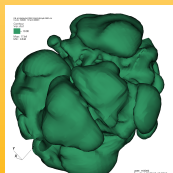
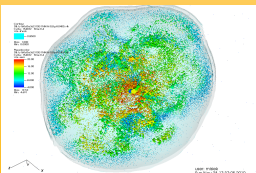
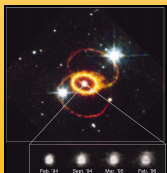


Podstawy astrofizyki i astronomii

Andrzej Odrzywołek

Zakład Teorii Względności i Astrofizyki, Instytut Fizyki UJ

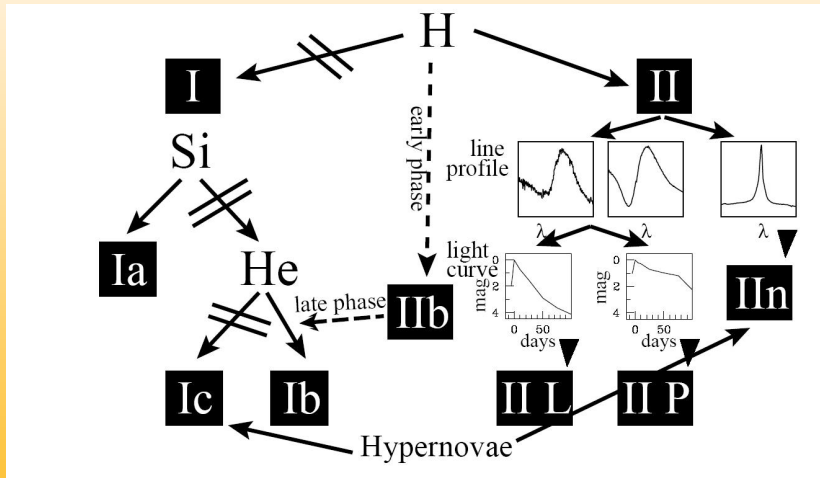
21 maja 2024



Klasyfikacja astronomiczna i astrofizyczna supernowych

Typ	Ia	Ib → Ic	IIb → II-L(P)
Definicja	Brak linii wodoru		Silne linie wodoru
Występowanie	Wszędzie	Ramiona spiralne, rejony powstawania gwiazd	
Częstość w Galaktyce	30% ~1/200 lat	10% ~1/500 lat	60% ~1/100 lat
Jasność absolutna	-20 ^m skalowalna	-17 ^m ...-18 ^m (-19.5 ^m)	-16 ^m ...-19 ^m (-20 ^m)
Widmo w maksimum	Absorbpcja Si II na $\lambda 6355\text{\AA}$	Brak lub b. słabe Si II	Silna linia H α
Późne widmo	emisja [FeII]	Wzbroniona emisja [OI] + [CaII]	
Pozostałość mgławicowa	Shell	Shell	Asymetryczna lub Plerion
Pozostałość zwarta	Brak	Gwiazda neutronowa lub czarna dziura	
Progenitor	Biały karzeł w ukł. podwójnym	Masywna gwiazda „obdarta” z H/He	Masywna gwiazda
Źródło świecenia	Rozpad $^{56}\text{Ni} \rightarrow 6 \text{ dni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow 77 \text{ dni} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$		
Źródło energii	Synteza C/O → Fe	Strumień neutrin ?	
Mechanizm	Wybuch termojądrowy	Kolaps rdzenia Fe	

Klasyfikacja obserwacyjna: schemat



Interpretacja klasyfikacji

Pozornie skomplikowany schemat klasyfikacyjny można uporządkować zakładając, że:

- w centrum gwiazdy dochodzi do punktowej eksplozji wydzielającej dużą energię
- to co zobaczymy na niebie zależy przede wszystkim od struktury gwiazdy w obszarze bliskim jej powierzchni

- typ IIn

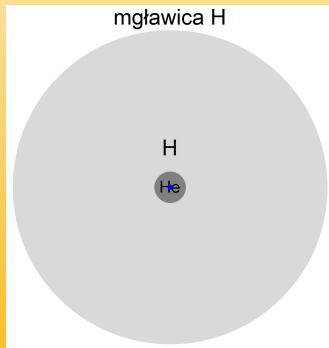
- typ IIP

- typ IIL

- typ IIb

- typ Ib

- typ Ic

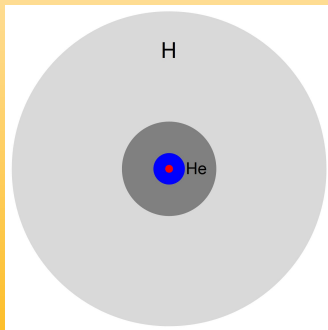


Interpretacja klasyfikacji

Pozornie skomplikowany schemat klasyfikacyjny można uporządkować zakładając, że:

- w centrum gwiazdy dochodzi do punktowej eksplozji wydzielającej dużą energię
- to co zobaczymy na niebie zależy przede wszystkim od struktury gwiazdy w obszarze bliskim jej powierzchni

- typ IIn
- typ IIP
- typ IIL
- typ IIb
- typ Ib
- typ Ic

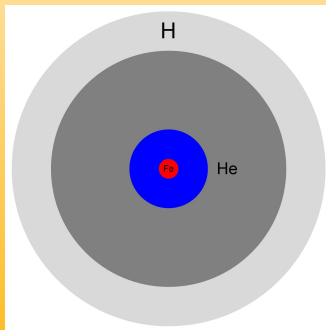


Interpretacja klasyfikacji

Pozornie skomplikowany schemat klasyfikacyjny można uporządkować zakładając, że:

- w centrum gwiazdy dochodzi do punktowej eksplozji wydzielającej dużą energię
- to co zobaczymy na niebie zależy przede wszystkim od struktury gwiazdy w obszarze bliskim jej powierzchni

- typ IIn
- typ IIP
- typ IIL
- typ IIb
- typ Ib
- typ Ic

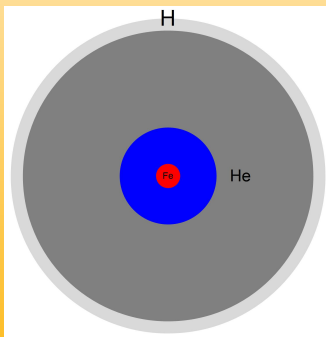


Interpretacja klasyfikacji

Pozornie skomplikowany schemat klasyfikacyjny można uporządkować zakładając, że:

- w centrum gwiazdy dochodzi do punktowej eksplozji wydzielającej dużą energię
- to co zobaczymy na niebie zależy przede wszystkim od struktury gwiazdy w obszarze bliskim jej powierzchni

- typ II_n
- typ II_P
- typ II_L
- **typ II_b**
- typ Ib
- typ Ic

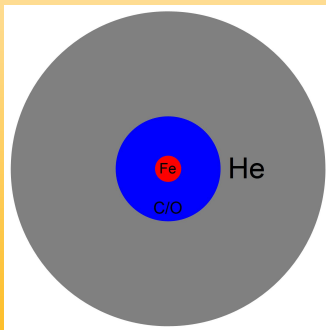


Interpretacja klasyfikacji

Pozornie skomplikowany schemat klasyfikacyjny można uporządkować zakładając, że:

- w centrum gwiazdy dochodzi do punktowej eksplozji wydzielającej dużą energię
- to co zobaczymy na niebie zależy przede wszystkim od struktury gwiazdy w obszarze bliskim jej powierzchni

- typ IIn
- typ IIP
- typ IIL
- typ IIb
- typ Ib
- typ Ic

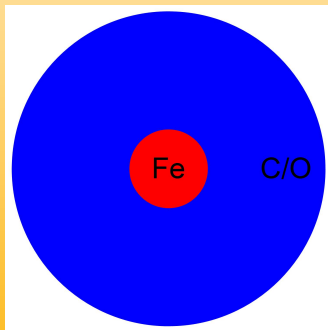


Interpretacja klasyfikacji

Pozornie skomplikowany schemat klasyfikacyjny można uporządkować zakładając, że:

- w centrum gwiazdy dochodzi do punktowej eksplozji wydzielającej dużą energię
- to co zobaczymy na niebie zależy przede wszystkim od struktury gwiazdy w obszarze bliskim jej powierzchni

