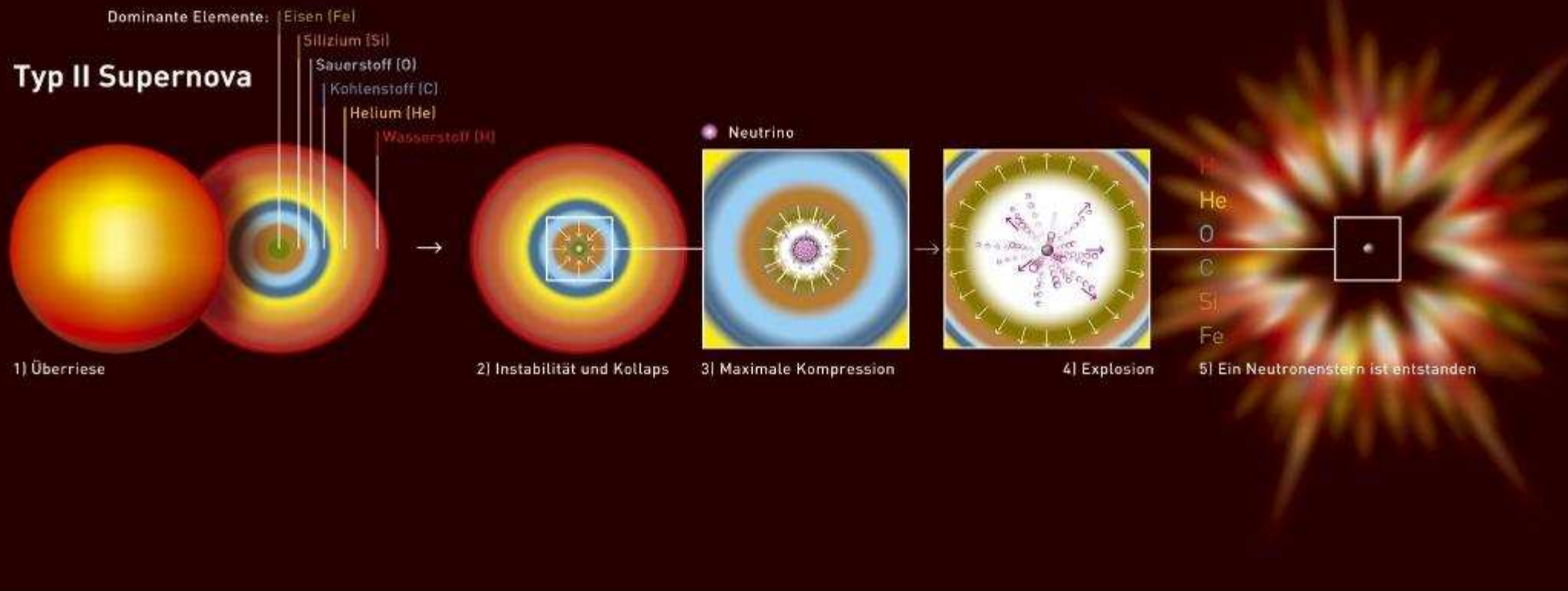


Evolution of $[\text{Mn}/\text{Fe}]$ as function of $[\text{Fe}/\text{H}]$ (Mishenina et al. 2015)



$[\text{Mn}/\text{Fe}]$ from CCSNe results in about -0.4. The old W7-model predicts for SNe Ia ejecta $[\text{Mn}/\text{Fe}] = 0.067, 0.227, 0.30, 0.38$ at $[\text{Fe}/\text{H}] = -\infty, 0, 0.25, 0.5$. Seitenzahl+13 find $[\text{Mn}/\text{Fe}] = 0.4$ already for $[\text{Fe}/\text{H}]$ solar values and conclude that M_{ch} models have to contribute in order to explain the observed trend. (see also Kobayashi, Nomoto 2009, 2015 50% defl., 50% He-det)

Core-Collapse-Supernovae and Neutron Stars as End Stages of Massive Stars



Main products: O, Ne, Mg, S, Ar, Ca, Ti and some Fe/Ni: How about heavier nuclei (Zn .. Sr, Y, Zr) and the r-process ?????

Zusammenfassung:

Ein quasi-sphärisches Modell für die Explosion eines massereichen, rotierenden und magnetischen Sterns als Supernova wird diskutiert. Die dynamische Entwicklung, die zur Explosion führt, läßt sich in drei Abschnitte unterteilen.

a) Kollapsphase: Der in massereichen Sternen ($M > 8M_{\odot}$) gegen Ende ihrer nuklearen Entwicklung vorhandene Fe-Ni-Kern (vgl. Arnett 1975) beginnt aufgrund einer durch Elektroneneinfänge ausgelösten dynamischen Instabilität zu kollabieren. Der Kollaps wird bei sehr großen Dichten ($\gtrsim 10^{13} \text{ g cm}^{-3}$) durch den dann wichtig werdenden Beitrag der entarteten Neutronen zum Druck aufgehalten und die Massenbewegung in den inneren Regionen umgekehrt (hydrodynamischer Rückprall). Die sich weiter außen befindenden Massenschalen fallen mit Überschallgeschwindigkeit auf den expandierenden zentralen Bereich und führen so zur Entstehung einer auslaufenden Stoßwelle. Bis zu diesem Zeitpunkt verläuft die Entwicklung in unseren Rechnungen nahezu unbeeinflusst von Rotation und Magnetfeld.

b) Feldverstärkungsphase: Die auslaufende Stoßwelle besitzt in den untersuchten Modellen nicht genügend kinetische Energie, um eine Explosion zu verursachen. Sie sorgt aber dafür, daß die noch nicht kollabierten Massenschalen für eine gewisse Zeit τ_R ($\lesssim 0.5 \text{ sec}$) am Nachfallen gehindert werden. Da die Kollapsphase in sehr guter Näherung unter Drehimpulserhaltung verlaufen ist, wird durch die differentielle Rotation zwischen den bereits kollabierten und den durch die Stoßwelle am Kollaps gehinderten Massenschalen das Magnetfeld stark aufgewickelt. Die resultierende toroidale Feldkomponente erreicht ungefähr einen Wert von 10^{15} Gauss unabhängig von der Ausgangsfeldstärke. Die Zeitskala für die Feldverstärkung τ_A wird durch die Stärke des Ausgangsmagnetfeldes und die Rotationsenergie der kollabierten Massenschalen bestimmt.

Summary of Ewald's PhD thesis, still in quasi- spherical symmetry

*(while he worked
later in great
detail on the
neutrino-driven
explosion
mechanism in
multi-D, his thesis
was about
explosions driven
by strong
magnetic fields,
still in 1D)*

It is shown that MHD effects are important; models in 2D and 3D are necessary

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die verschiedenen Modellannahmen in unseren Rechnungen zwar die dynamischen Details und die Energie der Explosion beeinflussen können, nicht aber die Tatsache der Explosion an sich. Somit haben wir mit unserer Arbeit zum erstenmal gezeigt, daß auch bei realistischen Ausgangsparametern mit wichtigen magnetohydrodynamischen Effekten bei den Vorgängen in einer Supernovaexplosion zu rechnen ist. Untersuchungen mit zwei- oder dreidimensionalen Modellen sind jedoch unerläßlich, um weitere Einzelheiten und besser abgesicherte quantitative Aussagen über dieses interessante Problem der Astrophysik zu gewinnen.

Other investigations (before and after): LeBlanc & Wilson 1970, Meier et al. 1976, Kundt 1976, Bisnovaty-Kogan et al. 1976, Moiseenko & Bisnovaty-Kogan 2008, Fujimoto et al. 2008, Takewaki et al. 2009, Nagataki, Winteler, Mösta & Ott, Nishimura et al.

A Magnetohydrodynamical Supernova Model

E. Müller and W. Hillebrandt

Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, Föhringer Ring 6, D-8000 München 40, Federal Republic of Germany

Received February 8, 1979

Summary. A model for supernova explosions of massive stars is discussed in which mass ejection is caused by a two-step process. In the first stage the rebound of the core at nuclear density generates a hydrodynamical shock wave. If this shock wave is not sufficient for mass ejection reimplosion of the stellar mantle results. A typical timescale for reimplosion is found to be of the order of 0.5–1 s. Since during collapse angular momentum is essentially conserved, the core spins much more rapidly than the mantle thus amplifying the magnetic field by winding the magnetic field lines. For sufficiently large values of the initial magnetic field strength the magnetic pressure becomes comparable to the thermal pressure in a small region near the collapsed core, pushing the matter outwards, and thus generating a second magnetohydrodynamical shock. Results of numerical computations are presented which indeed show mass ejection with energies of around several times 10^{50} erg, for plausible initial stellar core configurations, leaving behind a neutron star of roughly $1\text{--}1.5 M_{\odot}$.

Key words: gravitational collapse – supernovae

1. Introduction

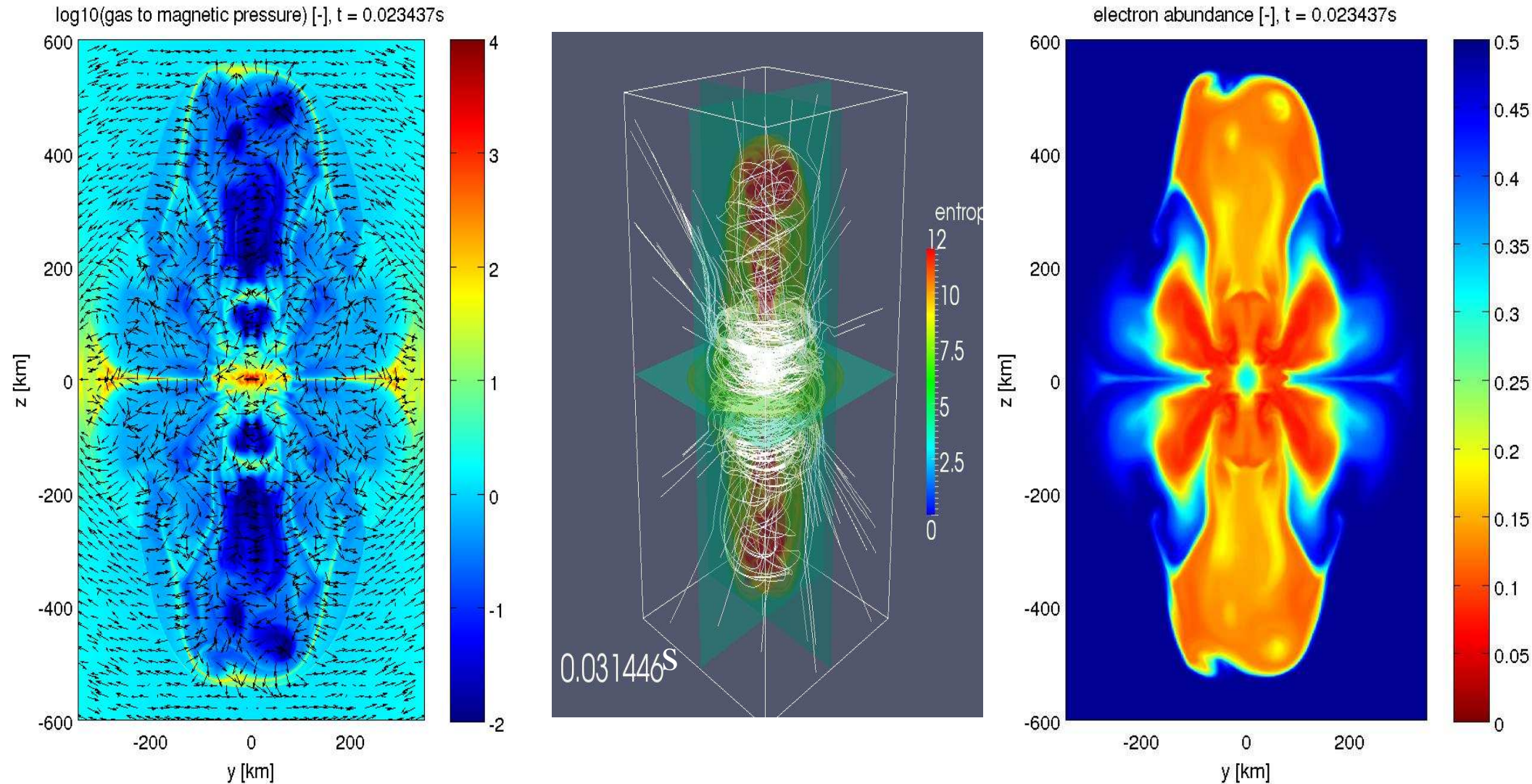
For more than a decade many groups have been investigating the question of which mechanism causes a massive star to explode as a

to investigate somewhat simplified models, which, however, involve new degrees of freedom, in order to make sure that nothing of real importance has been neglected.

In this work we analyse the effects of rotation and magnetic fields on the dynamics of stellar collapse and supernova explosions since, on the one hand, they are usually neglected in the complex numerical models and, on the other hand, it is well-known that stars rotate and possess magnetic fields; indeed it has often been speculated that even magnetohydrodynamic explosions may be possible. Nevertheless detailed calculations of stellar collapse including both effects are rather rare and the results are not very promising. The most extended numerical study has been performed by Le Blanc and Wilson (1970). They followed the collapse of a highly magnetized $7 M_{\odot}$ iron-nickel-core with the help of a two-dimensional axisymmetric computer program. However, they found magnetohydrodynamical explosions only for unreasonably high values of the initial magnetic field strength and the rotation velocities. Meier et al. (1976) extended the work of Le Blanc and Wilson qualitatively to arbitrary core masses and initial magnetic field strengths. Their analysis again showed that magnetohydrodynamic explosions are very unlikely to occur, the main reason being that the collapse timescales are much too short to get large amplification of the magnetic field by differential rotation. They showed, however, that for plausible initial models buoyancy instabilities are likely to arise if the amplification timescale is short compared to the infall timescale of the mantle.

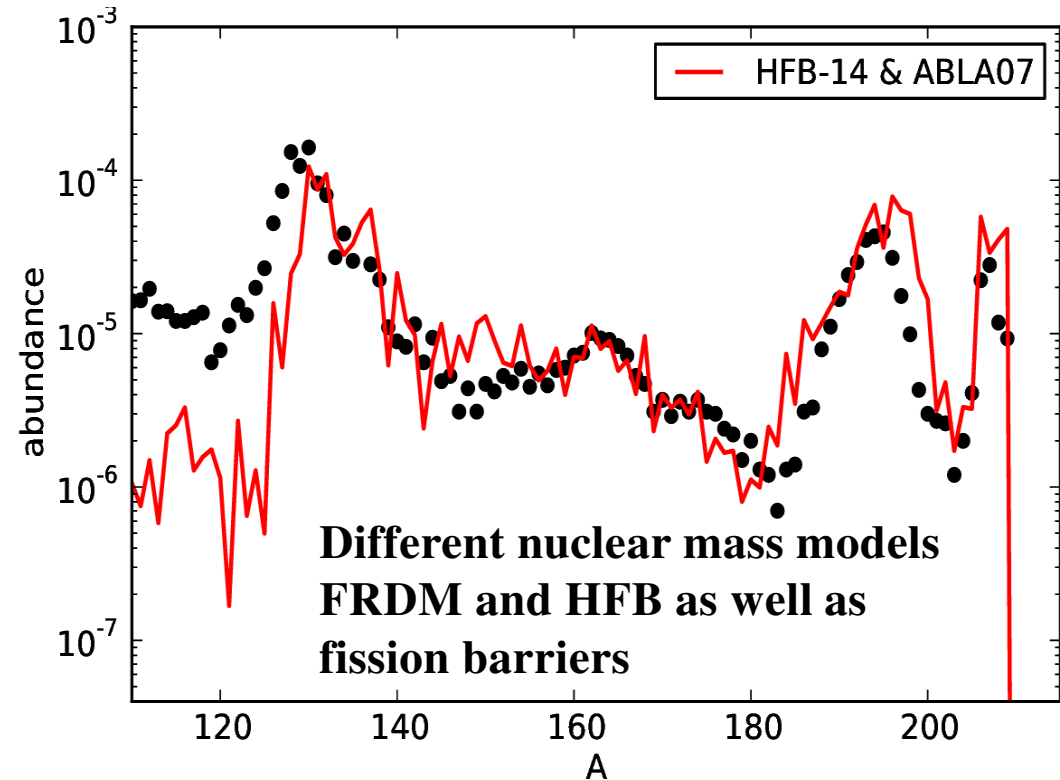
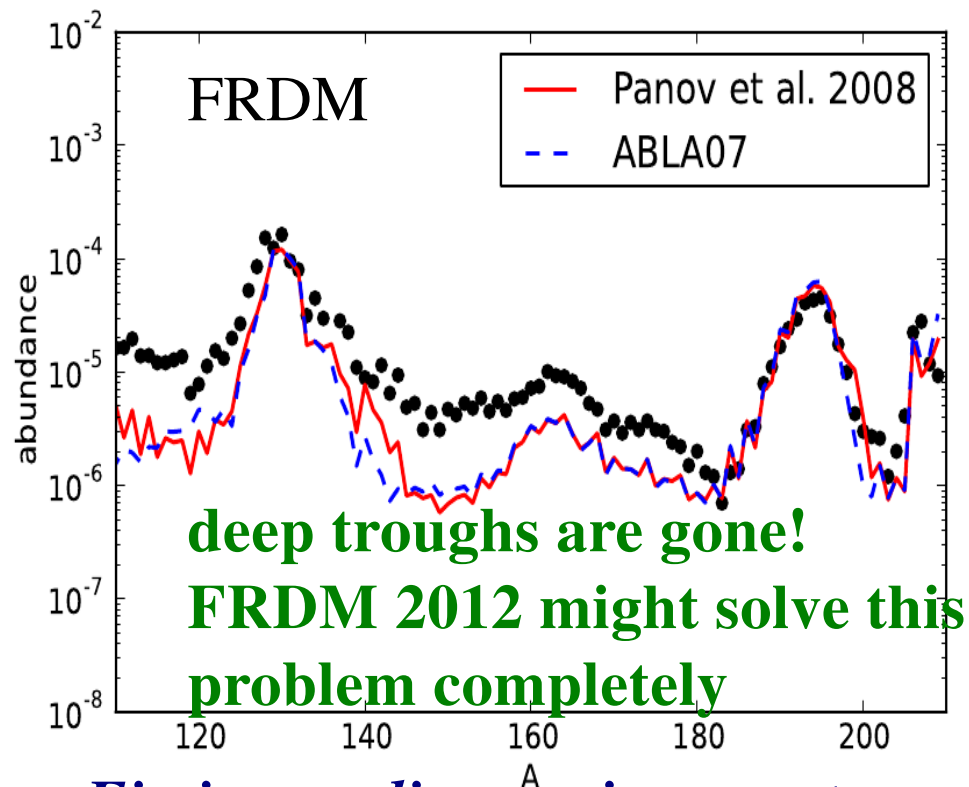
3D Collapse of Fast Rotator with Strong Magnetic Fields:

15 M_{sol} progenitor (Heger Woosley 2002), shellular rotation with period of 2s
at 1000km, magnetic field in z-direction of 5×10^{12} Gauss,
results in 10^{15} Gauss neutron star



3D simulations by C. Winteler, R. Käppeli, M. Liebendörfer et al. 2012, Eichler et al. 2015 (we also made jets – but no no large scale behavior like for AGNs, as done in Ewald's activities)

Nucleosynthesis results, utilizing Winteler et al. (2012) model with variations in nuclear Mass Model and Fission Yield Distribution (Eichler et al. 2015)



Fission-cycling environments permit n-capture due to fission neutrons in the late freeze-out phase and shifts peaks, but effect generally not strong and overall good fit in such “weak” fission-cycling environments!