- typ IIn
- typ IIP
- typ IIL
- typ I Ib
- typ Ib
- typ Ic



Pozostałości po supernowych

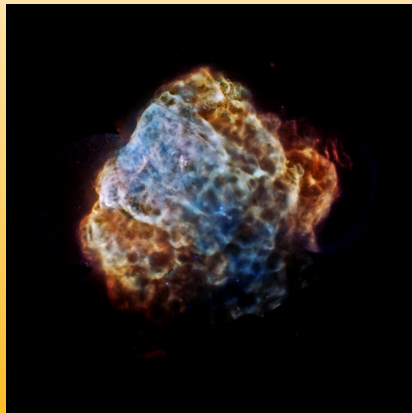
Podstawowe typy pozostałości po supernowych:

- sferyczna (ang. shell) (kto widzi „uszy”?)
- asymetryczna (z „odrzutem”)
- plerion (mgławica pulsarowa)



Podstawowe typy pozostałości po supernowych:

- sferyczna (ang. shell) (kto widzi „uszy”?)
- asymetryczna (z „odrzutem”)
- plerion (mgławica pulsarowa)



Pozostałości po supernowych

Podstawowe typy pozostałości po supernowych:

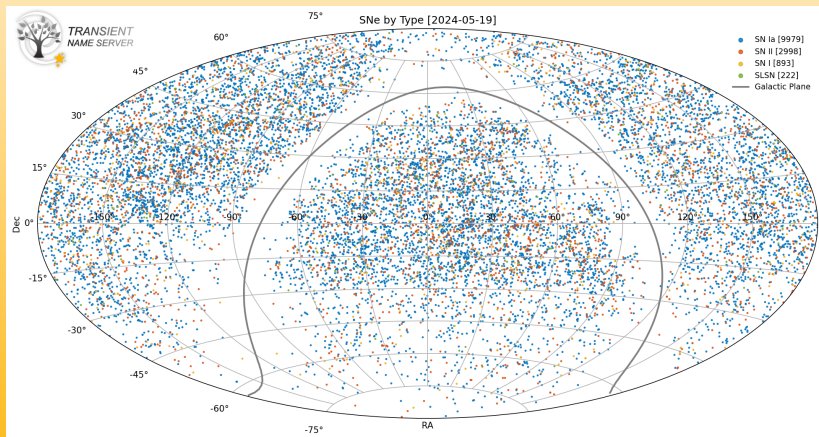
- sferyczna (ang. shell) (kto widzi „uszy”?)
- asymetryczna (z „odrzutem”)
- plerion (mgławica pulsarowa)



Częstość występowania supernowych

Ilość SN jest powiązana z tempem produkcji gwiazd, np:

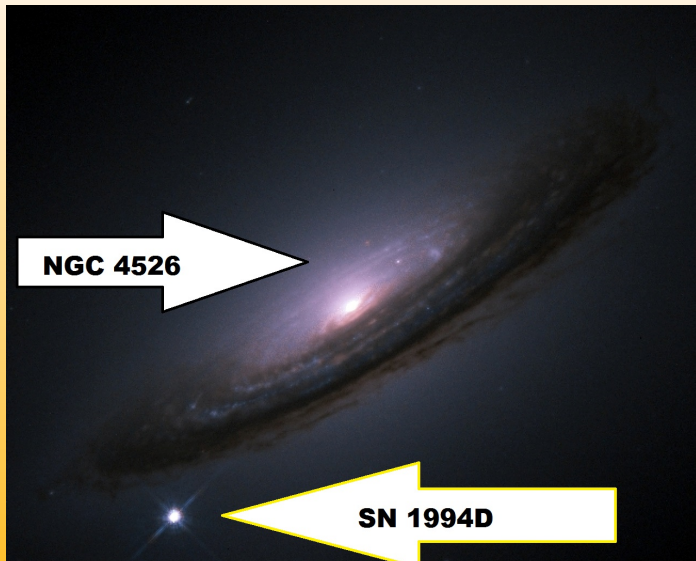
- galaktyka NGC6946: 10 supernowych przez ostatnich 100 lat: SN1917A, SN1939C, SN1948B, SN1968D, SN1969P, SN1980K, SN2002hh, SN2004et, SN2008S, SN2017eaw;
- galaktyka M61: 8 supernowych: SN1926A, SN1961I, SN1964F, SN1999gn, SN2006ov, SN2008in, SN2014dt, SN2020jfo;
- galaktyka M31 (Andromeda): ostatnia w SN1885 roku;
- Galaktyka: ostatnia w SN1604 roku !



Lokalizacja supernowych



Lokalizacja supernowych



Klasyfikacja fizyczna supernowych

Typ	Termojądrowe	Implozyjne
Klasyfikacja	Ia	Ib/c, II, L-GRB
Źródło energii	termojądrowa	grawitacyjna
Energia eksplozji	10^{51} erg	10^{51} erg
Neutrino	10^{49} ergs (1%)	10^{53} ergs (99%)
Progenitor	biały karzeł	Masywna gwiazda $M > 8M_{\odot}$
Przykłady	SN2011fe	SN1987A
Pozostałość	Sferyczna mgławica	Gwiazda neutronowa lub czarna dziura
Przyczyna eksplozji	Zapłon termojądrowy	Kolaps grawitacyjny

Teoria supernowych implozyjnych (ang. core-collapse supernova)

Teoria supernowych implozyjnych: fakty

- wyzwolona podczas kolapsu rdzenia Fe (o masie $\sim 1-2 M_{\odot}$) do rozmiaru gwiazdy neutronowej ($R_{NS} \simeq 10 \text{ km}$) energia grawitacyjna

$$G \frac{M_{\odot}^2}{R_{NS}} \simeq 3 \times 10^{46} \text{ J} = 300 \text{ foe}$$

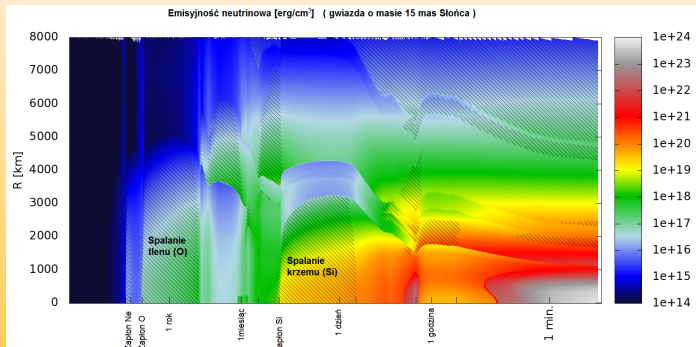
1 foe = 10^{51} erg (fifty-one-ergs) = 1 B (Bethe)

- czas kolapsu jądra masy $1 M_{\odot}$ i promieniu $R_{Fe} \simeq 2000 \text{ km}$, czyli średniej gęstości $\bar{\rho} \simeq 6 \times 10^7 \text{ g/cm}^3$

$$\tau \simeq \frac{1}{\sqrt{G\bar{\rho}}} = 0.5 \text{ s}$$

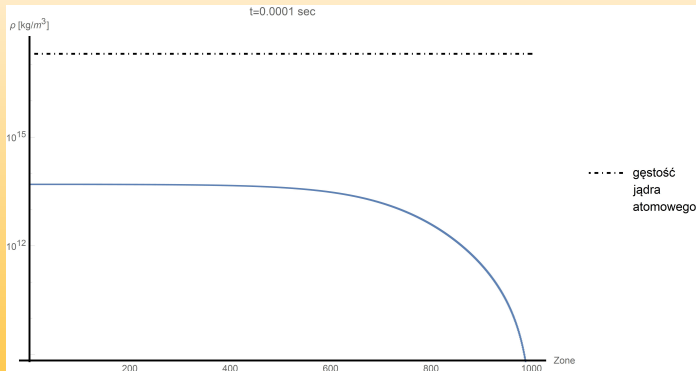
- obserwowana energia eksplozji (bez neutrin) to kilka foe
- sprawność mechanizmu supernowej (ang. supernova engine) na poziomie 1% jest wystarczająca do zniszczenia gwiazdy

Pre-supernowa: ostatni tydzień przed wybuchem

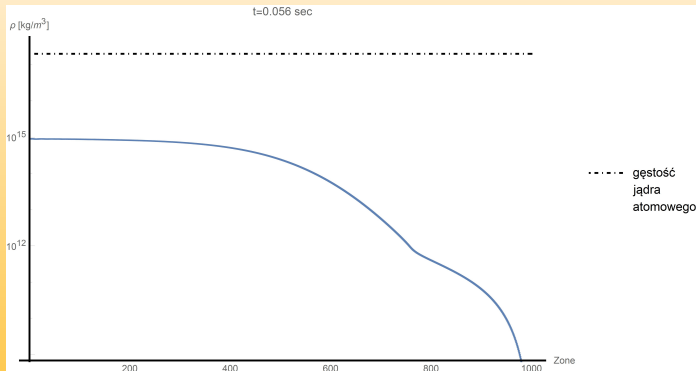


<https://www.lowbg.org/presnalarm/>

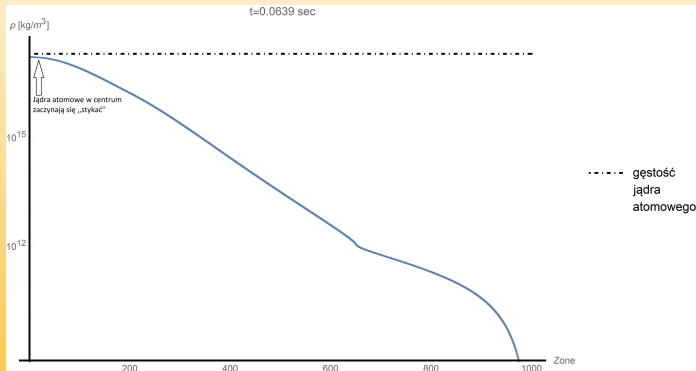
Przebieg kolapsu: obliczenia programem GR1D



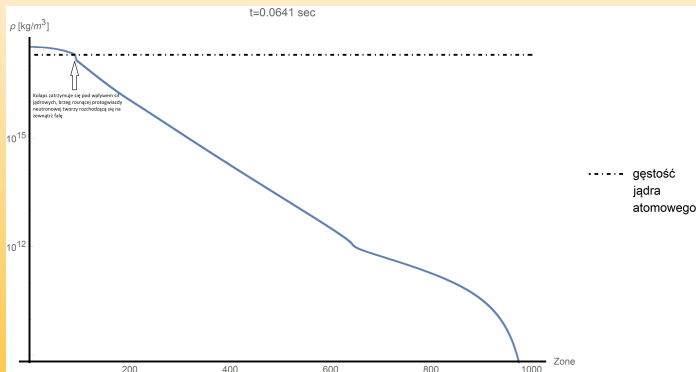
Przebieg kolapsu: obliczenia programem GR1D



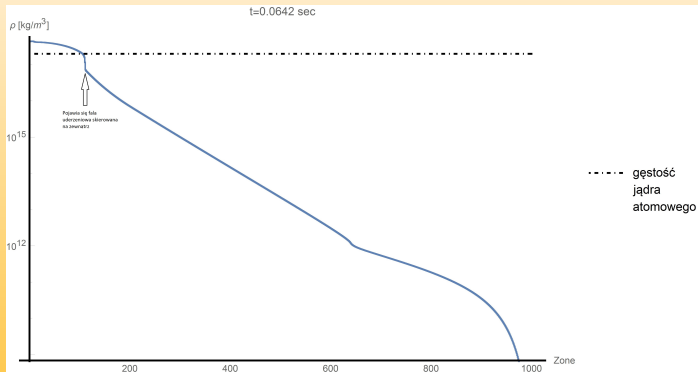
Przebieg kolapsu: obliczenia programem GR1D



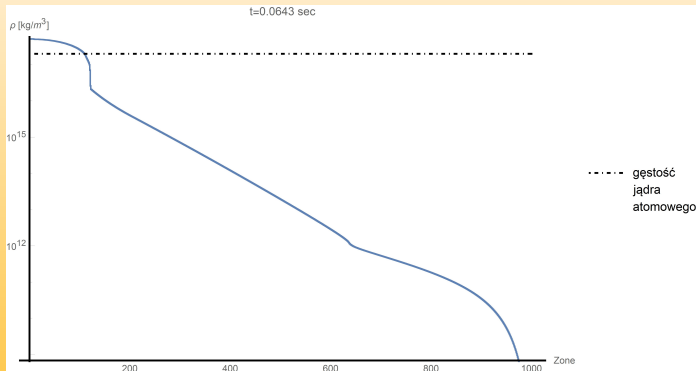
Przebieg kolapsu: obliczenia programem GR1D



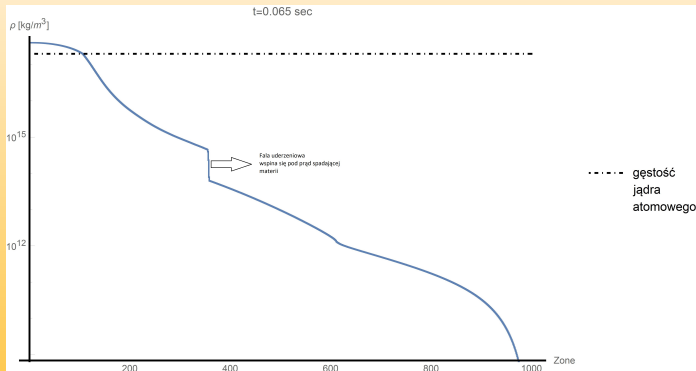
Przebieg kolapsu: obliczenia programem GR1D



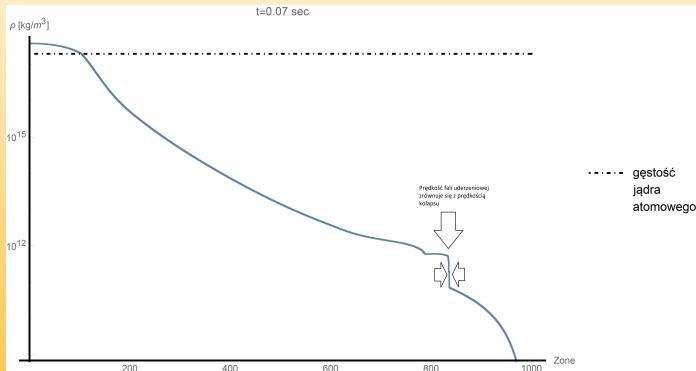
Przebieg kolapsu: obliczenia programem GR1D