Ejected matter with $A > 62$

$$M_{r, \text{ej}} \approx 6 \times 10^{-3} M_{\odot}$$

Another 3D Study (Mösta et al. 2014, 2015)

25 M_{sol} progenitor (Heger+ 2000), magnetic field in z-direction of 10^{12} Gauss

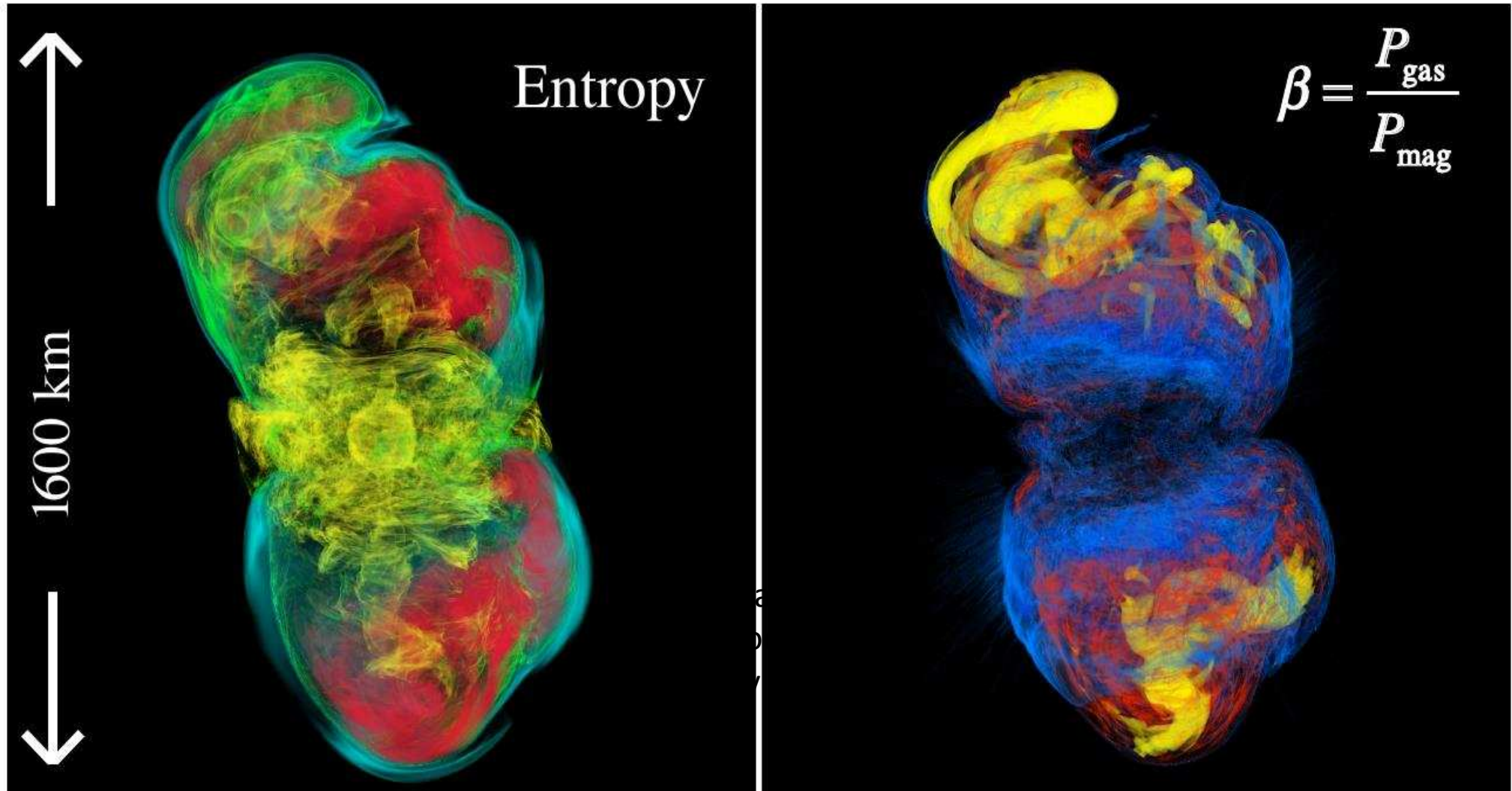
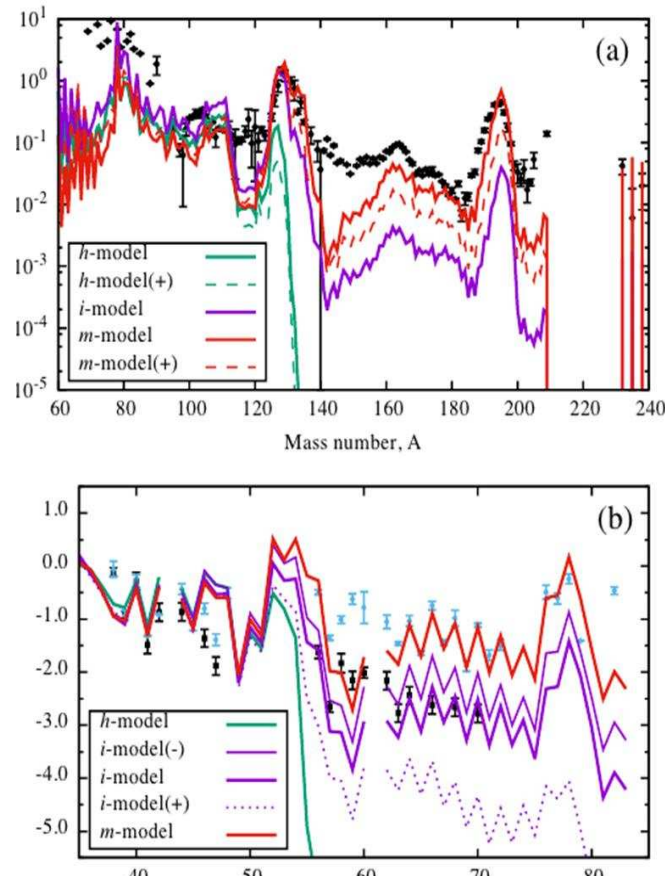
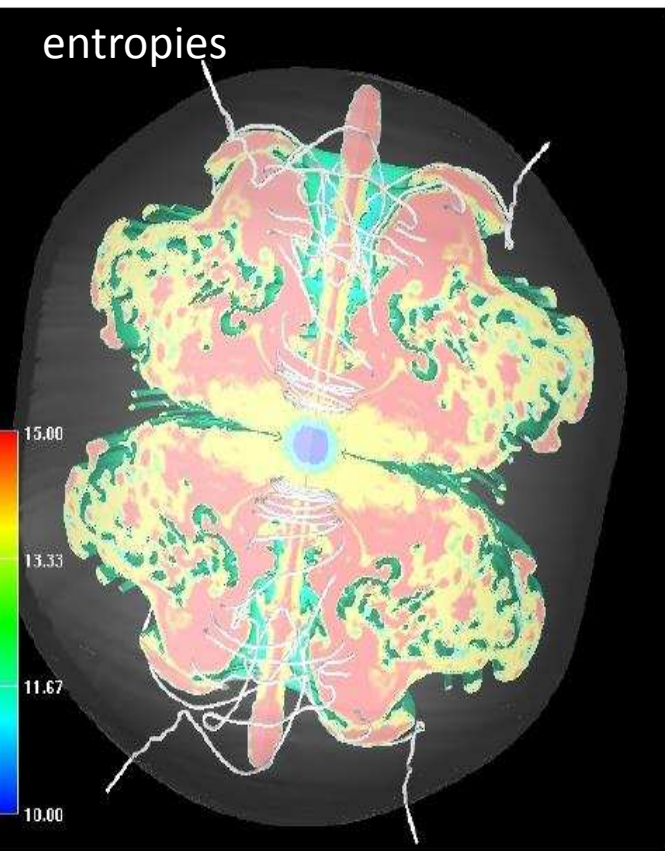
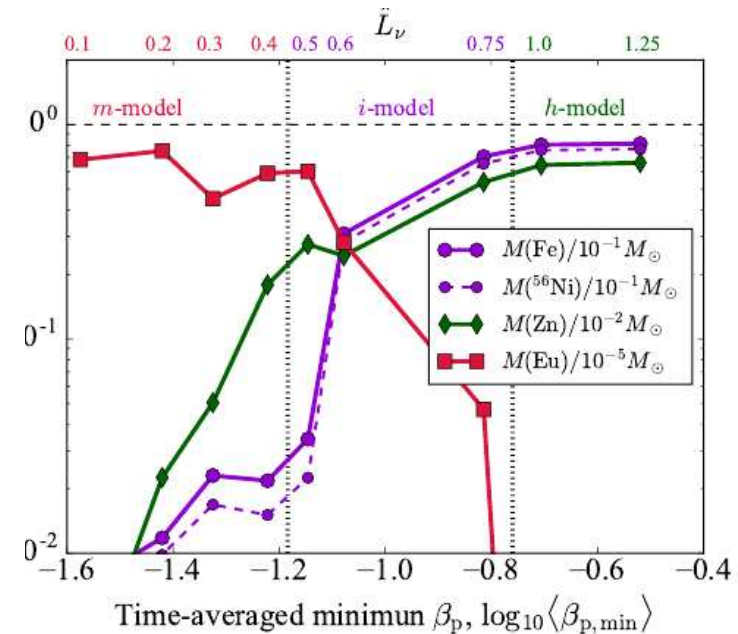


Figure 4. Volume renderings of entropy and β at $t - t_b = 161$ ms. The z-axis is the spin axis of the protoneutron star and we show 1600 km on a side. The colormap for entropy is chosen such that blue corresponds to $s = 3.7k_b \text{ baryon}^{-1}$, cyan to $s = 4.8k_b \text{ baryon}^{-1}$ indicating the shock surface, green to $s = 5.8k_b \text{ baryon}^{-1}$, yellow to $s = 7.4k_b \text{ baryon}^{-1}$, and red to higher entropy material at $s = 10k_b \text{ baryon}^{-1}$. For β we choose yellow to correspond to $\beta = 0.1$, red to $\beta = 0.6$, and blue to $\beta = 3.5$. Magnetically dominated material at $\beta < 1$ (yellow) is expelled from the protoneutron star and twisted in highly asymmetric tubes that drive the secular expansion of the polar lobes.

Full MHD calculations resolving the magneto-rotational instability MRI (Nishimura, Sawai, Takiwaki, Yamada, Thielemann, 2017)

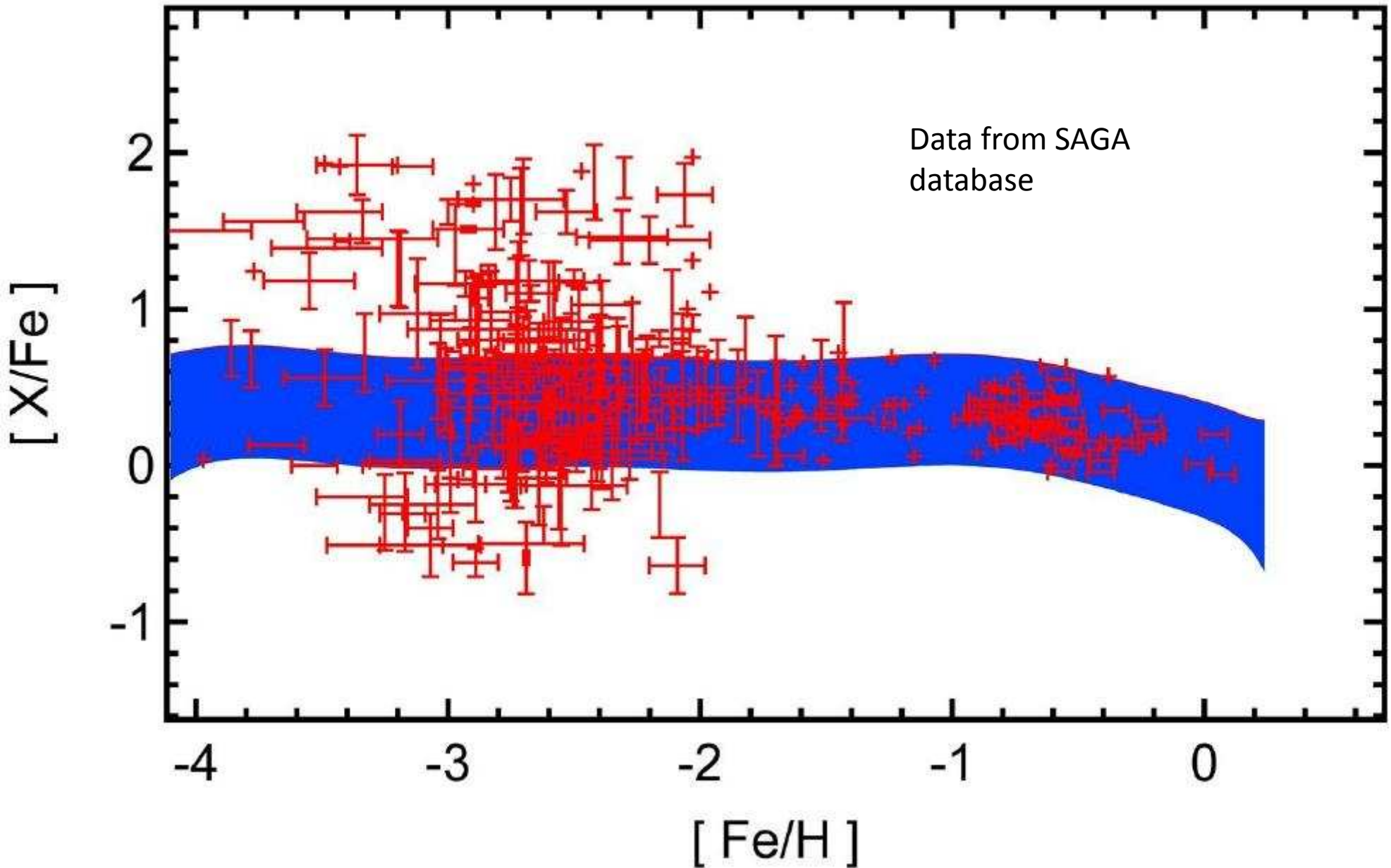


Measuring the ratio of magnetic field strength in comparison to neutrino heating



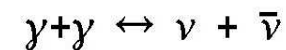
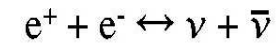
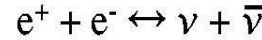
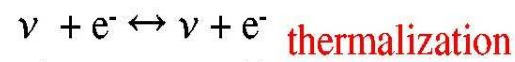
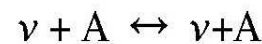
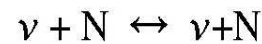
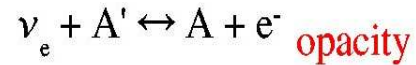
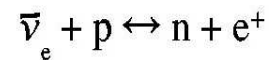
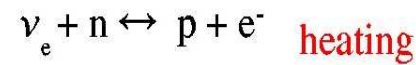
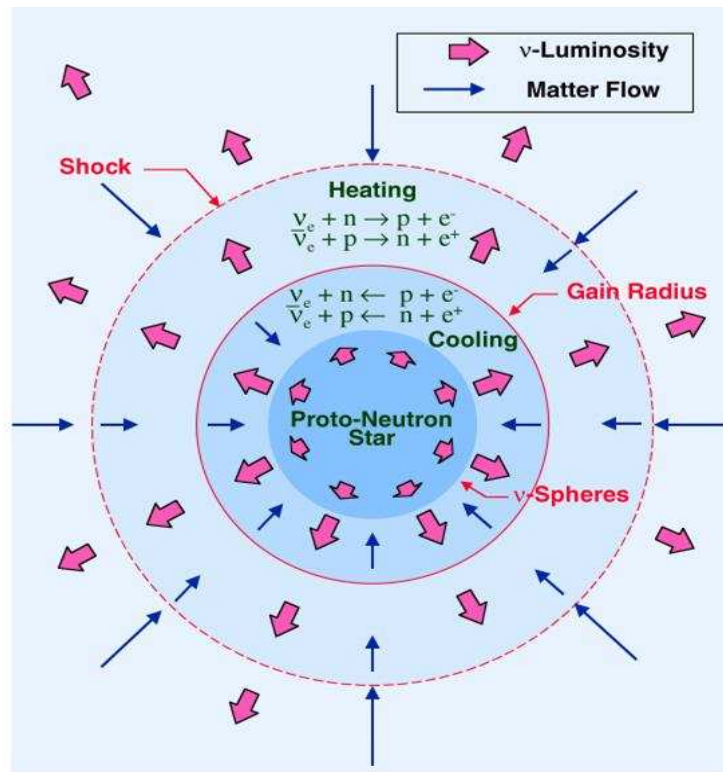
Dependent on the relation between neutrino luminosity and magnetic fields the nucleosynthesis behavior changes from regular CCSNe to neutron-rich jets with strong r-process. *Could this be the explanation of the lowest-metallicity behavior in the Milky Way???*

Rare events lead initially to large scatter before an average is attained!

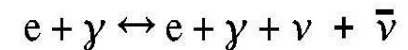


Blue band: Mg/Fe observations (95%), red crosses: individual Eu/Fe obs.

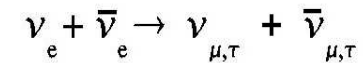
Neutrino-driven Core Collapse Supernovae



also



and



Present Situation for Neutrino-Driven Supernova Explosions:

Solving the Core-Collapse Supernova Problem in a Self-Consistent Way

**There exists a growing set of 2D and 3D CCSN explosions,
see e.g. reviews by (and talks at this meeting):**

Janka (2012, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.),

Burrows (2013, RMP),

Foglizzo+ (2015, PASA)

active groups:

Garching/Belfast/Monash (Janka+, Müller, Müller),

Princeton/Caltech/MSU (Burrows, Ott, Couch),

Oak Ridge (Mezzacappa, Hix, Lenz ..)