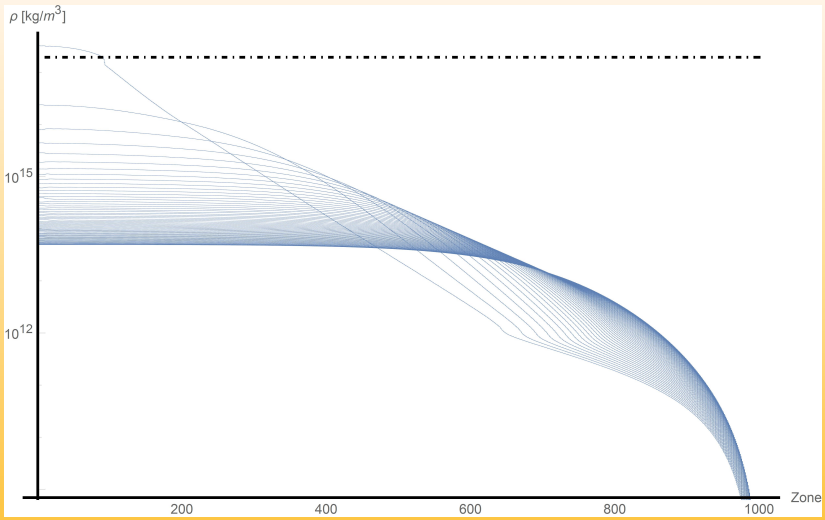


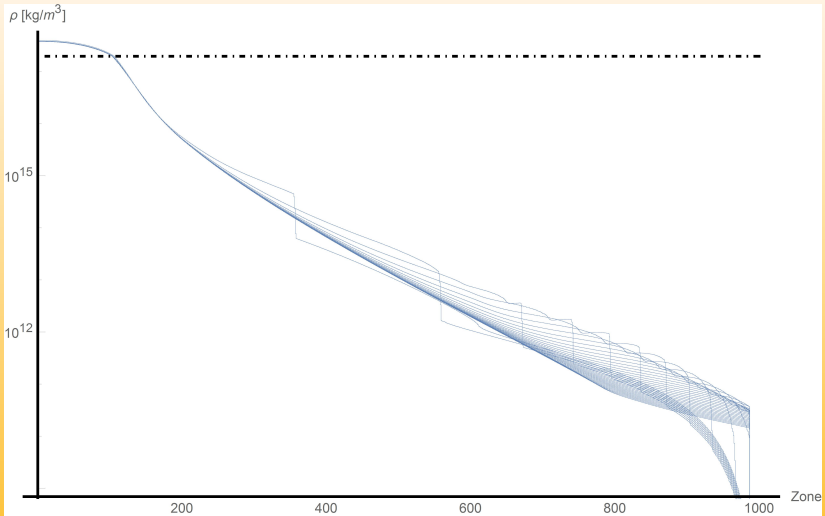
Przebieg kolapsu: obliczenia programem GR1D



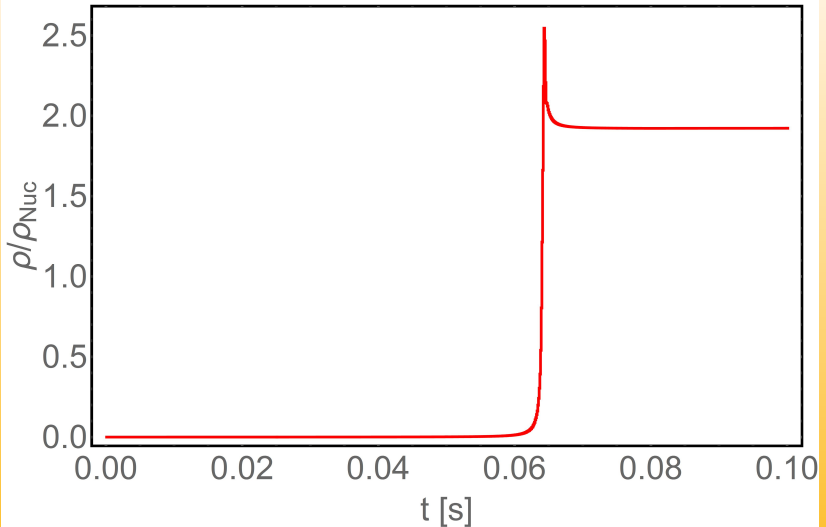
Przebieg kolapsu: obliczenia programem GR1D