Tokyo/Kyushu (Takiwaki, Nakamura, Kotake),

Paris (Foglizzo+),

Basel (Liebendörfer, Cabezón, Kuroda, Pan)

**but in order to provide complete nucleosynthesis predictions from self-
consistent multi-D simulations it is still a bit too early!!!**

Eichler et al. (2017, back with the referee) (axis-symmetric simulations by Nakamura et al. 2015/16)

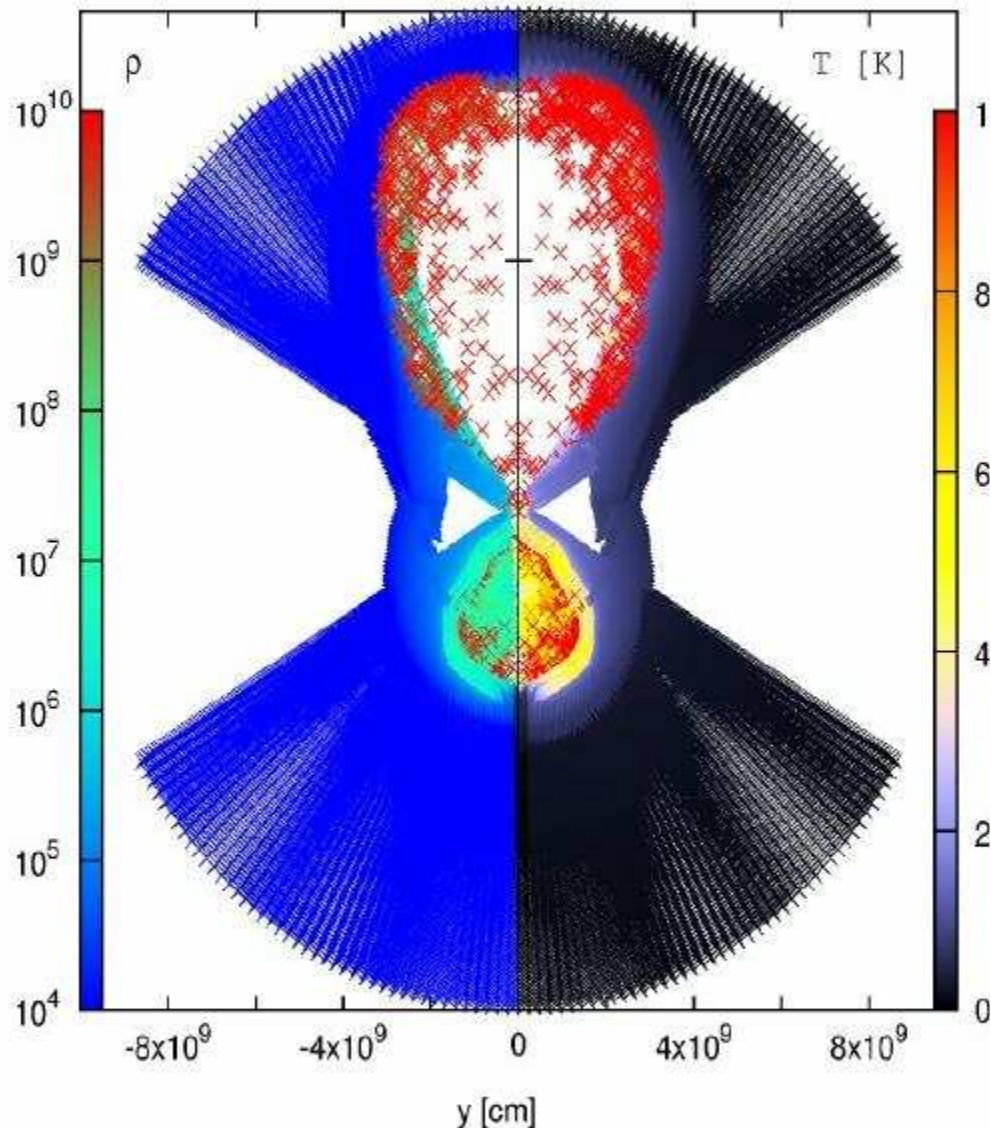
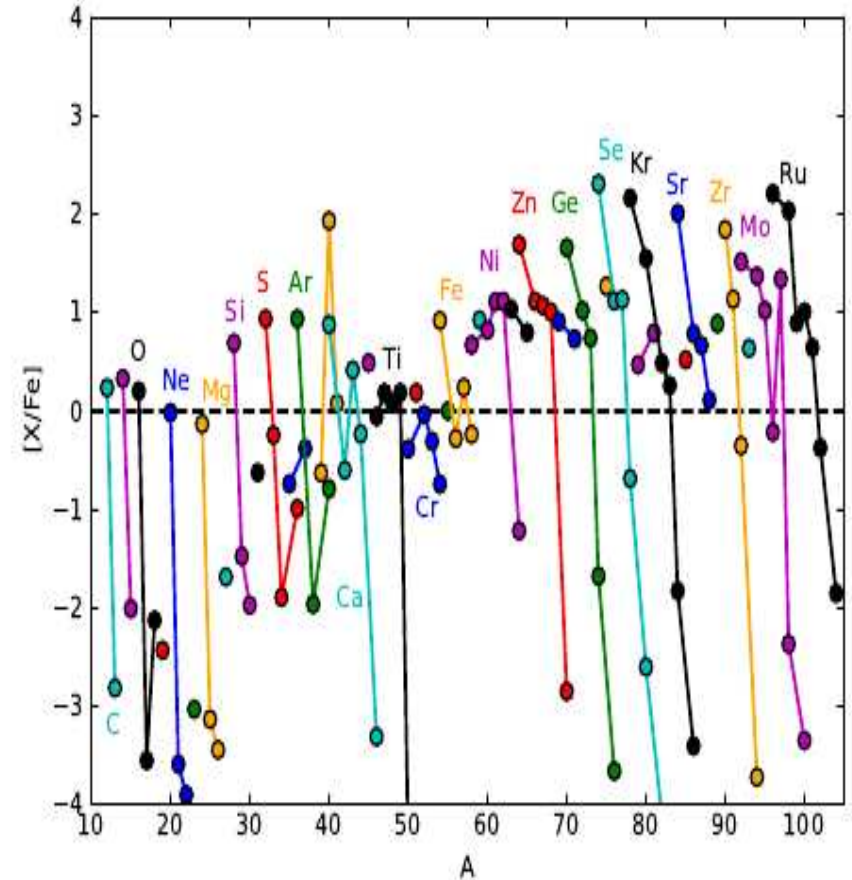
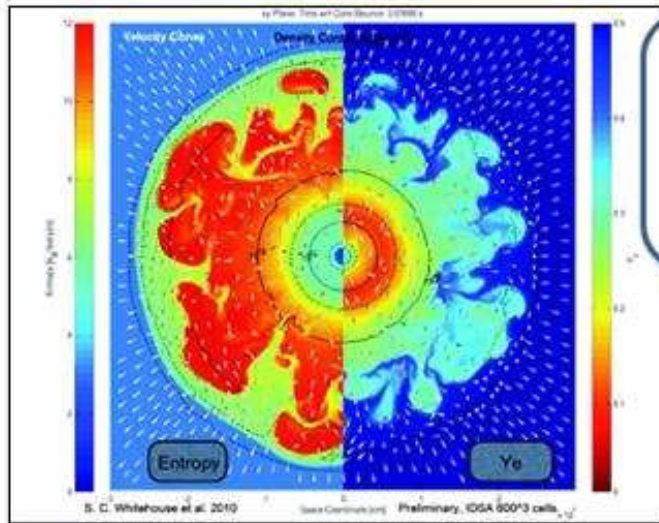


Figure 2: Peak Temperature (right) and corresponding density (left) of ejected tracers for the 17.0 M_⊙ progenitor.



This example features a nice/strong vp-process caused by $Y_e > 0.5$ conditions for a 11.2 Msol star, but large-scale nucleosynthesis predictions are presently still made in induced spherical explosion models.

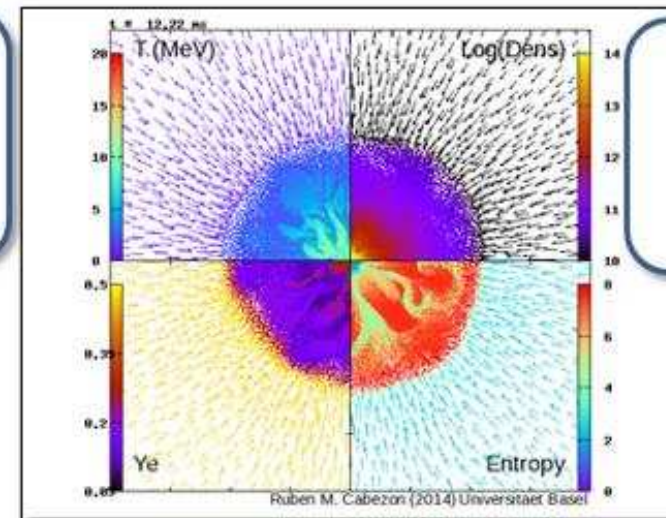
Basel activities with IDSA (Isotropic Diffusions Source Approximation) in Multi-D



Elephant

3D IDSA
Cartesian mesh
1D GR potential

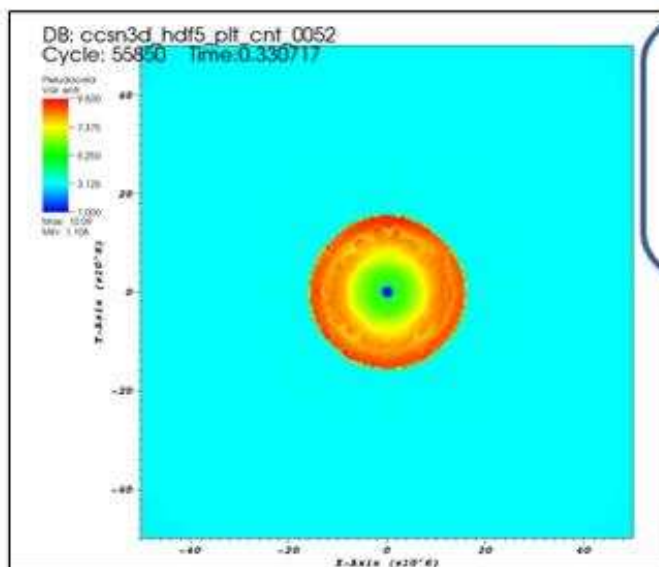
M. Liebendörfer
S. C. Whitehouse
R. Käppeli



SPHYNX

ASL
SPH
3D Newtonian

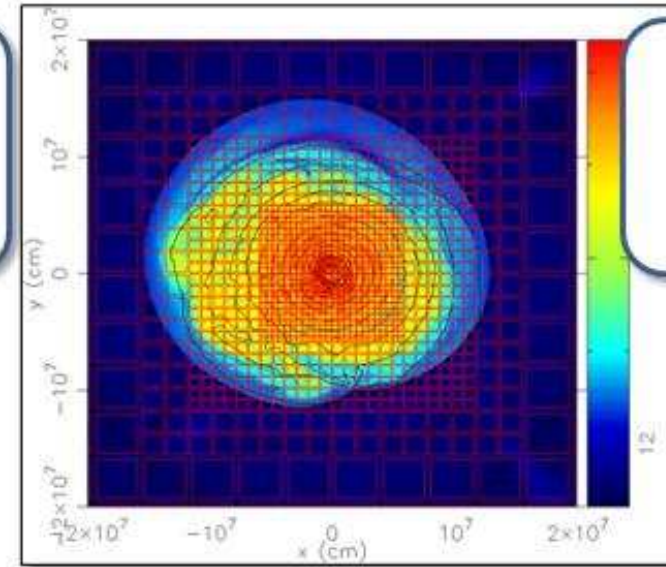
R. M. Cabezón



FLASH

3D IDSA
AMR
3D Newtonian

K.-C. Pan



fGR_M1

M1
Nested meshes
3D GR

T. Kuroda

A code comparison paper coming out soon!!!

A 40 Msol model run in 1D and 2D for different equations of state, (leading - in most cases - to BH formation), predictions of gravitational wave emission

(K.-C. Pan et al. 2017, in prep.)

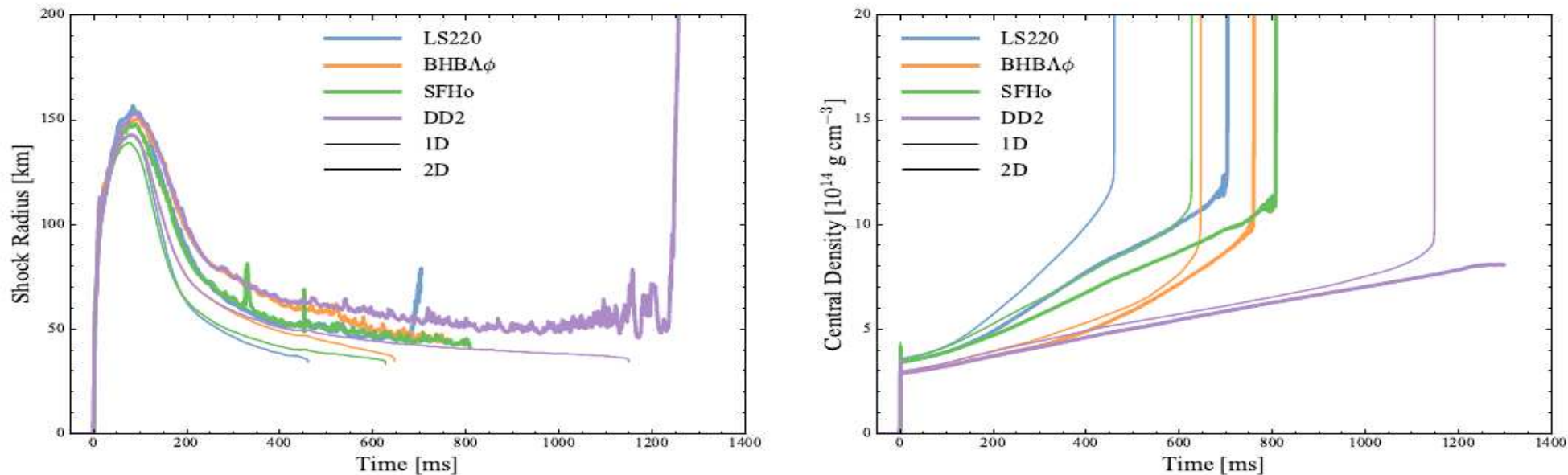


Figure 1. Time evolution of averaged shock radius (left) and central density (right). Different colors represent simulations with different nuclear EoS. Thick and thin lines indicate simulations in 2D and 1D respectively.

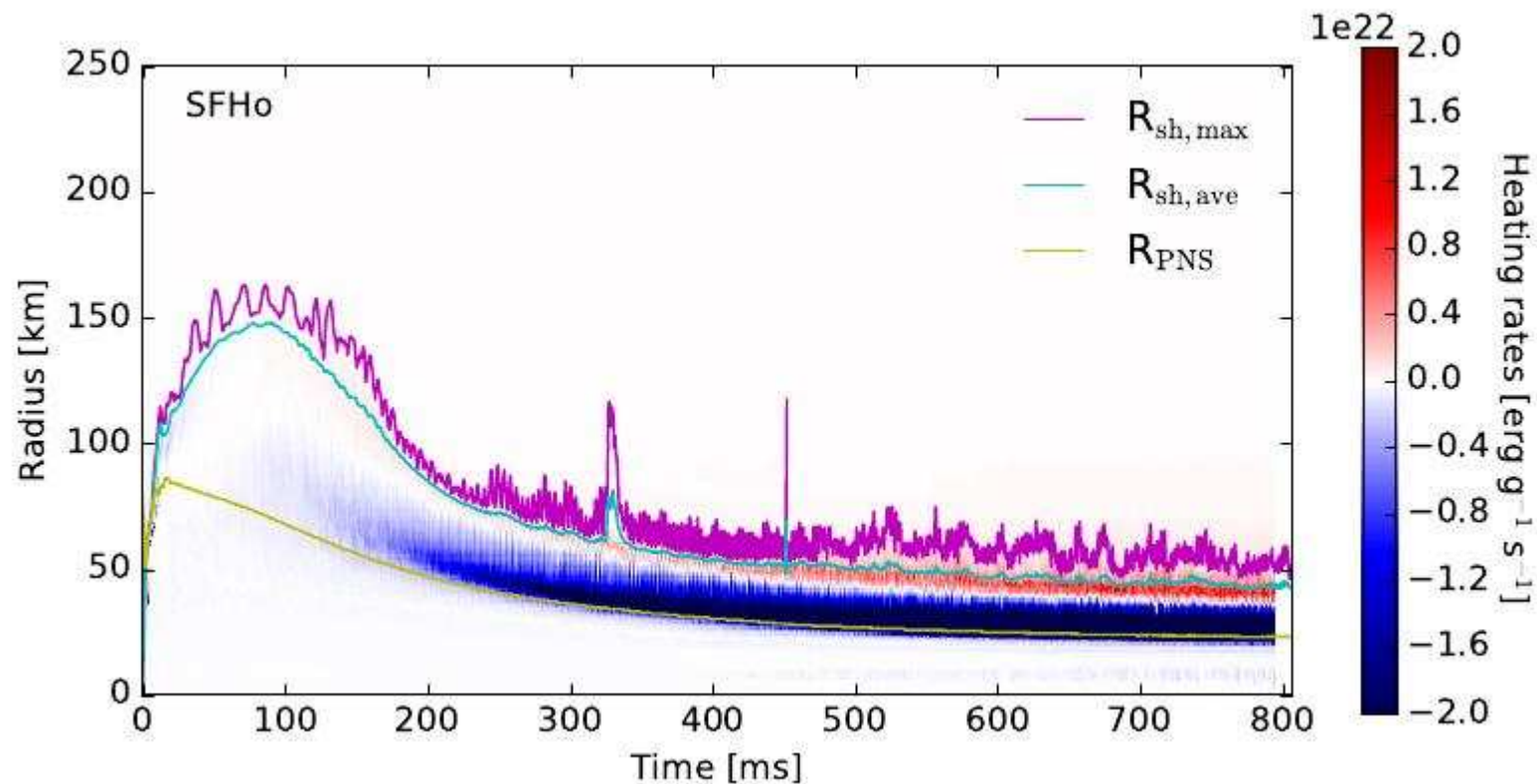
Table 1. Black Hole Formation Properties

EoS	Dim.	t_{BH} (ms)	$M_{\text{b,BH}}$ (M_{\odot})	$f_{\text{peak,BH}}$ (kHz)	N_{ν_e} (10^{57})	$N_{\bar{\nu}_e}$ (10^{57})
LS220	1D	460	2.22	—	2.57	1.74
BHBA ϕ	1D	646	2.33	—	2.91	2.26
SFHo	1D	626	2.32	—	2.86	2.23
DD2	1D	1149	2.56	—	4.35	3.61
LS220	2D	704	2.53	2.3	3.45	2.38
BHBA ϕ	2D	760	2.56	2.2	3.44	2.58
SFHo	2D	808	2.59	2.3	3.60	2.73
DD2	2D	> 1300	> 2.86	> 2.2	> 5.11	> 4.15

NOTE— t_{BH} is the BH formation time in millisecond postbounce; $M_{\text{b,BH}}$ is the maximum baryonic PNS mass right before BH formation; $f_{\text{peak,BH}}$ is the peak GW frequency from the g-mode PNS oscillation; and N_{ν_e} and $N_{\bar{\nu}_e}$ are total number emission of electron neutrinos and anti-neutrinos.

Multi-D Simulations of a 40 Msol Progenitor Star

K.-C. Pan et al. (2017, in preparation)



This is a 2D simulation, which is typically more favorable than full 3D models, shows the collapse to a black hole. Due to convective blobs of material the maximum of the shock radius ($R_{sh,max}$) seems to oscillate with time, and it recedes with time. SFHo is the specific Equation of State (EoS) for hot and dense matter utilized here,

Predicted Gravitational Wave strength, when utilizing different EoS for the simulations (K.-C. Pan et al. 2017, in preparation)

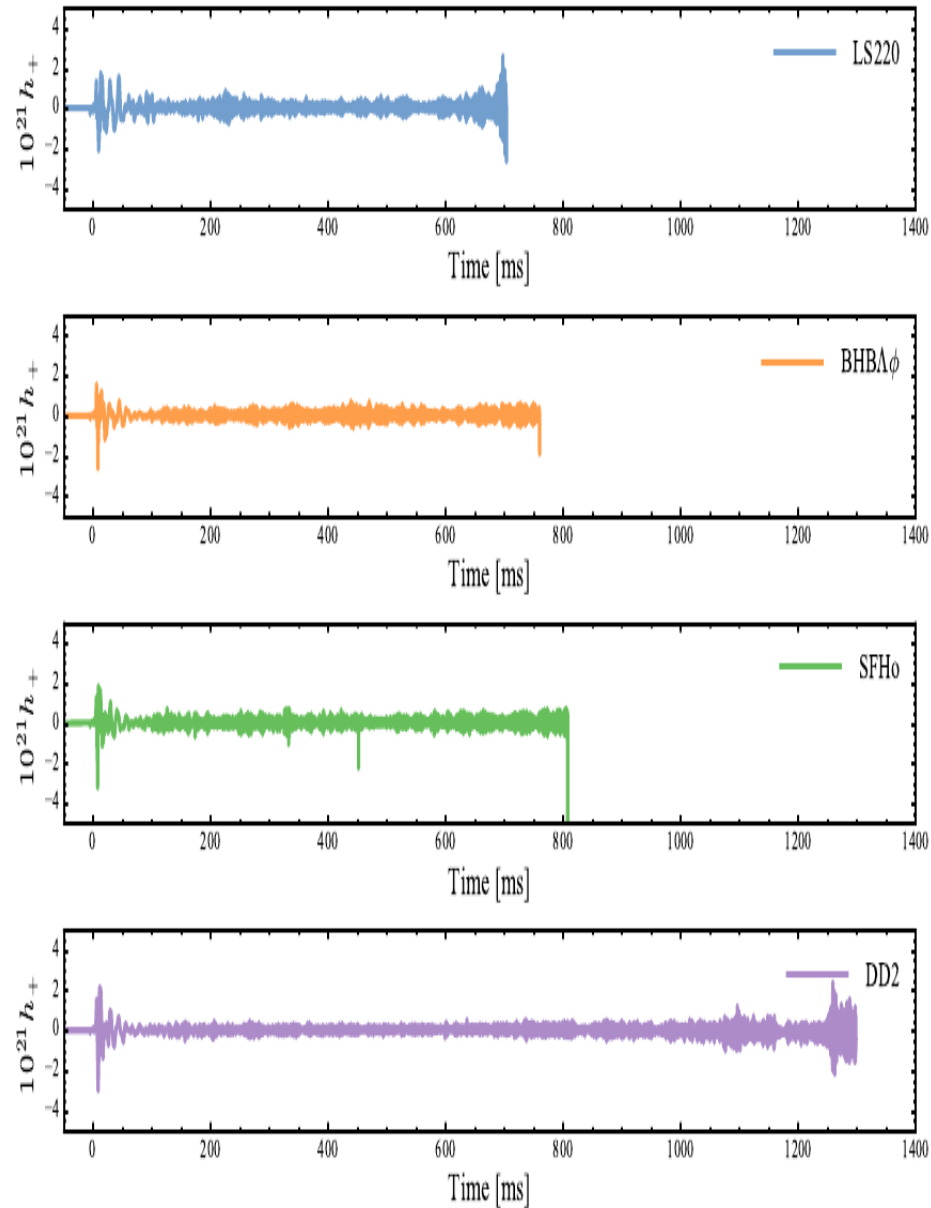


Figure 7. GW amplitudes as functions of time after core bounce with an assumption of 10 pc distance. From top to bottom, LS220, BHBA ϕ , SFHo, and DD2 EoS, respectively. In the top three panels, a BH formed at the end of simulation.

Possibility to detect with LIGO (KAGRA) at 10kpc distance

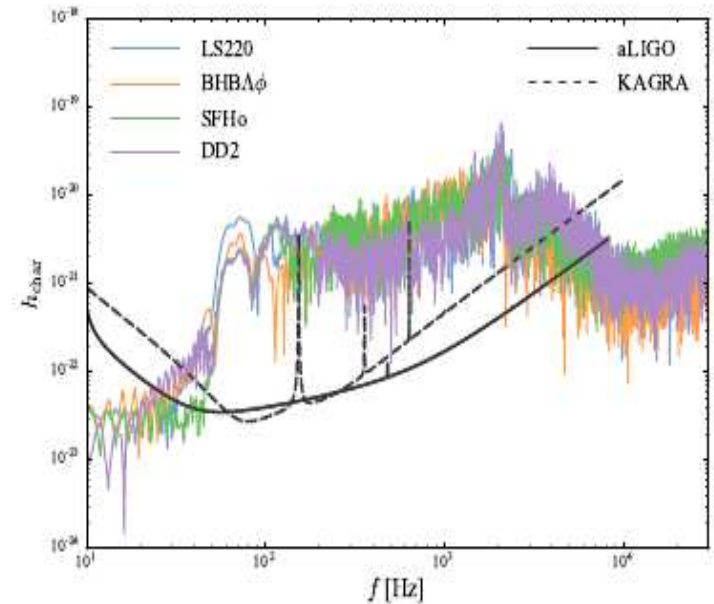
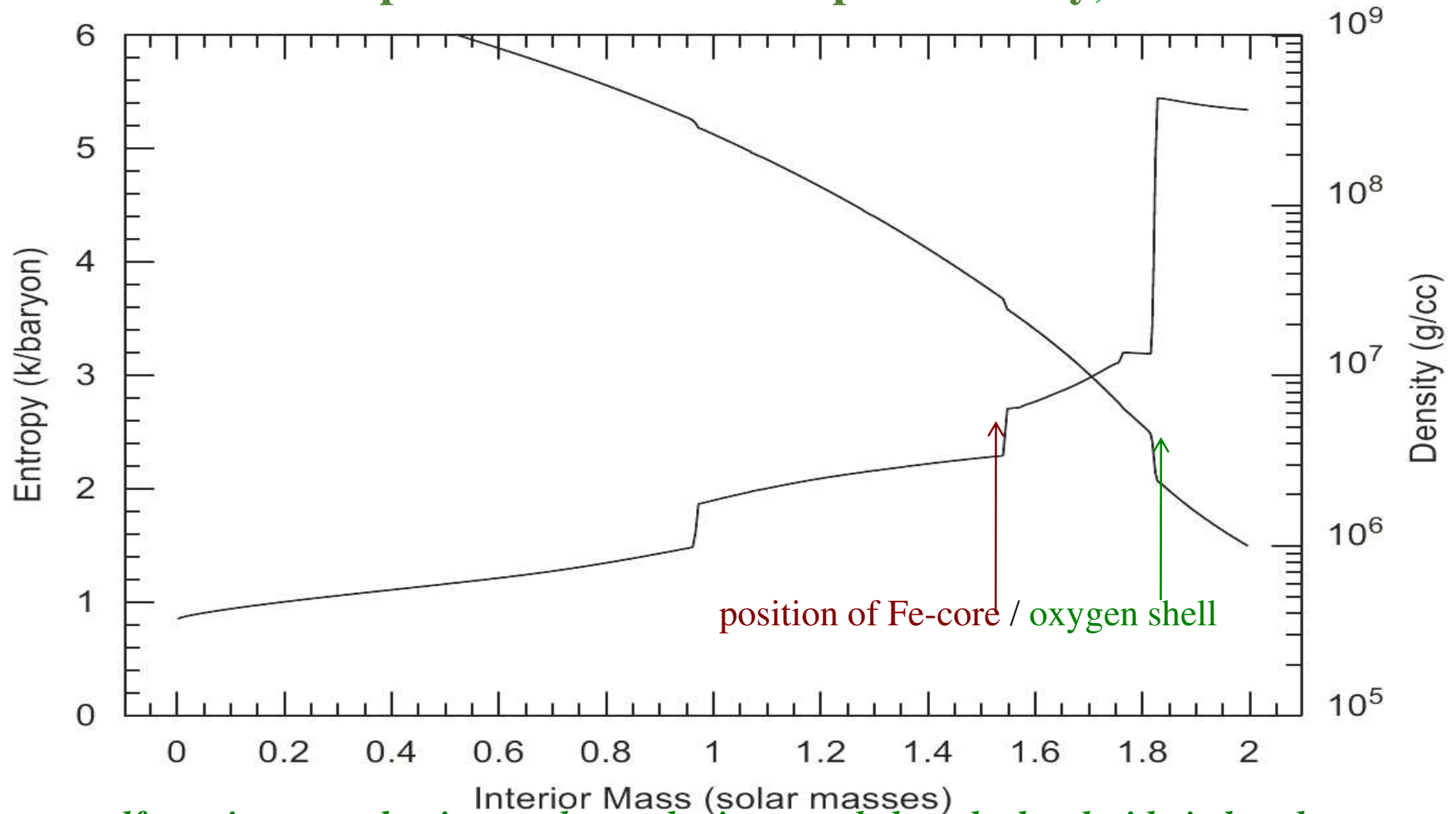


Figure 8. The characteristic GW amplitudes, h_{char} , for the four EoS. The solid (dashed) gray line is the approximate noise thresholds for Advanced LIGO (KAGRA) at 10 kpc.

Ewald worked on the real stuff, but other groups, interested in nucleosynthesis and galactic evolution, needed to do something simpler

When still performing 1D simulations:

How to invoke induced explosions for nucleosynthesis purposes? (the simplified method used up to recently)



without a self-consistent mechanism nucleosynthesis can only be calculated with induced explosions. Woosley & Heger position a piston with $1.2B$ at $S=4k_b/b$, Nomoto/Umeda/Thielemann and Limongi/Chieffi applied thermal bomb and integrated from outside until expected ^{56}Ni -yield.

Nucleosynthesis problems in "induced" piston or thermal bomb models

utilized until present to obtain explosive nucleosynthesis yields with induced explosion energies of 10^{51} erg

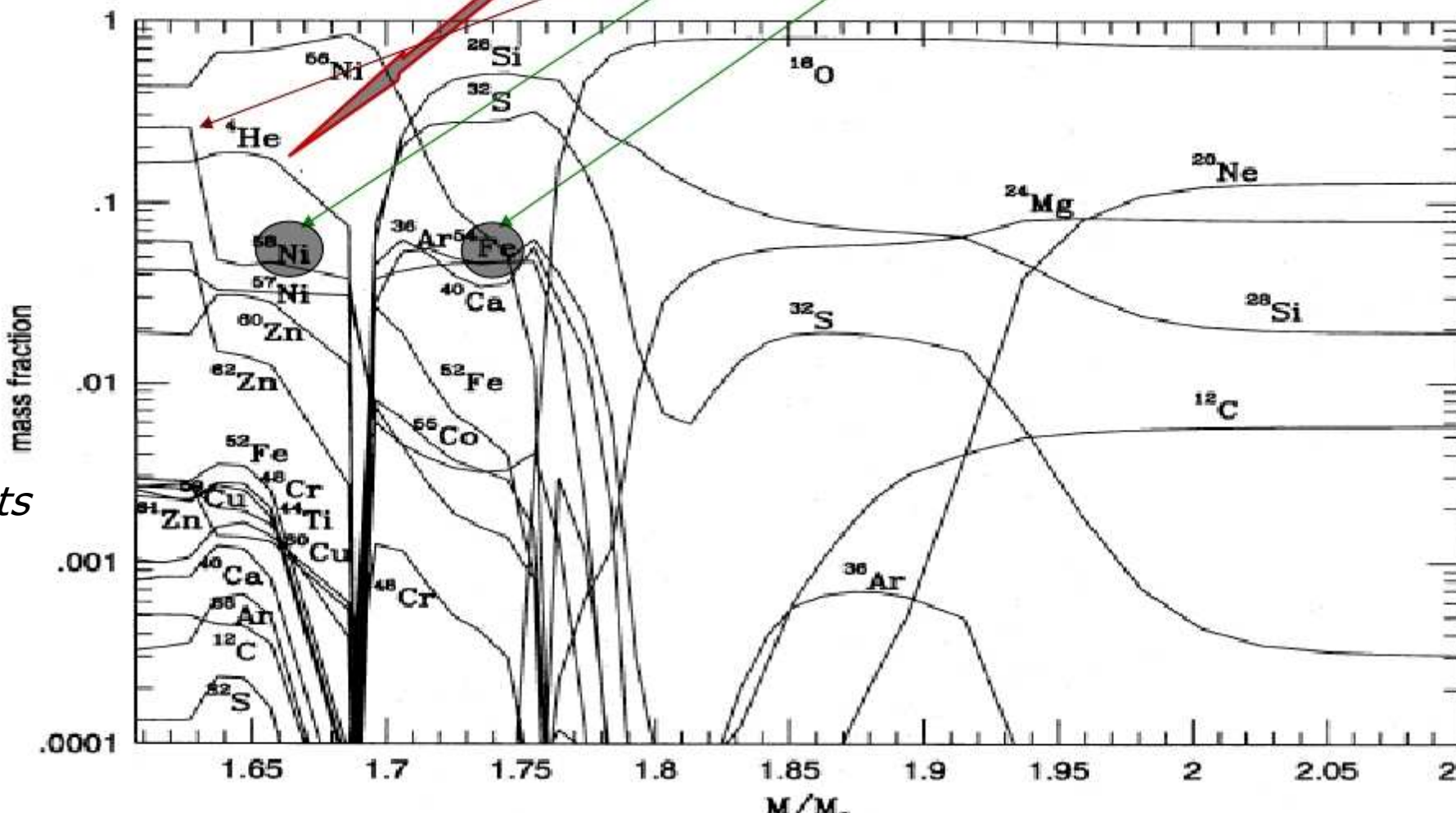
prior results made use of initial stellar structure (and Y_e !) when inducing artificial explosion. This neglects the effect of the explosion mechanism on the innermost zones, causes strange overproductions of Ni isotopes and does not go much beyond Ni!

Three aspects

- (o) consistent explosion energy?
- (i) even in spherical symmetry neglecting neutrinos $\rightarrow Y_e$
- (ii) multi-D

- high alpha-abundance prefers alpha-rich nuclei (^{58}Ni over ^{54}Fe), measures energy/entropy of explosion
- Y_e determines Fe-group isotopes.