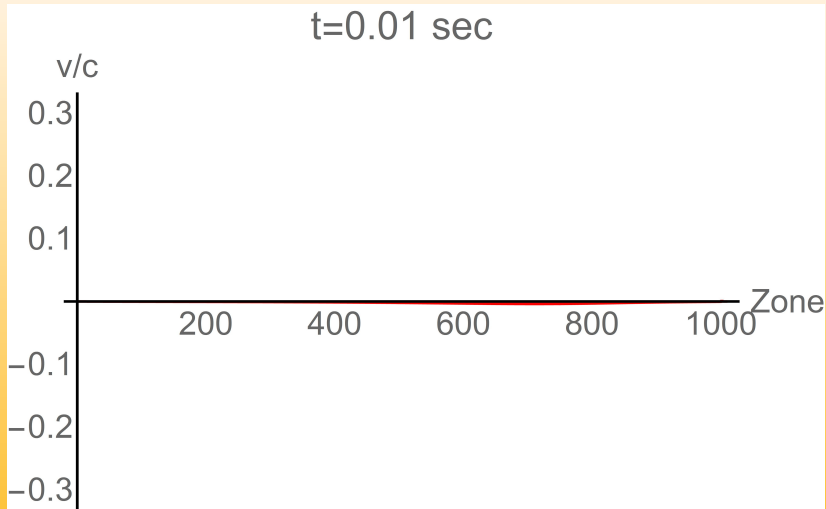




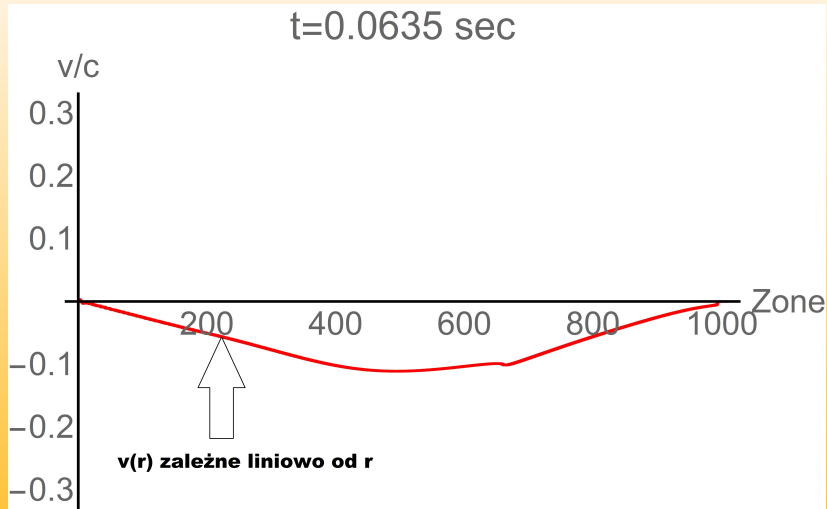
Core bounce



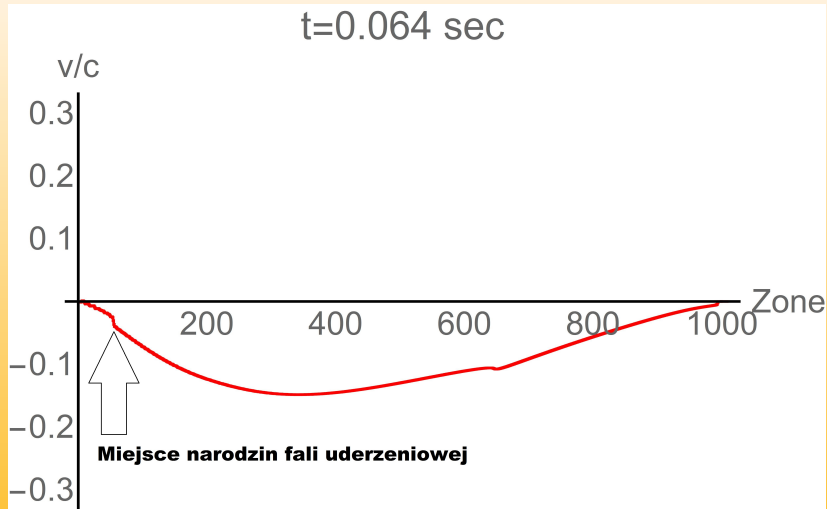
Prędkość kolapsu i fali uderzeniowej



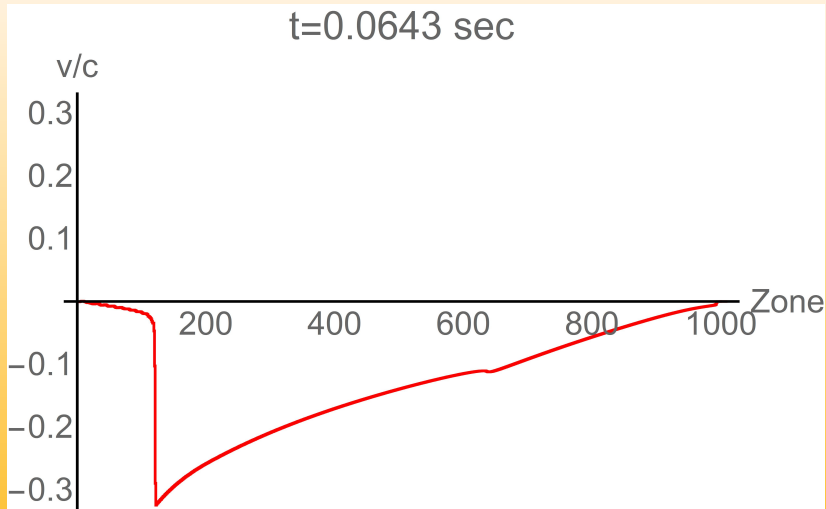
Prędkość kolapsu i fali uderzeniowej



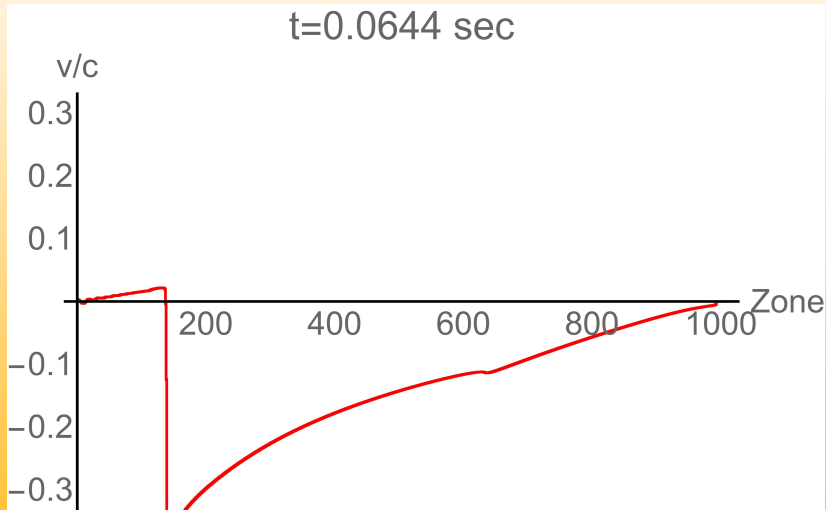
Prędkość kolapsu i fali uderzeniowej



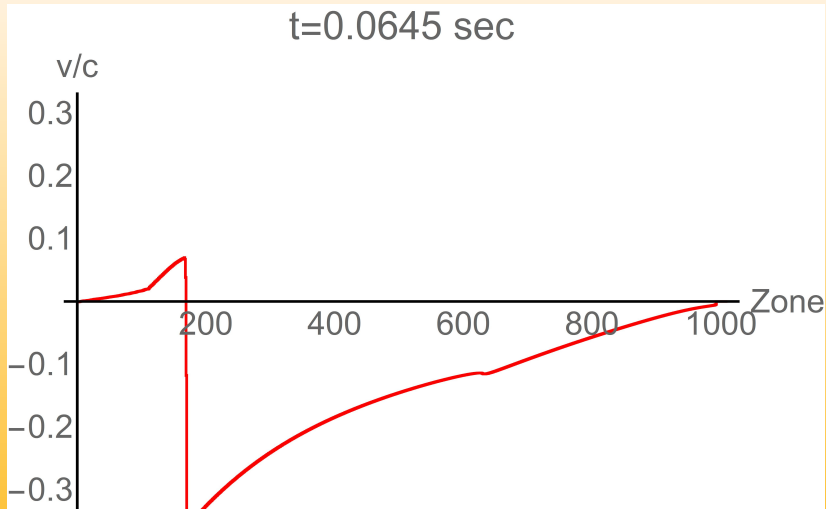
Prędkość kolapsu i fali uderzeniowej



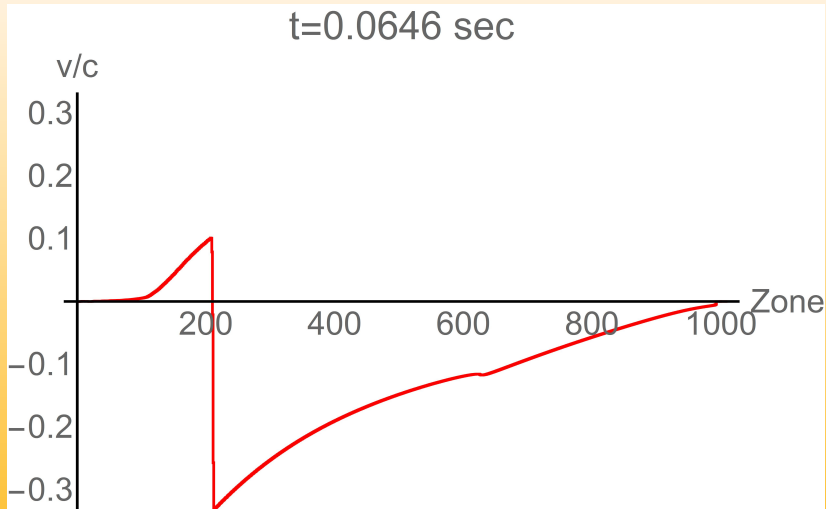
Prędkość kolapsu i fali uderzeniowej



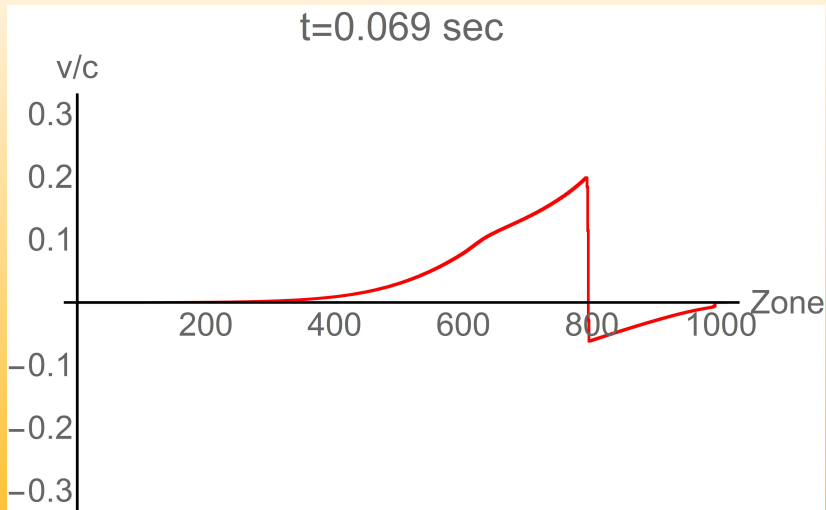
Prędkość kolapsu i fali uderzeniowej



Prędkość kolapsu i fali uderzeniowej



Prędkość kolapsu i fali uderzeniowej



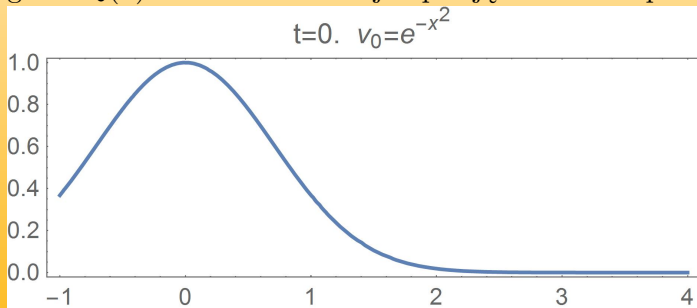
Równanie Burgersa

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \quad v = v(x, t)$$

Rozwiązanie symboliczne $v(x, t)$ w postaci uwikłanej to:

$$v = v_0(x - vt)$$

gdzie $v_0(x)$ to dowolna funkcja opisująca warunki początkowe.



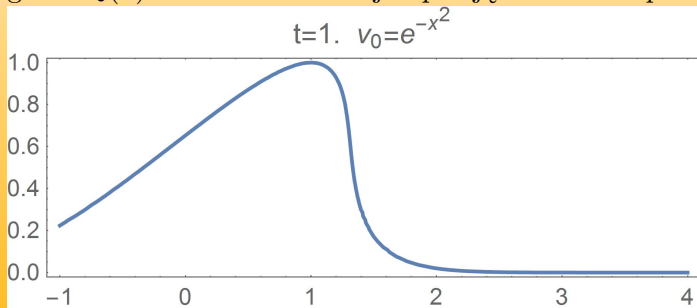
Równanie Burgersa

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \quad v = v(x, t)$$

Rozwiązanie symboliczne $v(x, t)$ w postaci uwikłanej to:

$$v = v_0(x - vt)$$

gdzie $v_0(x)$ to dowolna funkcja opisująca warunki początkowe.