"pragmatic" solution:
mixing/fallback
to minimize inner Y_e effects or create C-rich ejecta



Interim Approaches

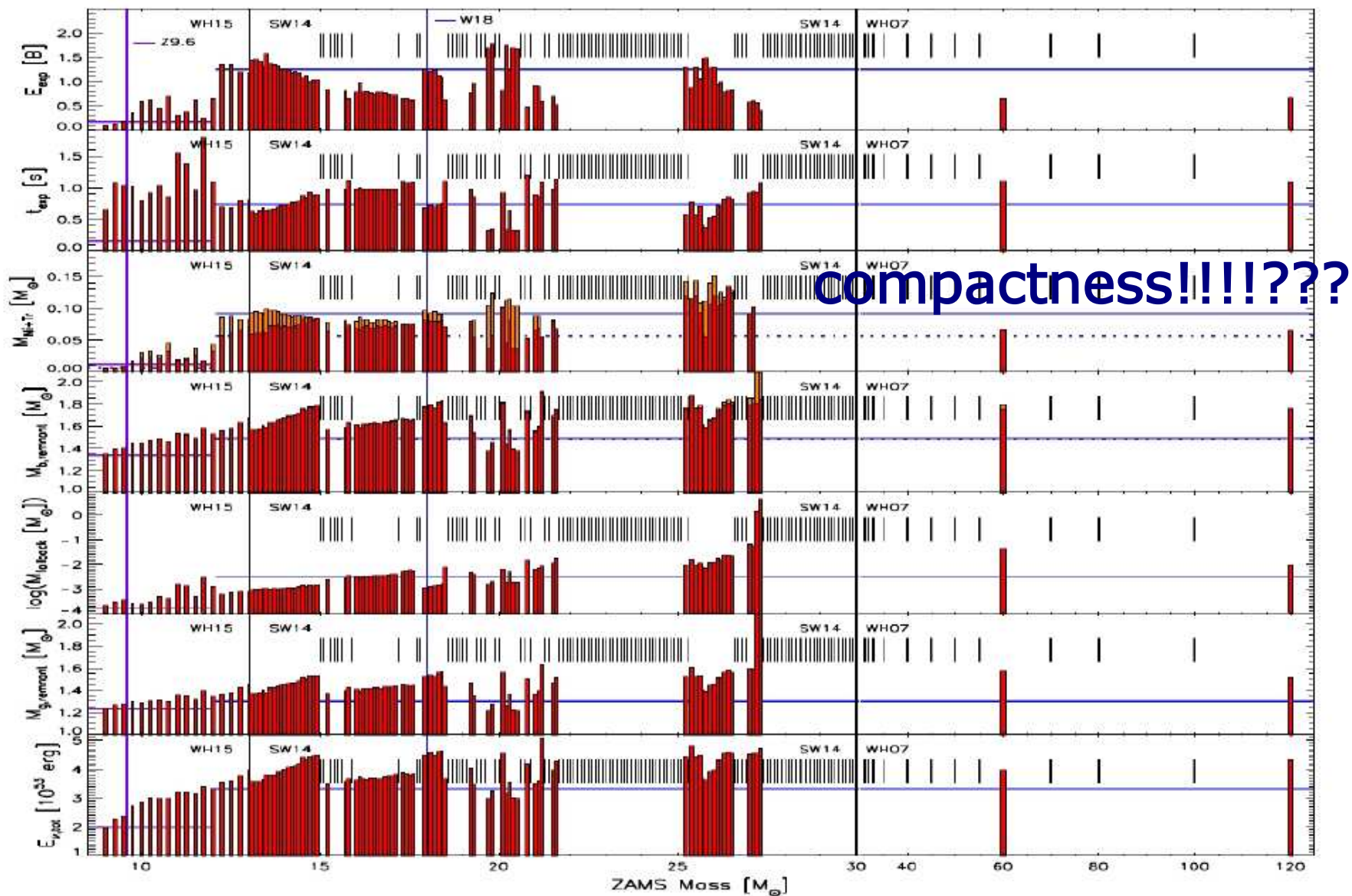
Trying to mimic multi-D neutrino heating in a spherical approach, for more appropriate predictions of the explosion energy, mass cut between neutron star and ejecta, as well as nucleosynthesis (including the effects of neutrinos on Ye, the proton/nucleon ratio):

- Fröhlich et al. (2006,2007) multiplying neutrino-capture rates by a factor to obtain observed explosion energies
- Neutrino light bulb models (Iwakami et al. 2009, Yamamoto et al. 20013)
- Ugliano et al. (2012), Ertl et al. (2015) – a tuned (parametrized PNS accretion), time-dependent central neutrino source that approximately captures the essential effects of (3D) neutrino transport – **PHOTB**
- Perego et al. (2015), Ebinger et al. (2017, PhD and in preparation – utilizing energy in muon and tau neutrinos as an additional energy source that approximately captures the essential effects of (3D) neutrino transport - **PUSH**

The latter approaches make it possible, to predict a variation of explosion energies as a function of stellar mass (and other parameters) and thus improved nucleosynthesis yields for chemical evolution modeling → detailed results now from Sukhbold et al. (2016) (.. but only PUSH includes Ye-effects of neutrinos)

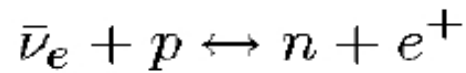
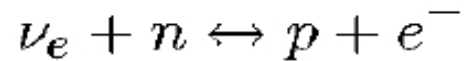
Outcome of Collapse: SN-Explosion or BH with PHOTB

(Sukhbold + 2016): Does this tell us something about explosion models or pre-collapse stellar models? (red bars - explosions, black bars - black hole formation)



What determines the neutron/proton or proton/nucleon= Y_e ratio?

Y_e dominantly determined by e^\pm and $\nu_e, \bar{\nu}_e$ captures on neutrons and protons

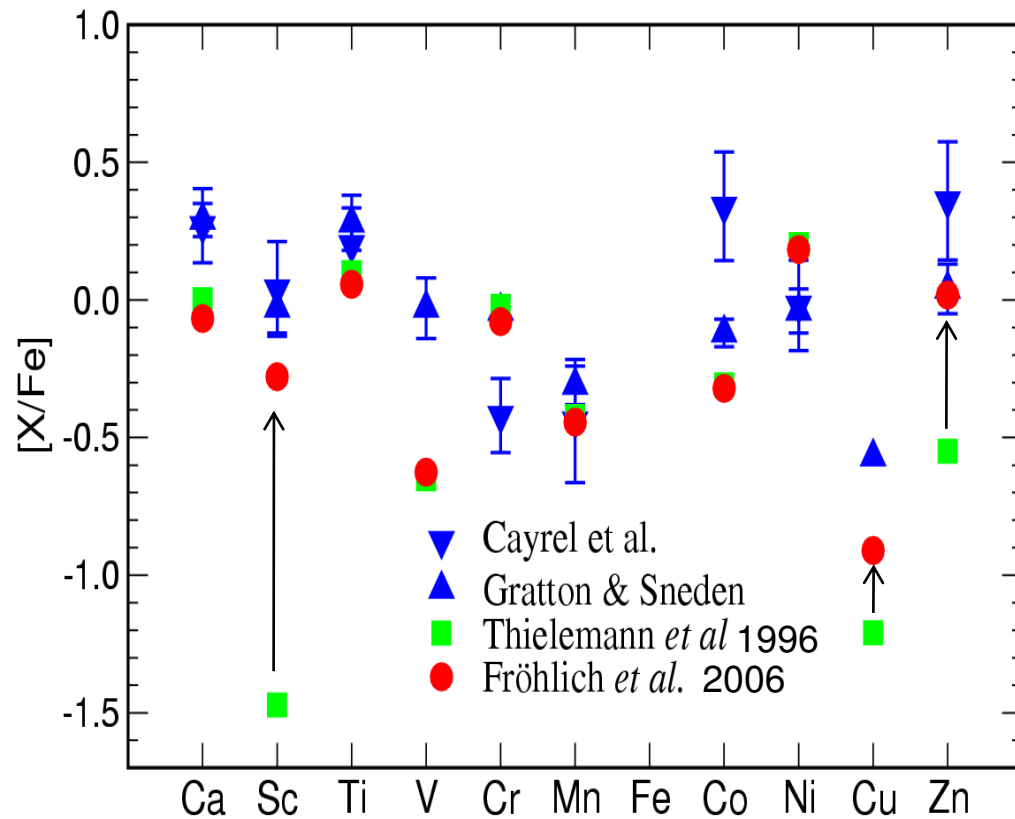


- high density / low temperature \rightarrow high E_F for electrons \rightarrow e-captures dominate \rightarrow n-rich composition
- if el.-degeneracy lifted for high $T \rightarrow \nu_e$ -capture dominates \rightarrow due to n-p mass difference, p-rich composition

If neutrino flux sufficient to have an effect (scales with $1/r^2$), and total luminosities are comparable for neutrinos and anti-neutrinos, only conditions with $E_{\bar{\nu}_e} - E_{\nu_e} > 4(m_n - m_p)$ lead to $Y_e < 0.5$!

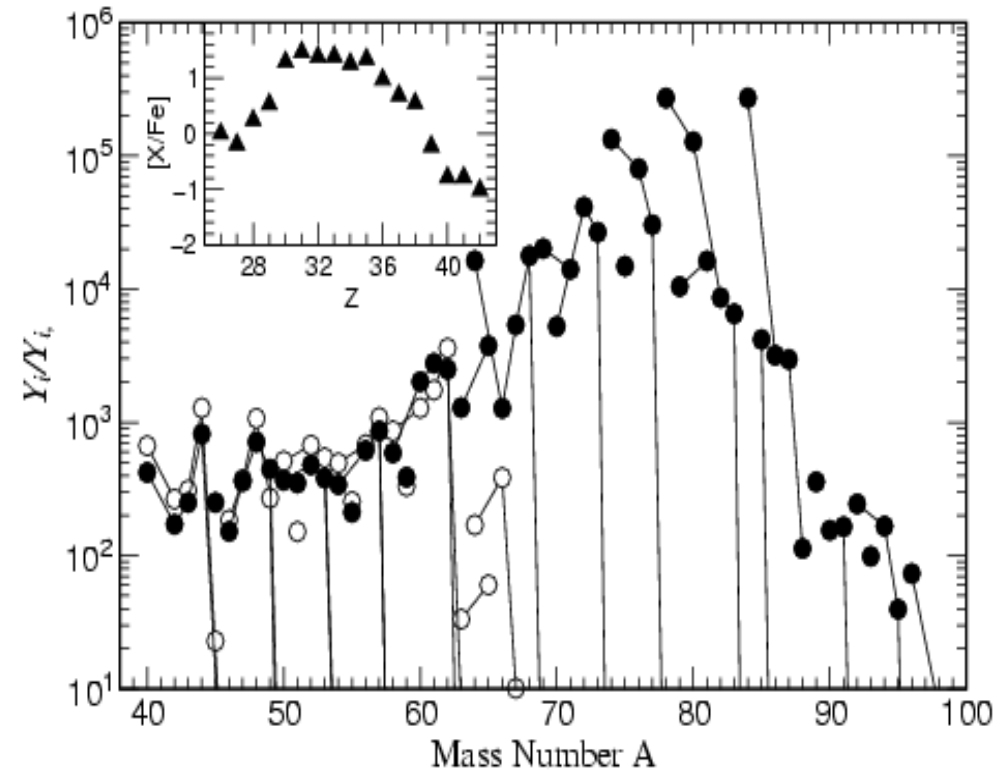
Otherwise the interaction with neutrinos leads to proton-rich conditions. The latter favors improvements in the Fe-group composition Sc, Ti, Co, including the production of $^{64}\text{Ge} (\rightarrow ^{64}\text{Zn!})$, and the vp-process, which can produce nuclei up to Sr, Y, Zr and Mo. (Fröhlich, Pruet, Wanajo ..Eichler)

Improved Fe-group composition and production beyond



Models with $Y_e > 0.5$ lead to an **alpha-rich freeze-out with remaining protons** which can be captured similar to an rp-process. This ends at ^{64}Ge , due to (low) densities and a long beta-decay half-life (decaying to ^{64}Zn).

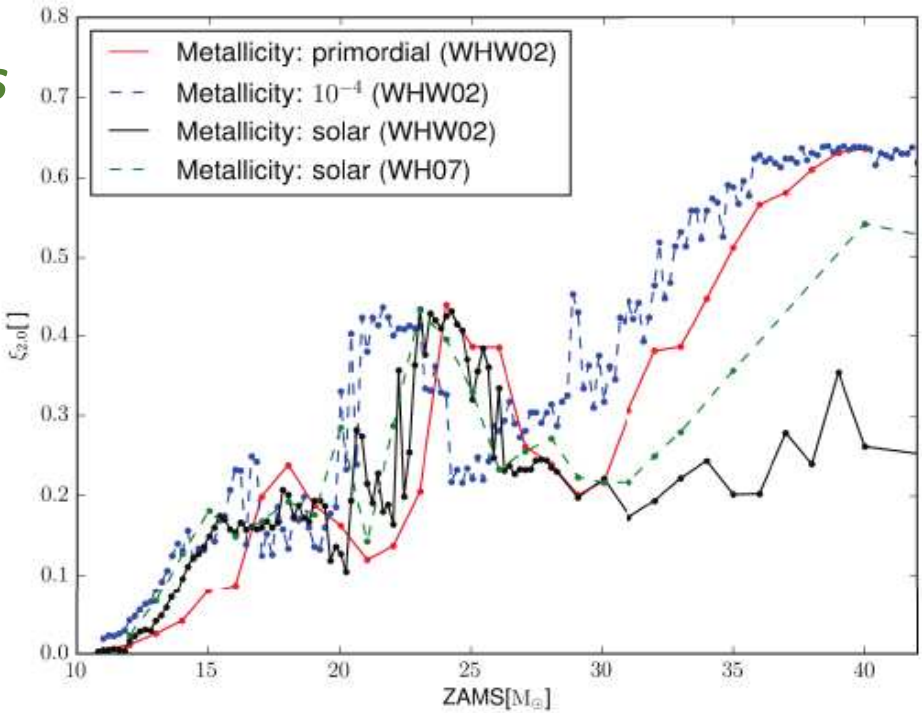
This effect improves the Fe-group composition in general (e.g. Sc) and extends it to Cu and Zn! (Fröhlich et al., Pruet et al.)



Anti-neutrino capture on protons provides always a small background of neutrons which can mimic beta-decay via (n,p)-reactions. (Fröhlich et al., Pruet et al., Wanajo); also strong over-abundances can be obtained up to Sr and beyond (light p-process nuclei). ***Further analysis by Wanajo et al. (2010), Arcones et al. (2011).***

*Stellar evolution progenitor conditions
(compactness) and observational
constraints*

$$\xi_M = \frac{M/M_\odot}{R(M)/1000km}$$



(b) Compactness of different progenitor sets from [46, 47] for the mass range between 10 and 45 M_\odot

Properties	Observational constraints	Numerical result for b20.8
Progenitor mass [M_\odot]	~18-21	20.8
Explosion energy [10^{51} erg]	(1.1 ± 0.3)	1.1119768929804597
Ejected mass of ^{56}Ni [M_\odot]	(0.071 ± 0.003)	0.0687353331887
Ejected mass of ^{57}Ni [M_\odot]	(0.0041 ± 0.0018)	0.00216598680175
Ejected mass of ^{58}Ni [M_\odot]	0.006	0.00441130121717
Ejected mass of ^{44}Ti [M_\odot]	$(0.55 \pm 0.17) \times 10^{-4}$	3.26433911955e-05

Tab. 5.7.: An overview of the numerical results of the new best fit progenitor b20.8 together with the observational constraints of SN1987A (see Table 1.3 for references).

Additional Heating in the «Gain» Regions in 1D Modeling (Perego, Hempel, Fröhlich, Ebinger, ..2015-17)

With PUSH *the mass cut is obtained from the simulations, the PNS as well as the electron flavor neutrino luminosities are computed self-consistent at all simulation times, and no changes of the involved electron neutrino and anti-neutrino cross sections are made.* To achieve successful explosions in otherwise non-exploding models in spherical symmetry, we rely on the neutrino-driven mechanism. In this mechanism of CCSNe electron neutrinos and anti-neutrinos are able to heat matter behind the stalled shock front in the gain region sufficiently to induce a shock revival that ultimately leads to an explosion. *It has been found that for efficient heating by neutrinos behind the shock, multi-dimensional effects, as convection, are crucial. In our simulations we tap the energy of the μ - and τ -neutrino luminosities that otherwise stream out of the system and like this increase the effective heating by neutrinos in regions where electron flavor neutrinos heat the matter.* This enables us to successfully induce physically motivated parametrized neutrino-driven CCSNe in spherically symmetric simulations with a realistic SN equation of state (EOS) and without artificial boundaries (Perego et al. 2015, Ebinger et al. 2017).

$$Q_{\text{PUSH}}^+(t, r) = 4\mathcal{G}(t) \int_0^\infty q_{\text{PUSH}}^+(r, E) dE,$$

$$q_{\text{PUSH}}^+(r, E) \equiv \sigma_0 \frac{1}{4m_B} \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^2 \frac{1}{4\pi r^2} \left(\frac{dL_{\nu_x}}{dE} \right) \mathcal{F}(r, E),$$

$$\sigma_0 = \frac{4G_F^2 (m_e c^2)^2}{\pi (\hbar c)^4} \approx 1.759 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$$

$$\mathcal{F}(r, E) = \begin{cases} 0 & \text{if } ds/dr > 0 \text{ or } \dot{e}_{\nu_e, \bar{\nu}_e} < \\ \exp(-\tau_{\nu_e}(r, E)) & \text{otherwise} \end{cases}$$

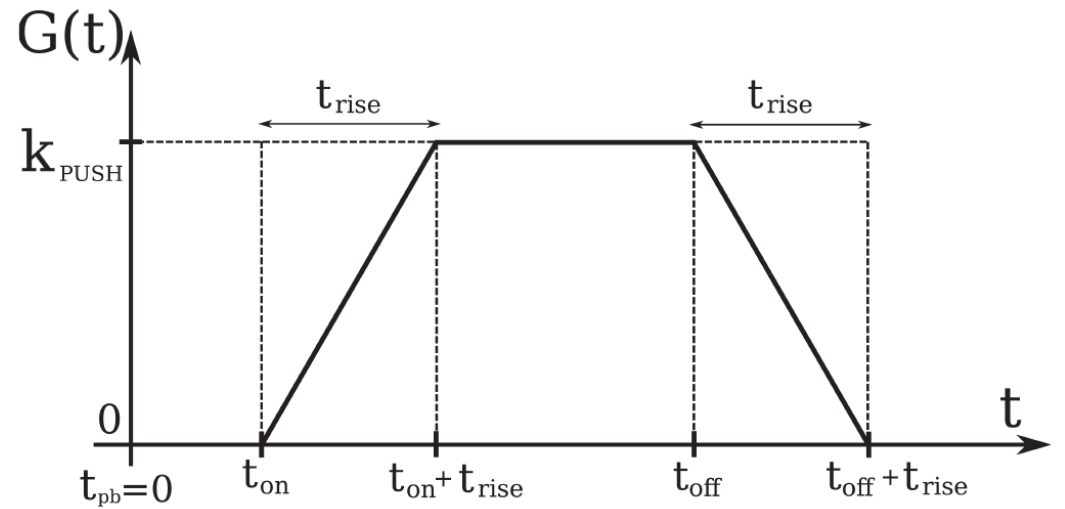


Fig. 3.2.: The function $\mathcal{G}(t)$ determines the temporal behavior of the heating due to PUSH. The quantity t_{on} is fixed by comparisons with multi-dimensional models. We consider a value of 80 ms in our computations and a value of 120 ms for testing. t_{rise} and k_{PUSH} are set by our calibration procedure, spanning a range from 50 ms to 500 ms, and from 0 (PUSH off) to ~ 4.5 , respectively. We assume that the explosion takes place within the first second after core bounce. Thus, we use $t_{\text{off}} = 1\text{ s}$.

Results with PUSH (Ebinger et al. 2017)

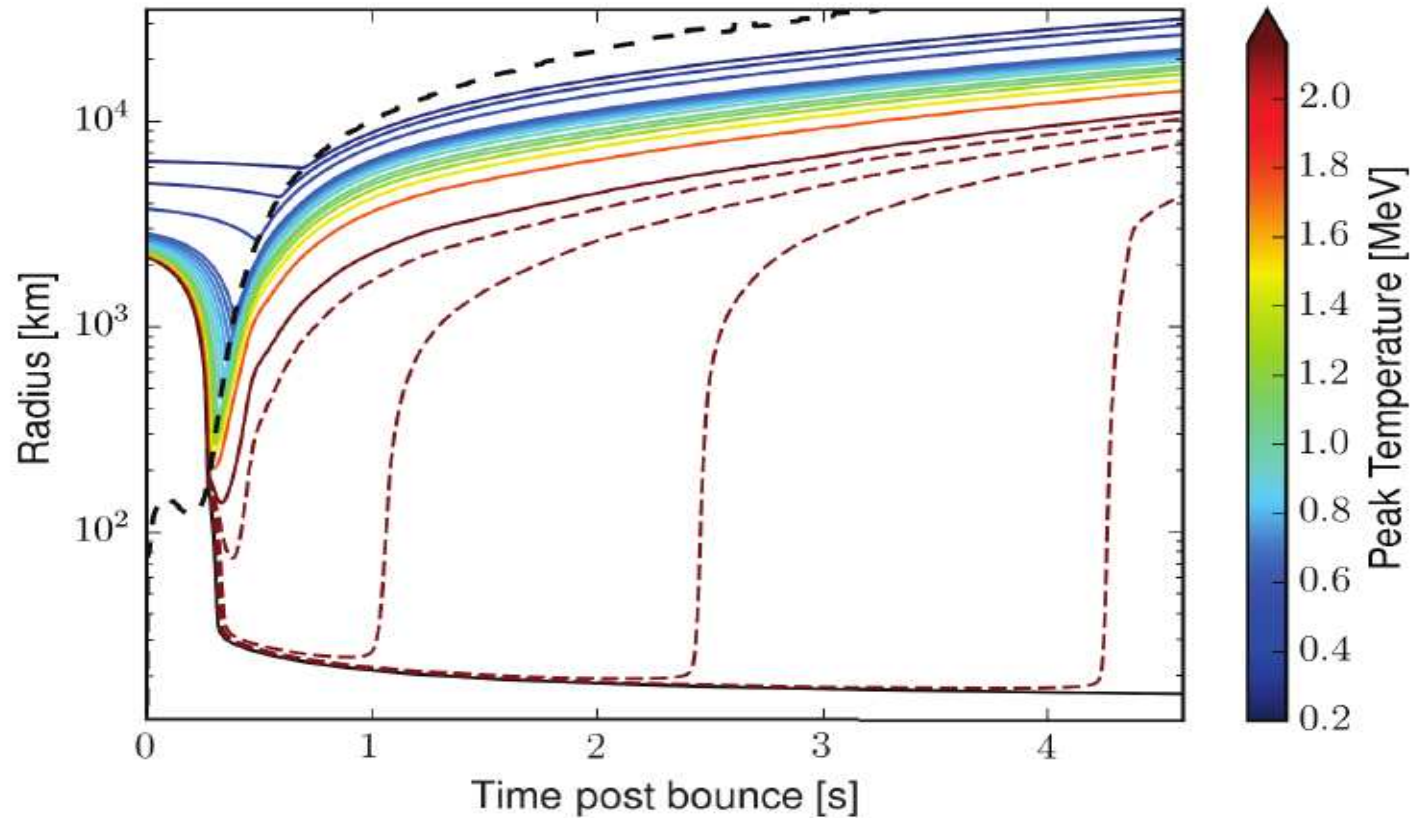
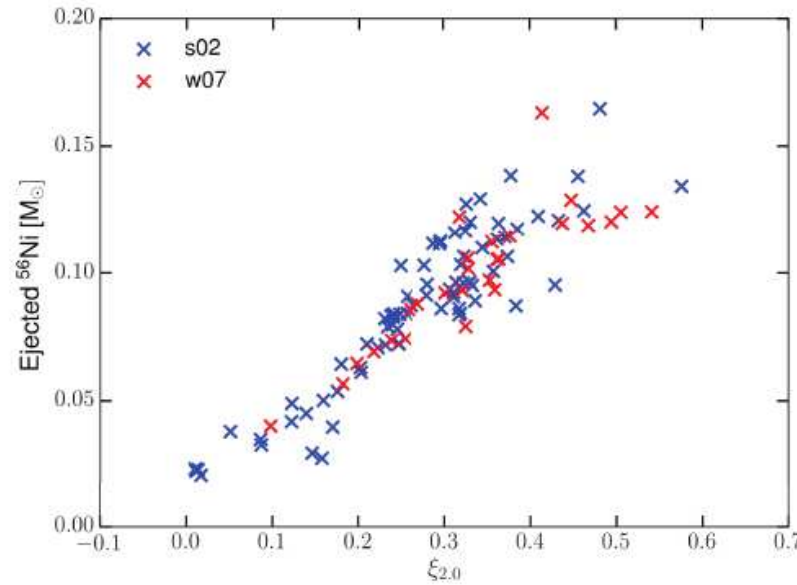
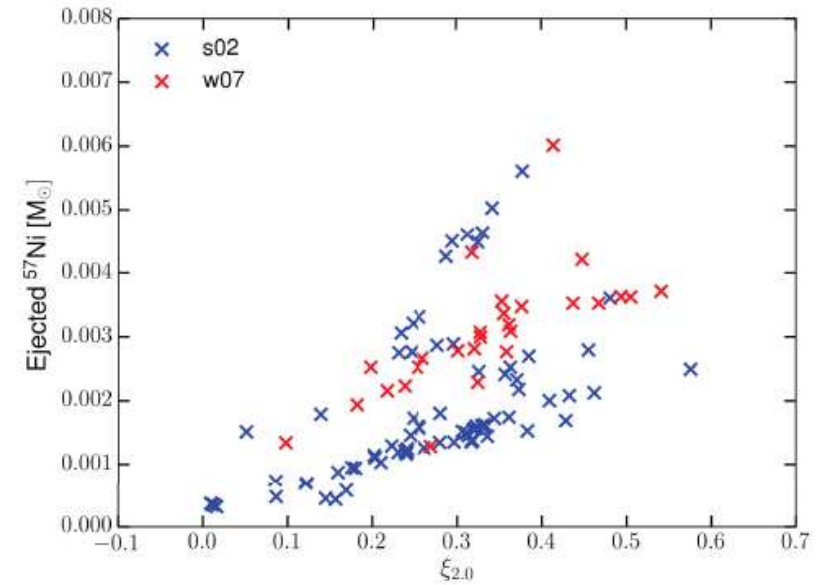


Fig. 3.8.: We show the mass tracers for a PUSH model (progenitor: $15 M_{\odot}$ [47], $k_{\text{PUSH}} = 3.5$, $t_{\text{rise}} = 200$). The black line denotes the PNS surface, the dashed tracer lines (increasing in mass with steps of $10^{-3} M_{\odot}$) are delayed ejecta (wind) that reach temperatures around 4 MeV before they are ejected. The colors of the remaining tracers denote their peak temperatures (the first six colored lines are separated by $5 \times 10^{-3} M_{\odot}$, then the next six by $10^{-2} M_{\odot}$, and the last three tracers are separated by $0.1 M_{\odot}$). The black dashed line denotes the shock front.

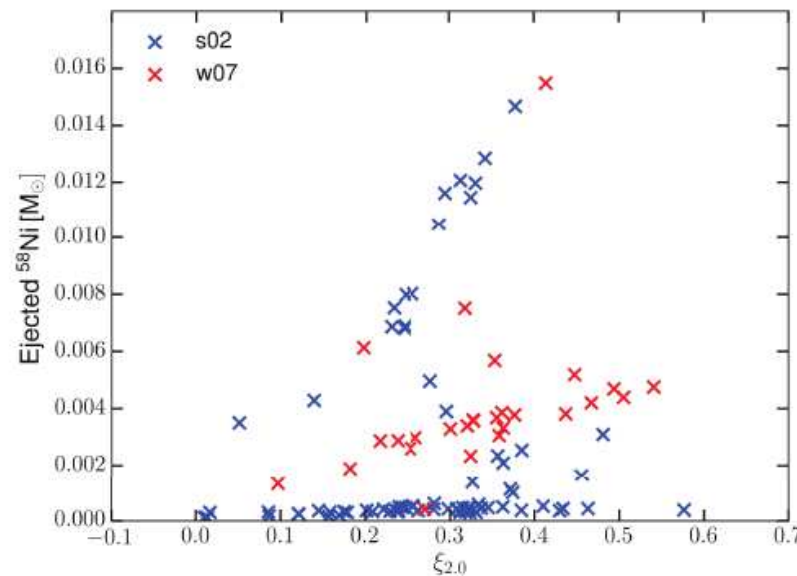
Explosion energy increases with compactness, and similarly entropy and N=Z burning products (^{56}Ni , ^{44}Ti), other isotopes ($^{57}, ^{58}\text{Ni}$) depend on Y_e .



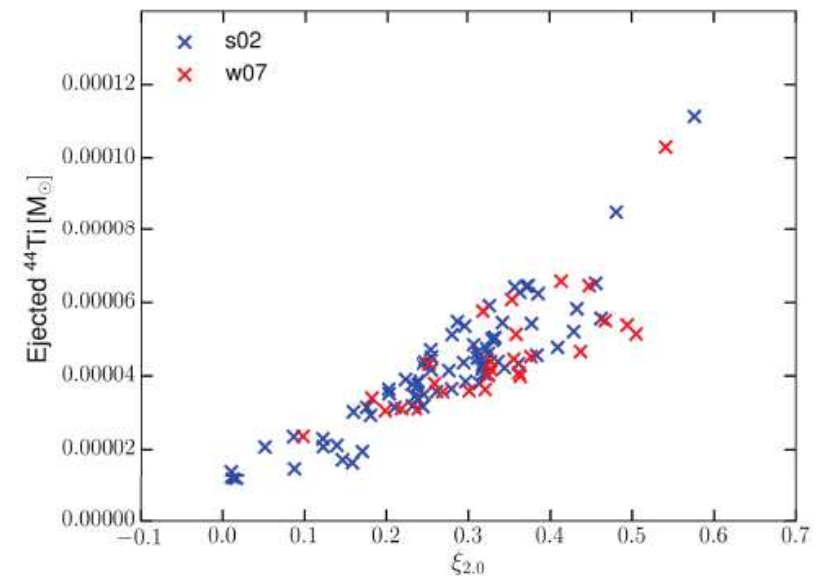
(a) Ejected ^{56}Ni plotted against compactness.



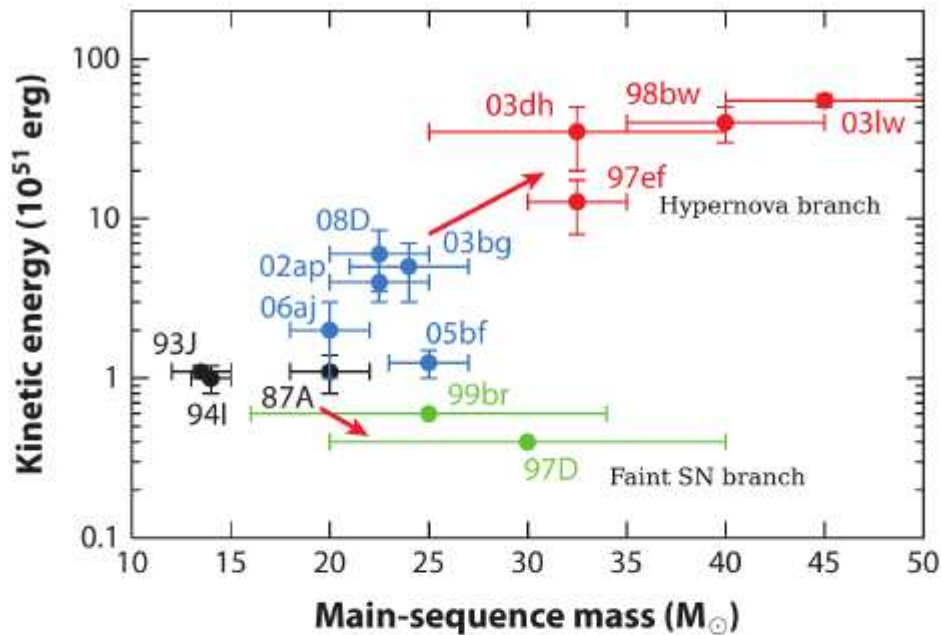
(b) Ejected ^{57}Ni plotted against compactness.



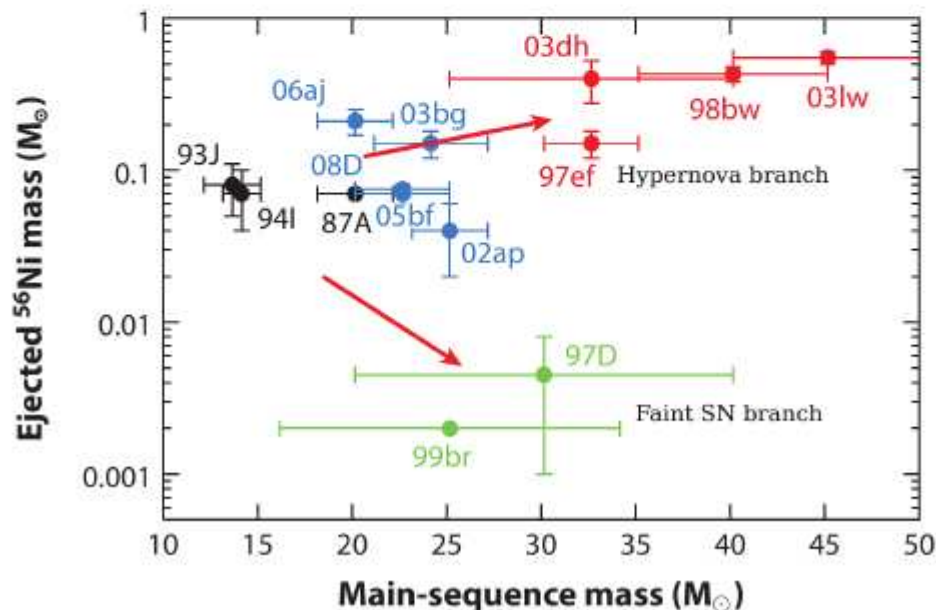
(c) Ejected ^{58}Ni plotted against compactness.



(d) Ejected ^{44}Ti plotted against compactness.



(a) Explosion energy as a function of the ZAMS mass of the progenitors for several SN and HNe reported by different authors.



(b) Ejected ^{56}Ni masses as a function of the ZAMS mass of the progenitors for several SN and HNe reported by different authors.

*What do we expect from observations?
according to Nomoto et al. (2015):*

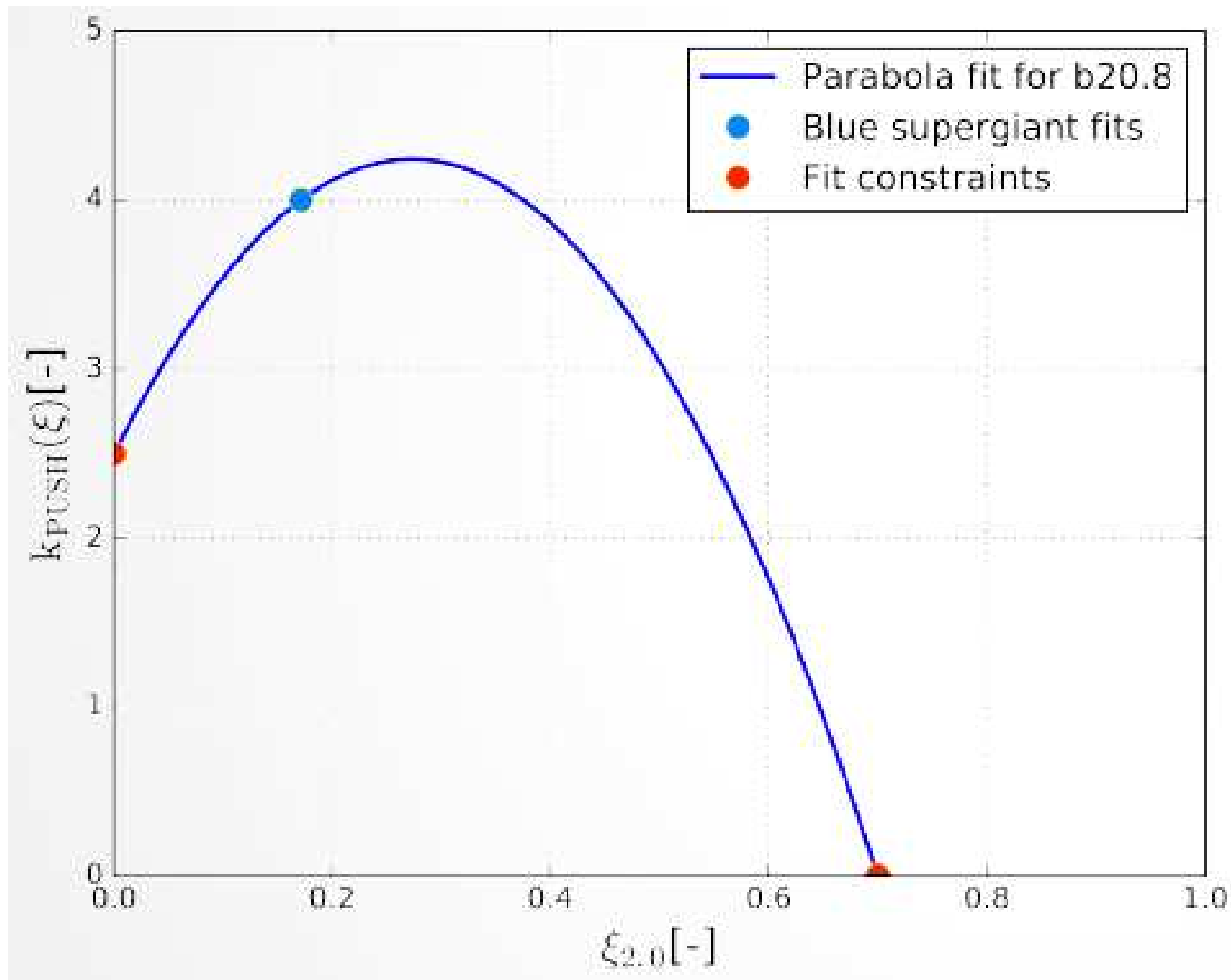
Analysis of Supernova Observations:

1. Beyond 25-30 M_{\odot} there is (on average) a transition from regular CCSNe with neutron stars to black hole formation
2. The explosions get less energetic and black holes form \rightarrow fainter and fainter supernovae
3. In rare cases for fast rotation (and possibly large magnetic fields) a black hole forms, combined with a long-duration gamma-ray burst (hypernova)

(for models without rotation 2. should be obtained)