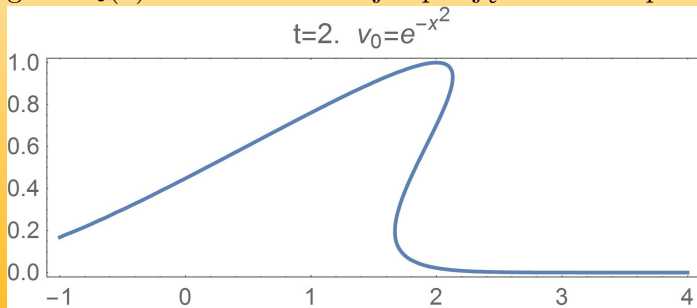
Równanie Burgersa

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \quad v = v(x, t)$$

Rozwiązanie symboliczne $v(x, t)$ w postaci uwikłanej to:

$$v = v_0(x - vt)$$

gdzie $v_0(x)$ to dowolna funkcja opisująca warunki początkowe.



Równanie Burgersa z lepkością

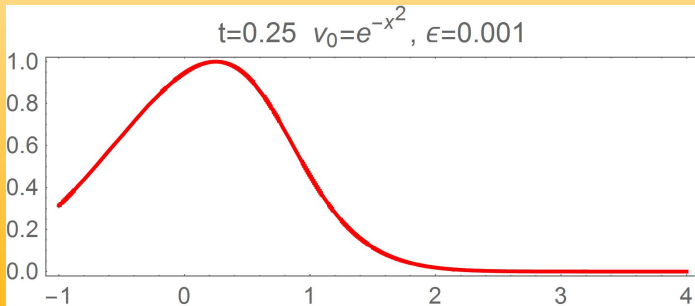
$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = \epsilon \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}, \quad v = v(x, t), \quad \epsilon \rightarrow 0$$

Transformacją Cole-Hopf $v = -2\epsilon \frac{\partial \ln \phi}{\partial x}$ sprowadzamy je do równania dyfuzji

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \epsilon \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2},$$

co pozwala na podanie rozwiązania

$$\phi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\epsilon t}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(x-y)^2}{4\epsilon t} - \frac{1}{2\epsilon} \int_0^y v_0(z) dz} dy.$$



Równanie Burgersa z lepkością

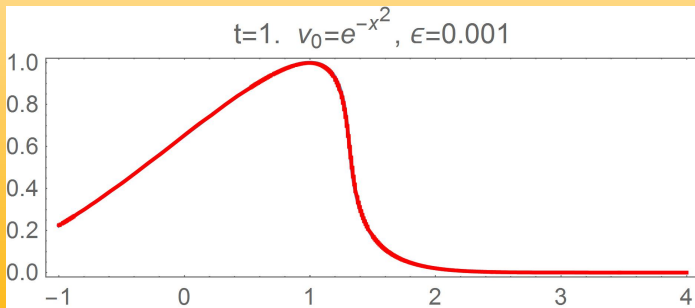
$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = \epsilon \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}, \quad v = v(x, t), \quad \epsilon \rightarrow 0$$

Transformacją Cole-Hopfa $v = -2\epsilon \frac{\partial \ln \phi}{\partial x}$ sprowadzamy je do równania dyfuzji

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \epsilon \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2},$$

co pozwala na podanie rozwiązania

$$\phi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\epsilon t}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(x-y)^2}{4\epsilon t} - \frac{1}{2\epsilon} \int_0^y v_0(z) dz} dy.$$



Równanie Burgersa z lepkością

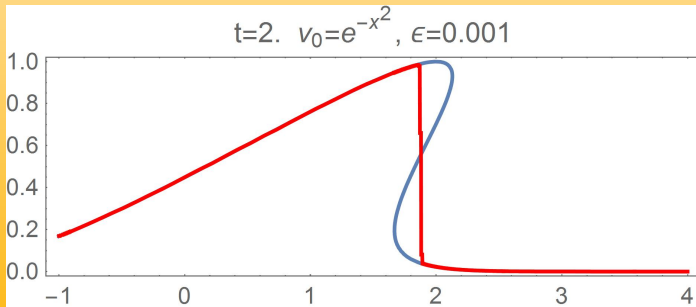
$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = \epsilon \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}, \quad v = v(x, t), \quad \epsilon \rightarrow 0$$

Transformacją Cole-Hopfa $v = -2\epsilon \frac{\partial \ln \phi}{\partial x}$ sprowadzamy je do równania dyfuzji

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \epsilon \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2},$$

co pozwala na podanie rozwiązania

$$\phi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\epsilon t}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(x-y)^2}{4\epsilon t} - \frac{1}{2\epsilon} \int_0^y v_0(z) dz} dy.$$



Postać zachowawcza r. hydrodynamiki

Użycie „sztucznej” lepkości (artificial viscosity) nie jest optymalnym sposobem operowania falami uderzeniowymi. Przepiszmy równania w postaci zawierającej wyłącznie wielkości zachowane

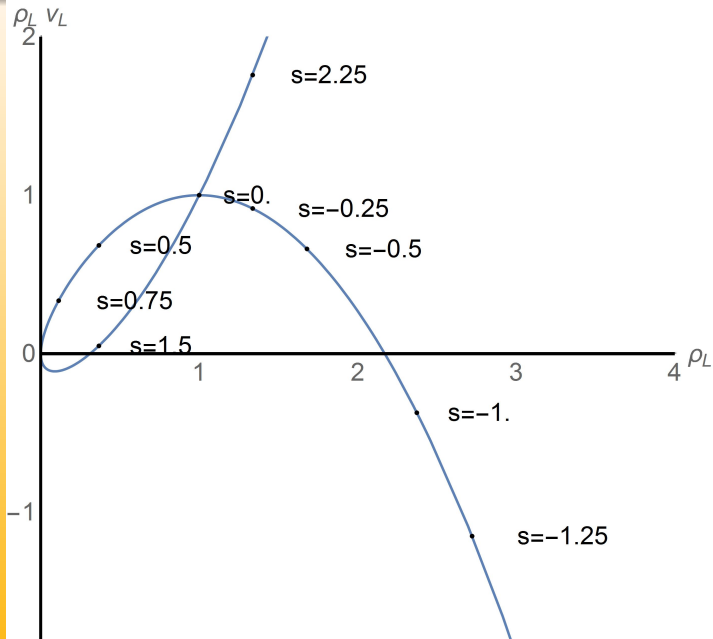
$$\begin{cases} \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho v^2 + P}{\partial x} = 0 & \text{zachowanie pędu} \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v}{\partial x} = 0 & \text{zachowanie masy} \end{cases}$$

Tylko w takiej postaci otrzymamy poprawną szybkość s frontu fali uderzeniowej. Wartości po lewej (L) i po prawej (R) stronie nieciągłości muszą spełniać prawa zachowania:

$$\begin{cases} (\rho_L - \rho_R)s = \rho_L v_L - \rho_R v_R \\ (\rho_L v_L - \rho_R v_R)s = \rho_L v_L^2 + P_L - \rho_R v_R^2 - P_R \end{cases}$$

Rozwiązanie układu w zależności od parametru s przy ustalonych np: ρ_R, v_R określa wartości ρ_L, v_L po przejściu nieciągłości.

Hugoniot locus (warunki Rankine-Hugoniota)



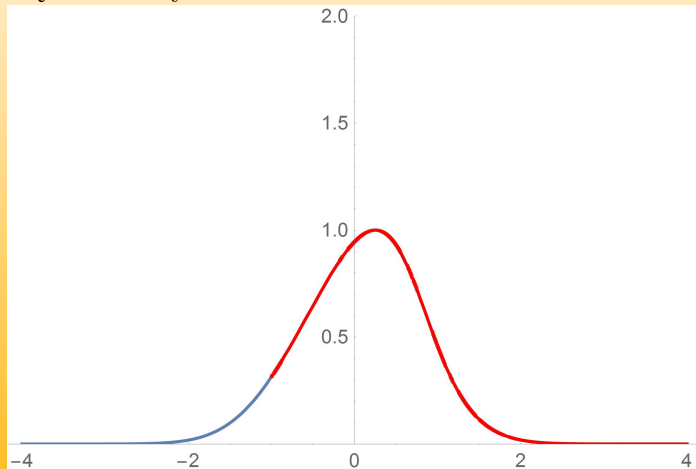
Co się stanie, gdy wartości po lewej i prawej stronie nieciągłości nie spełniają warunków Rankine'a-Hugoniota? Odpowiedź to rozwiązanie problemu Riemanna, które jest kombinacją:

- fal uderzeniowych (ang. shock)
- samopodobnych fal rozrzedzenia (ang. rarefaction)
- nieciągłości kontaktowych

Rozwiązanie stosujemy dla fal uderzeniowych, które natrafiły na nieciągłość (np: granica H/He w gwiazdzie), oraz w metodach numerycznych typu Godunova.