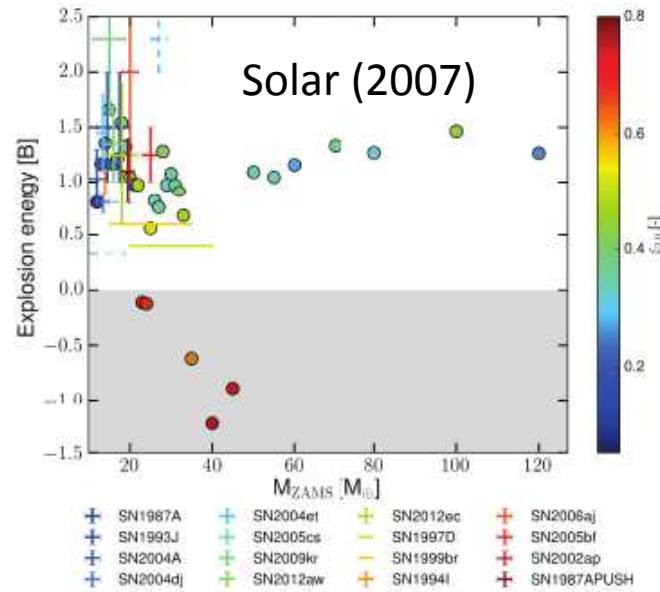
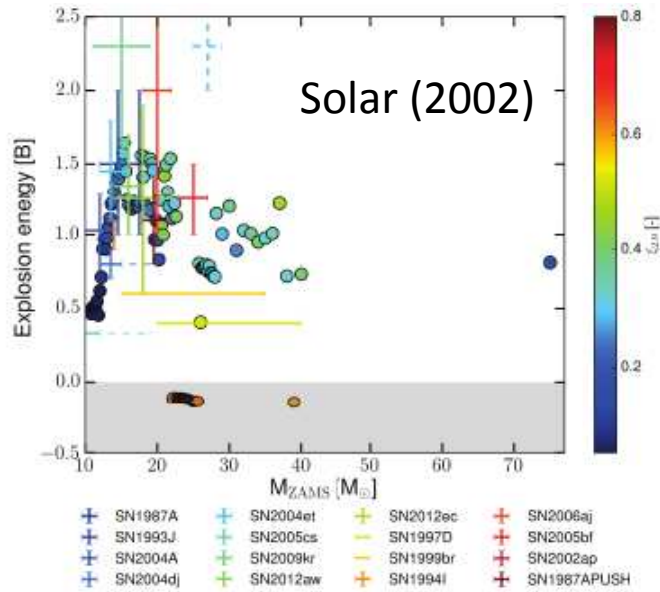
Additional data by Smartt+ 2015, Bruenn+ 2016)

A fit for the compactness dependence of the additional neutrino heating parameter k_{push} (Ebinger 2017)

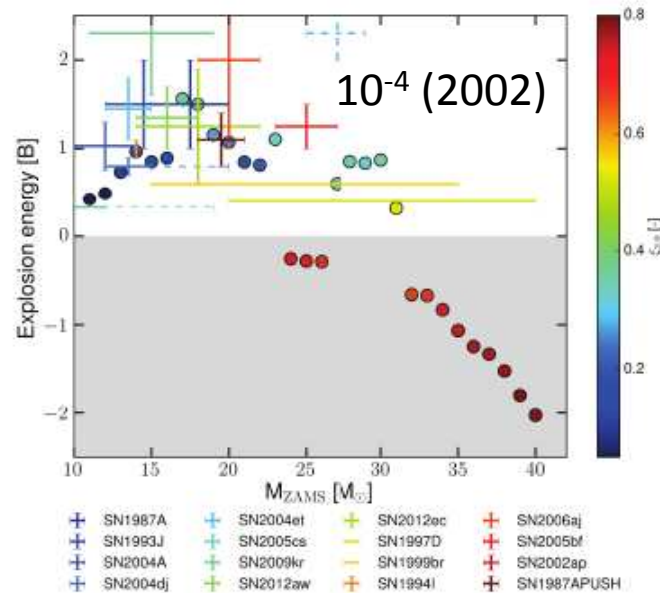
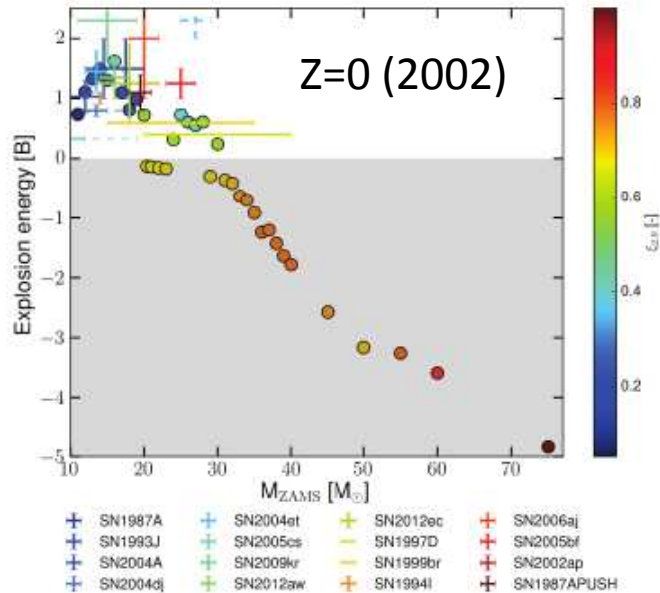


Constraints:

1. *Fitting the blue supergiant for SN1987A*
2. *fitting explosion energies and ejected Ni-masses for observed supernovae (including only the faint – not the hypernova - branch)*



(a) Explosion energies of the parabola fit of PUSH for the progenitors of the s set. (b) Explosion energies of the parabola fit of PUSH for the progenitors of the w set.



Progenitor set	Metallicity
z (2002)	$Z = 0$
u (2002)	$Z = Z_{\odot} \times 10^{-4}$
s (2002)	$Z = Z_{\odot}$
w (2007)	$Z = Z_{\odot}$

Explosion energies as function of stellar progenitor mass for different sets of stellar models

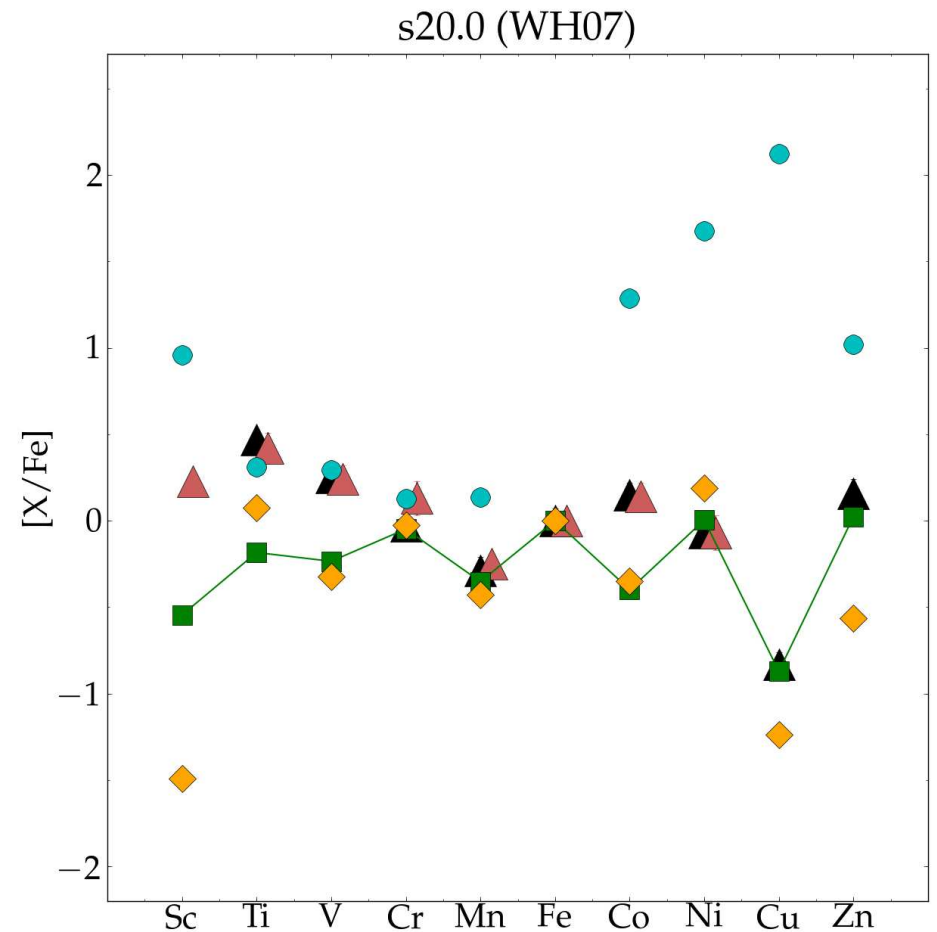
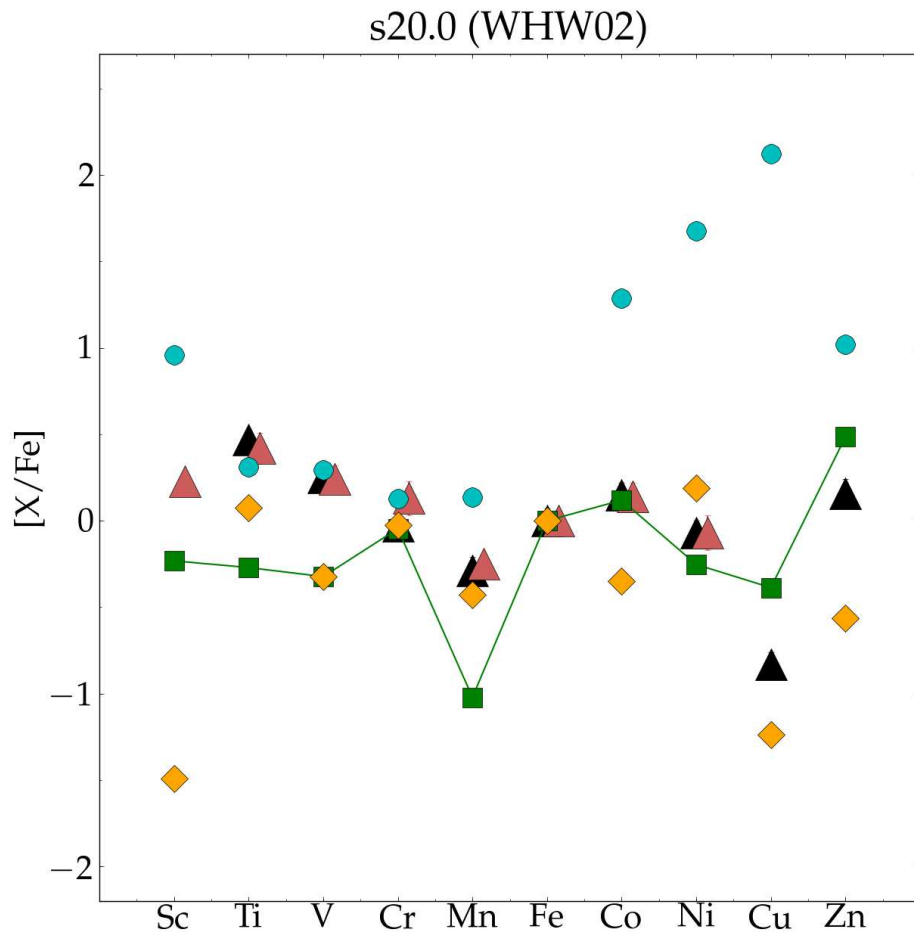
Comparison of low metallicity star HD 84937 with predicted 20Msol yields

Integration over initial mass function in prepration at NCSU

$$\left[\frac{X}{X_{\text{Fe}}} \right] = \log \left(\frac{X}{X_{\text{Fe}}} \right) - \log \left(\frac{X}{X_{\text{Fe}}} \right)_{\odot}$$



Sneden+16



While Ewald did not concentrate on neutron star mergers, others at MPA did (Ruffert, Janka, Oechslin, Just ..)

For this presently exploding field, related also to electromagnetic afterglows/counterparts and gravitational wave emission, exists a large literature (Lattimer, Schramm, Symbalisty, Meyer, Eichler, Piran, Davies, FKT, Benz, Panov, Eichler, Ruffert, Janka, Rosswog, Oechslin, Bauswein, Korobkin, Goriely, Just, Wu, Arcones, Martin, Perego, Martinez-Pinedo, Hotokezaka, Sekiguchi, Kiuchu, Wanajo, Fryer, Fernandez, Metzger, Kasen, Quaetert, Ramirez-Ruiz, Radice, Lippuner, Barnes, ... Malkus, McLaughlin, Surman, Zhu, Frensel.....)

see e.g. also recent reviews

(Fernandez & Metzger, ARNPS 2016, Metzger, Living Rev. Relativity 2017, Thielemann+, ARNPS 2017, in press),

But there is one open question:

Can the (r-process!) yields of neutron star mergers show up early enough in galactic evolution in order to explain high Eu-values in low metallicity stars? Simple IGCE models, which only mix matter via Sedov-Taylor blast waves, can not, but there exist options (large-scale turbulent mixing, different SFRs in galactic substructures, neutron star kicks) to solve these problems.

If they do not do so, we need magneto-rotational supernovae as pioneered by Ewald in his 1979 thesis!!!!!!

Backup Slides

Argast, Samland, Thielemann, Qian (2004): But do neutron star mergers show up too late in galactic evolution, although they can be dominant contributors in late phases?

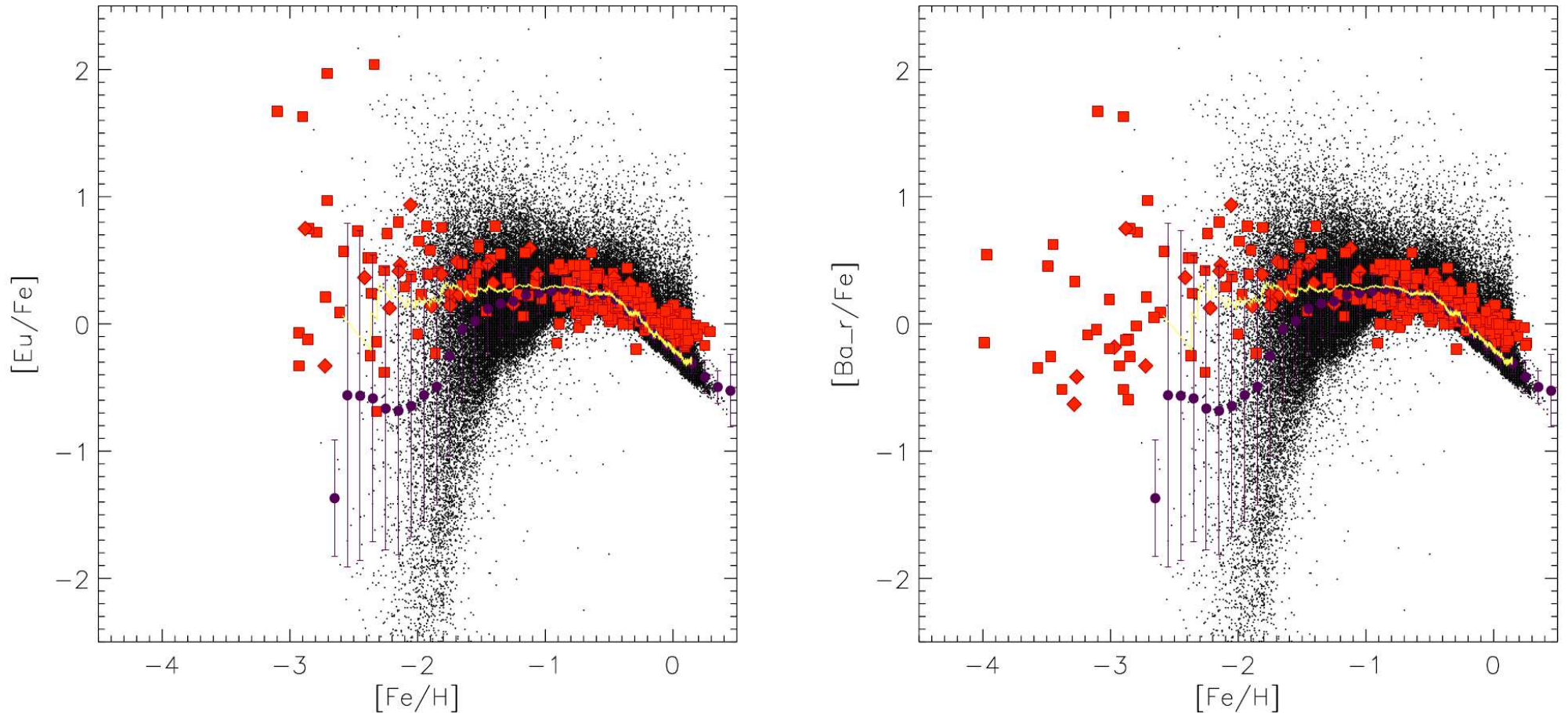
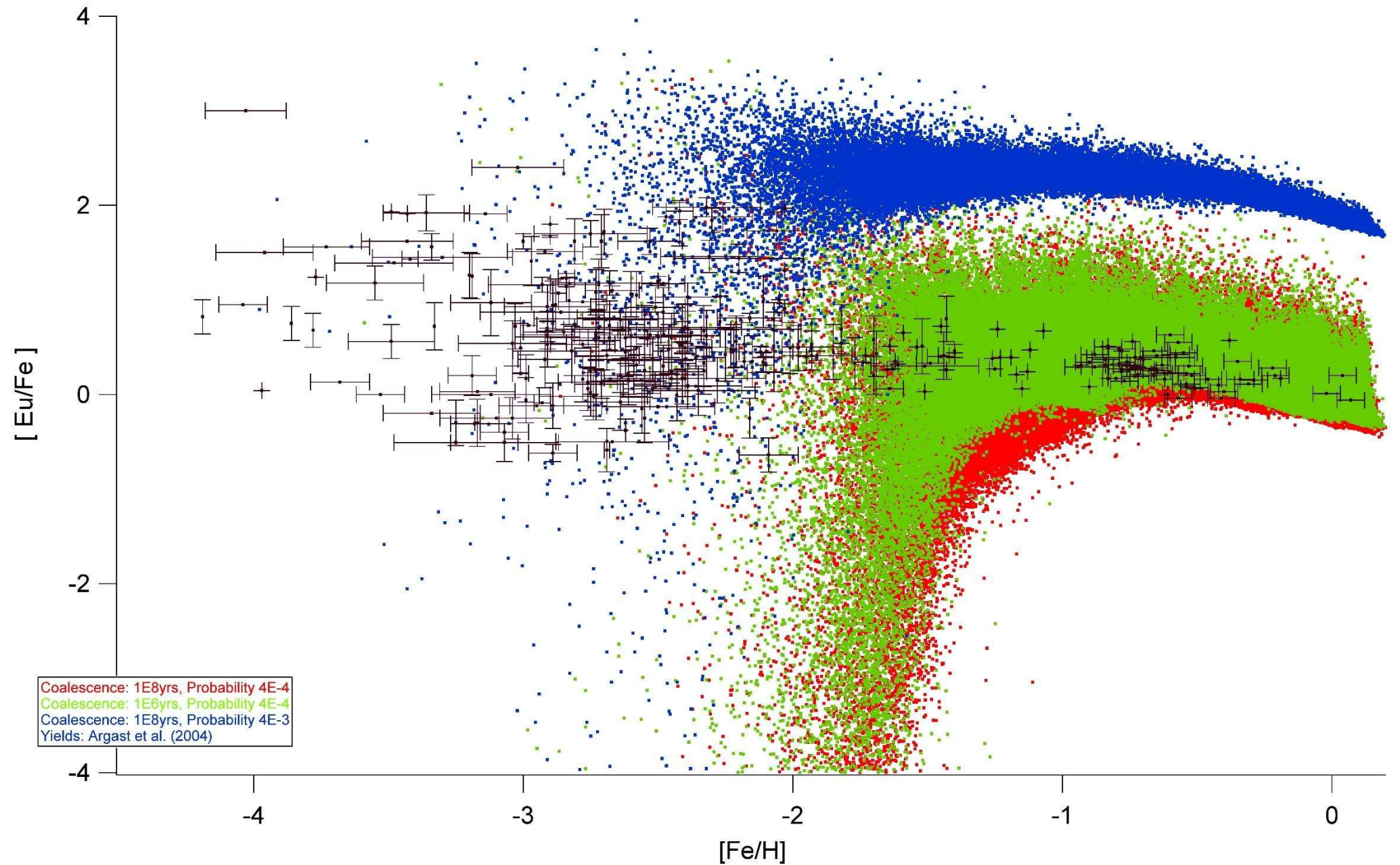