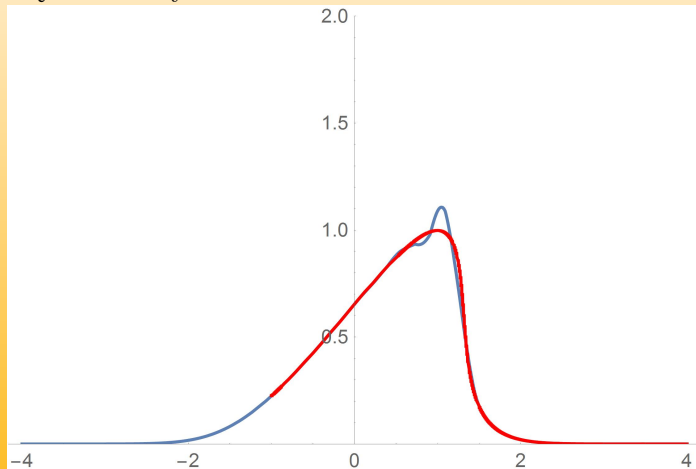
Błędne rozwiązania numeryczne

Zastosowanie naiwnych metod typu różnic skończonych w problemach z falami uderzeniowymi skutkuje katastrofalnymi błędami. Przykład z **NDSolve**:



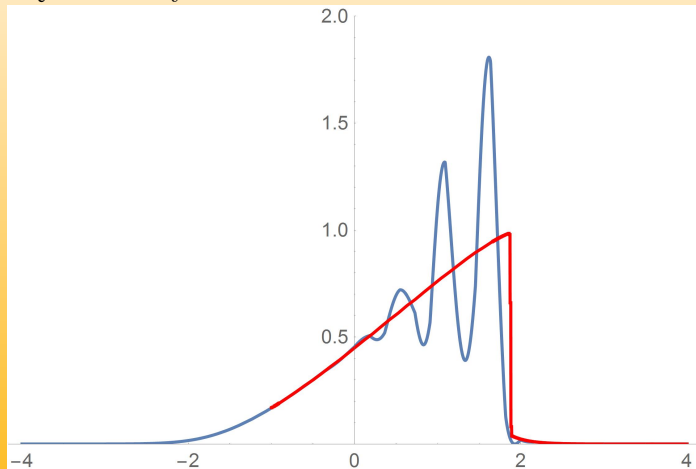
Błędne rozwiązania numeryczne

Zastosowanie naiwnych metod typu różnic skończonych w problemach z falami uderzeniowymi skutkuje katastrofalnymi błędami. Przykład z **NDSolve**:



Błędne rozwiązania numeryczne

Zastosowanie naiwnych metod typu różnic skończonych w problemach z falami uderzeniowymi skutkuje katastrofalnymi błędami. Przykład z **NDSolve**:



Poprawna metoda oparta jest o schemat Godunova:

- 1 na granicy każdej z komórek rozwiążemy problem Riemanna
- 2 rozwiązanie obliczamy do czasu $\Delta t < t_{CFL}$, tak aby pochodzące z sąsiadujących komórek fale nie nakładały się na siebie
- 3 uśredniamy wynik i wracamy do punktu 1

Krok czasowy nie może być większy niż $\Delta t = \Delta x / c_s$, gdzie Δx jest rozmiarem siatki, natomiast c_s maksimum prędkości dźwięku. Jest to warunek CFL.

W praktyce oznacza to, że potrzebujemy tyle samo kroków czasowych aby obliczyć 10 milionów lat ewolucji gwiazdy co obliczenie 1 sekundy działania „silnika” supernowej.
Animacja pokazująca podobny schemat: [YouTube]

Failed supernova

- 1 wytworzona podczas kolapsu fala uderzeniowa porusza się „pod prąd” spadającej do środka materii
- 2 aby doszło do eksplozji jej prędkość musi być większa niż prędkość spadającej materii
- 3 front fali efektywnie zatrzymuje się w miejscu
- 4 energia (skok) fali uderzeniowej tracona jest m.in. na podgrzewanie materii za frontem, dysocjację jąder atomowych i produkcję neutrin
- 5 nie dochodzi do eksplozji, sprzeczność z obserwacjami

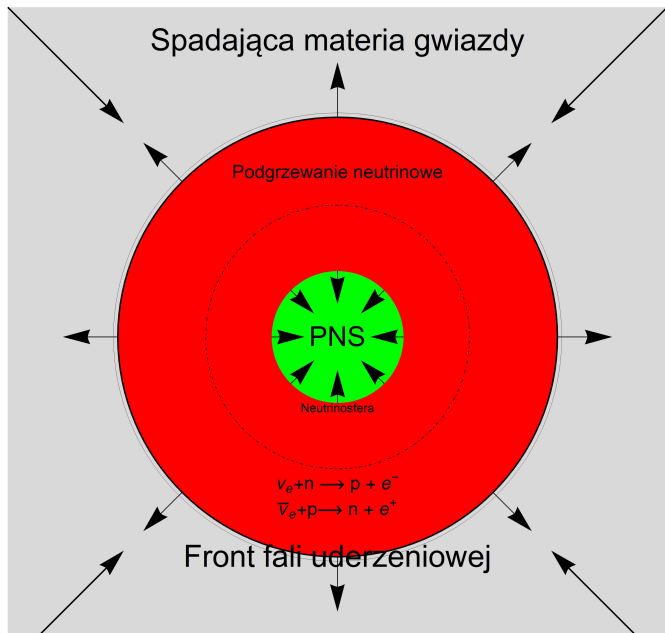
Niemożność uzyskania energii eksplozji przekraczającej energię wiązania grawitacyjnego gwiazdy określamy jako problem modelowania supernowej, w domyśle typu implozyjnego (ang: core-collapse supernova problem).

W centrum eksplozji narodziła się młoda gwiazda neutronowa. Jej cechy to:

- promień rzędu kilkudziesięciu km
- uwięzione w środku neutrina
- powolne (w porównaniu do czasu kolapsu!) kurczenie się do $R \simeq 10$ km i stygnięcie poprzez emisję neutrin na skali czasowej rzędu 10 sekund (12.5 s z SN1987A)
- 99% energii grawitacyjnej wyzwolonej w kolapsie jest wypromieniowane w tej fazie w postaci ν i $\bar{\nu}$ wszystkich typów

Powierzchnię z której emitowane są neutrina nazywamy neutrinosferą. Istnieją trzy neutrinosfery, dla ν_e , ν_μ oraz ν_τ .