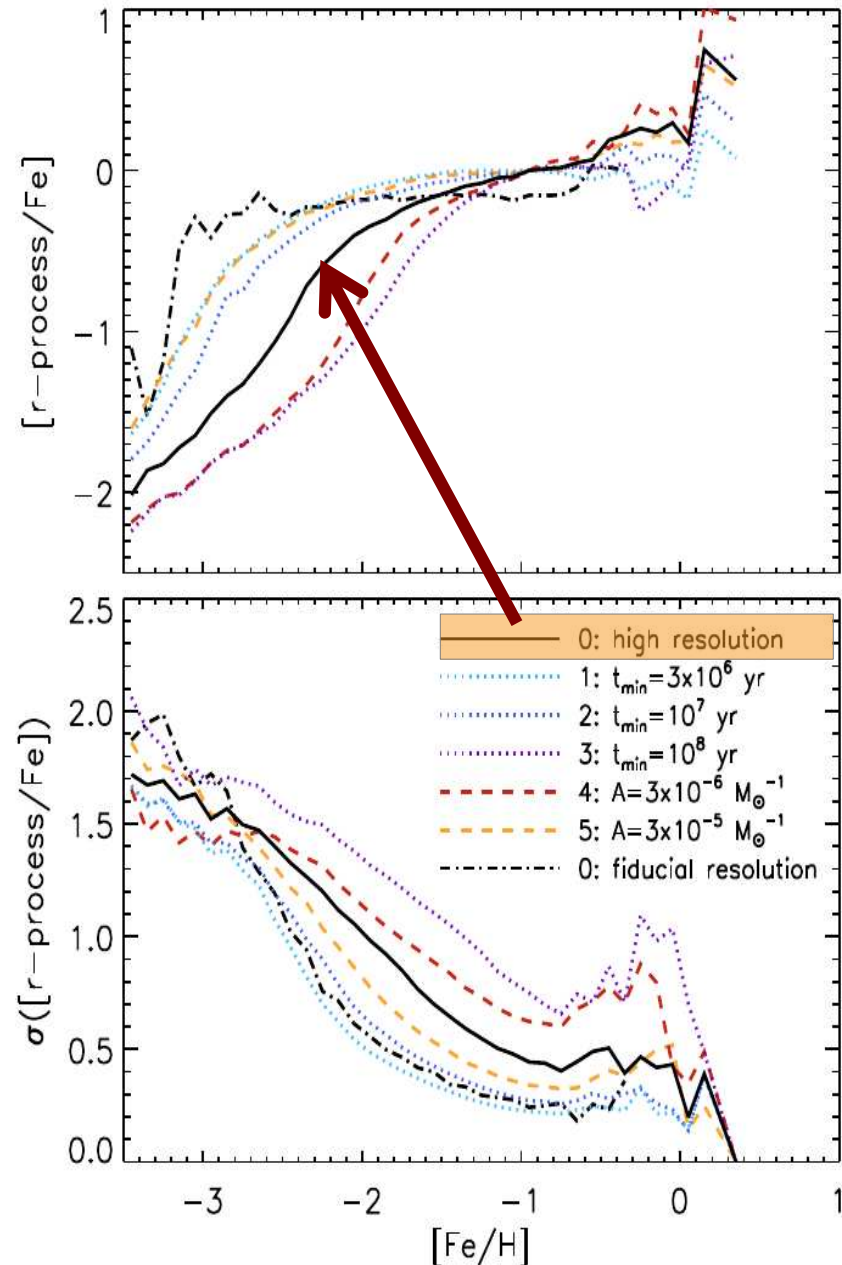
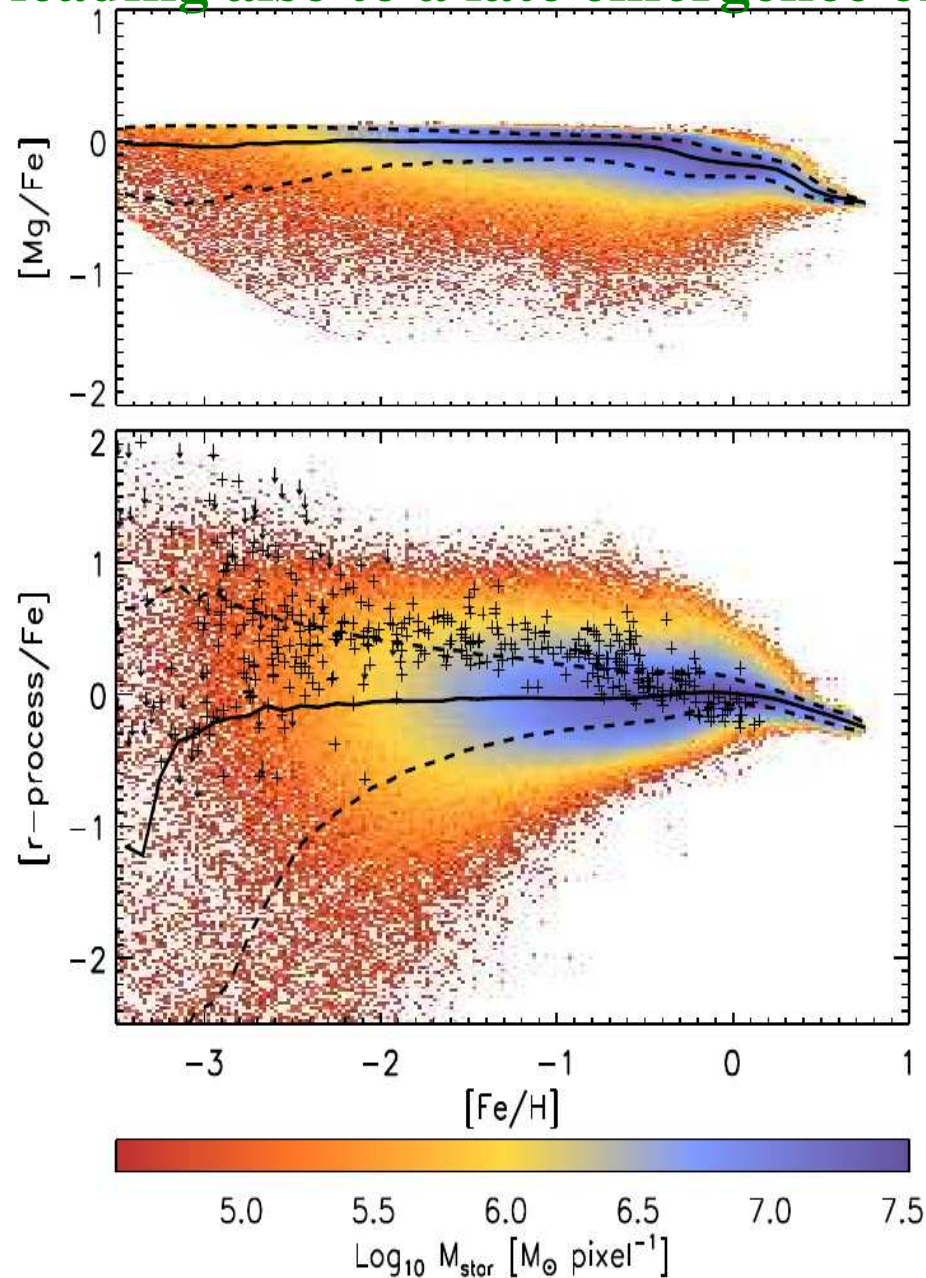
fig. 4. Evolution of $[Eu/Fe]$ and $[Ba_r/Fe]$ abundances as a function of metallicity $[Fe/H]$. NSM with a rate of $2 \times 10^{-4} \text{ yr}^{-1}$, a coalescence mescale of 10^6 yr and $10^{-3} M_{\odot}$ of ejected r-process matter are assumed to be the dominating r-process sources. Symbols are as in Fig. 1. The

This is the main question related to mergers, ($[Fe/H]$ can be shifted by different SFR in galactic subsystems), Is inhomogenous galactic evolution implemented correctly??
The problem is that the neutron star-producing SNe already produce Fe and shift to higher metallicities before the r-process is ejected!!! (neutron star kicks?)



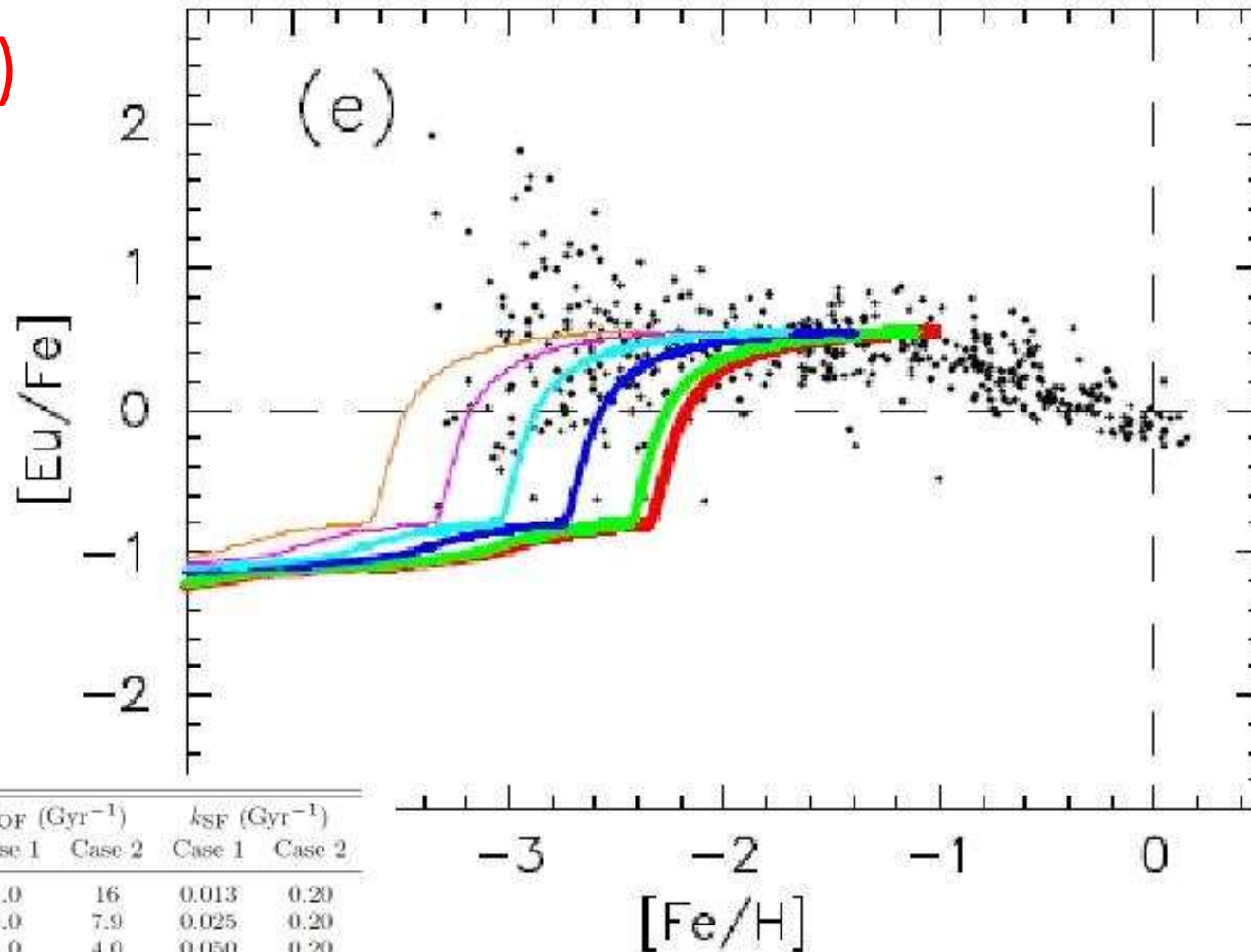
Update by Wehmeyer et al. (2015), green/red different merging time scales, blue higher merger rate (not a solution, but (i) turbulent mixing would shift the onset to lower metallicities, (ii) different SFR in initial substructures can do so)

**Inhomogeneous Chemical Evolution with SPH (van de Voort et al. 2015),
Left ejecta mixed in 5×10^6 Msol, right high resolution mixed in 5×10^4 Msol,
leading also to a late emergence of [Eu/Fe] (see also Shen et al. 2015)**



*If large-scale turbulent mixing would occur, this feature **could** be moved to lower metallicities!*

The role of sub-halos, i.e. substructures with different star formation rates (treated within the instantaneous mixing approximation IMA of ejected matter)

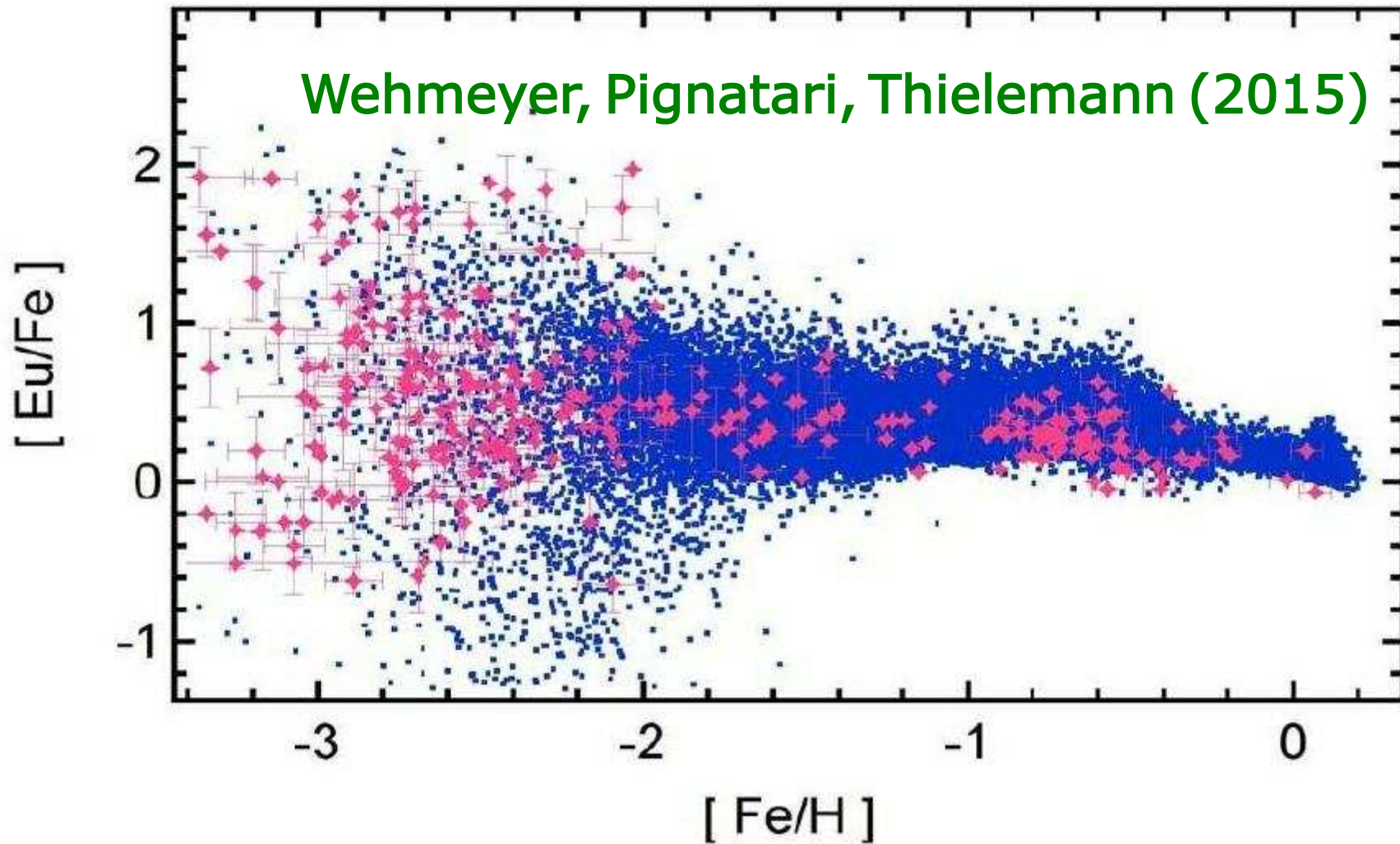


M_* (M_\odot)	η	k_{OF} (Gyr^{-1})		k_{SF} (Gyr^{-1})	
		Case 1	Case 2	Case 1	Case 2
10^4	79	1.0	16	0.013	0.20
10^5	40	1.0	7.9	0.025	0.20
10^6	20	1.0	4.0	0.050	0.20
10^7	10	1.0	2.0	0.10	0.20
10^8	5.0	1.0	1.0	0.20	0.20
2×10^8	4.1	1.0	0.81	0.25	0.20

The average over a finally merged galaxy could possibly explain observations?

Combination of NS mergers and magneto-rotational jets
in (stochastic) inhomogeneous GCE

Wehmeyer, Pignatari, Thielemann (2015)



=> in either case, the strong r-process which also produces the actinides is a rare event!!!!!!!!!!!!!!

(see also Van de Voort+, Shen+, Hirai, Ishimaru+, Cescutti+)