Model neutrinowy i jego porażka



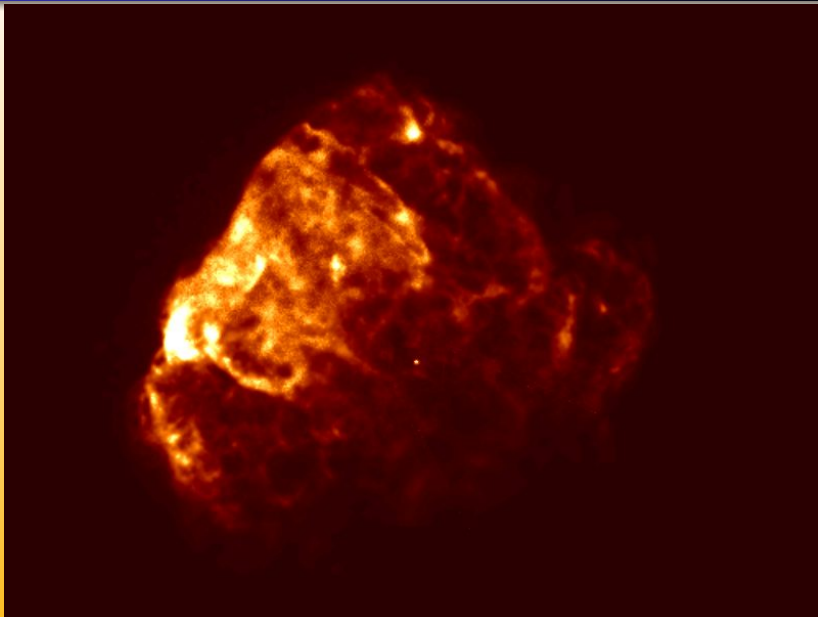
Podstawową techniką zwiększenia energii eksplozji sterowanej neutronowo jest zwiększenie czasu napromieniowania materii neutronami poprzez intensywne mieszanie materii za frontem fali uderzeniowej.

- proces mieszania nie zachodzi w symetrii sferycznej (tzw. symulacja 1D)
- w 1D droga cząstki do centrum jest najkrótsza możliwa (linia prosta wzdłuż promienia)
- w 2D można uchwycić kluczowe zjawiska, ale kosztem wzbudzenia potencjalnie niefizycznych niestabilności (SASI, odwrócona kaskada turbulentna, bardzo silne mody drgań o małym L)
- przykład symulacji 3D w modelu „light bulb” animacje: [entropia], [prędkość radialna]

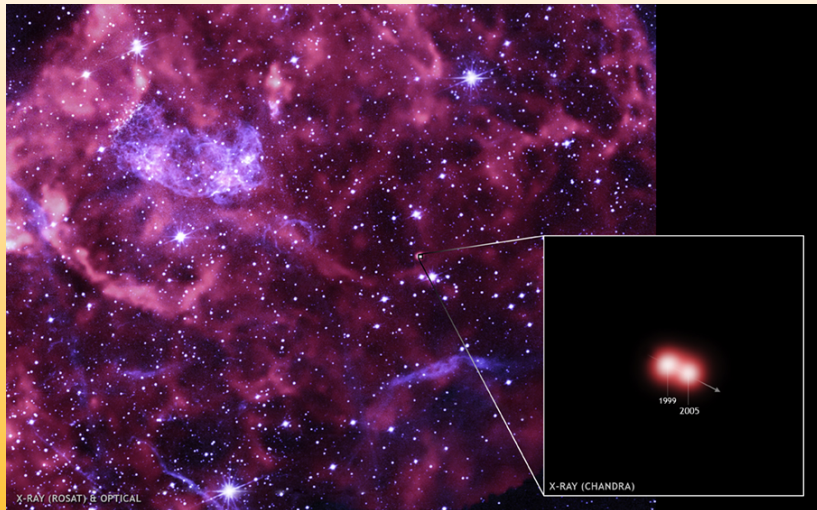
Przejście do fazy mgławicowej

- mechanizm wybuchu operuje na skali czasowej kilku sekund
- dotarcie fali uderzeniowej do powierzchni zajmuje godziny/dni [YouTube]
- osiągnięcie maksimum blasku następuje po kilku - kilkunastu dniach
- supernowa zanika na skali czasowej kilku lat
- przejście do fazy mgławicowej i pozostałości po supernowej to kolejne dziesiątki i setki lat
- pozostałość ulega rozproszeniu w ciągu tysięcy lat

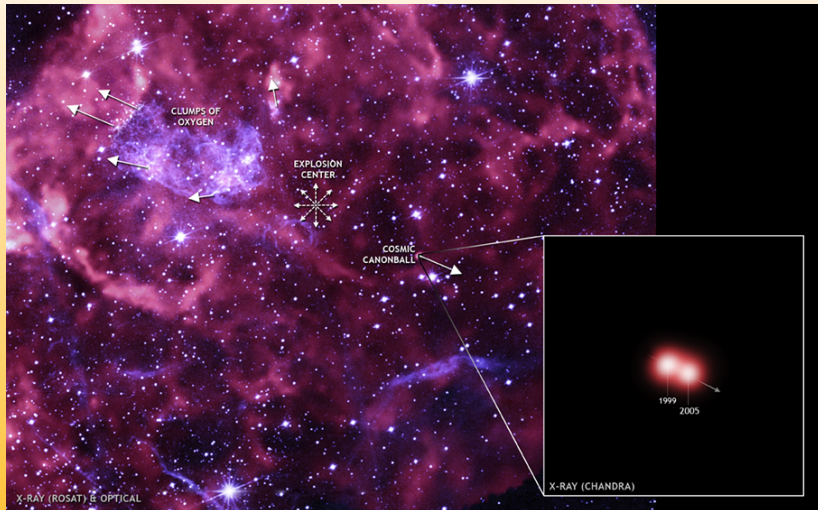
Asymetria eksplozji i wyrzuty gwiazd neutronowych



Asymetria eksplozji i wyrzuty gwiazd neutronowych

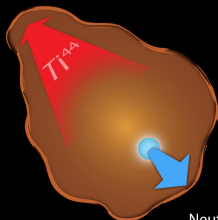


Asymetria eksplozji i wyrzuty gwiazd neutronowych

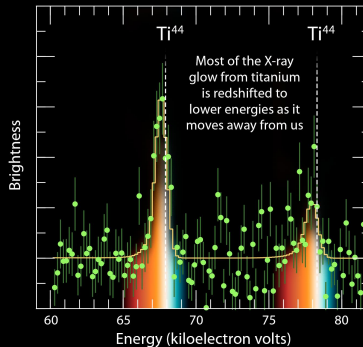


NuSTAR Sees Titanium Glow in Supernova 1987A

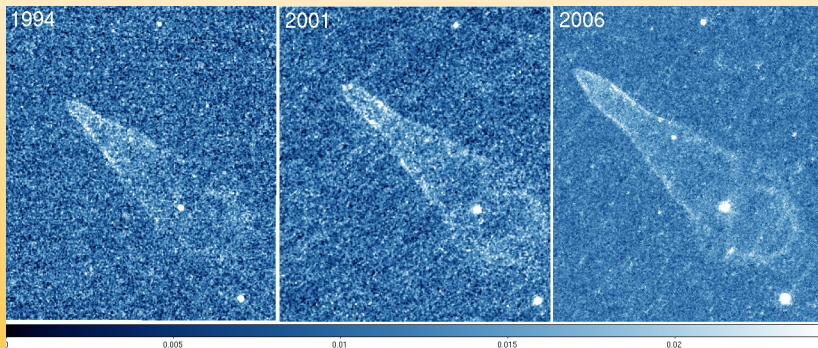
Asymmetric cloud of supernova debris
mostly thrown away from us



Neutron star
(not seen) kicked toward us



Asymetria eksplozji i wyrzuty gwiazd neutronowych



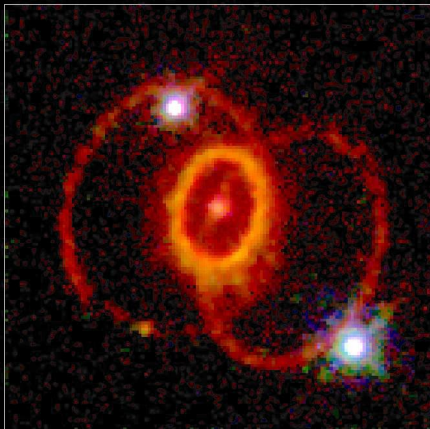
Mechanizm wyrzutu z prędkościami do $v_{NS} = 2000$ km/s.

- 1 zasada zachowania pędu układu gwiazda neutronowa ($M \simeq 1 - 2M_{\odot}$) - otoczka ($M \gg 10M_{\odot}$) [animacja]
- 2 zasada zachowania pędu układu gwiazda neutronowa - strumień neutrin; asymetria $\delta = 0.025$ emisji wystarcza do nadania obserwowanej prędkości)

$$\delta = \frac{M_{\odot} v_{NS}}{E_{SN}/c} \simeq 0.025$$

dla $E_{SN} = 3 \times 10^{53}$ erg.

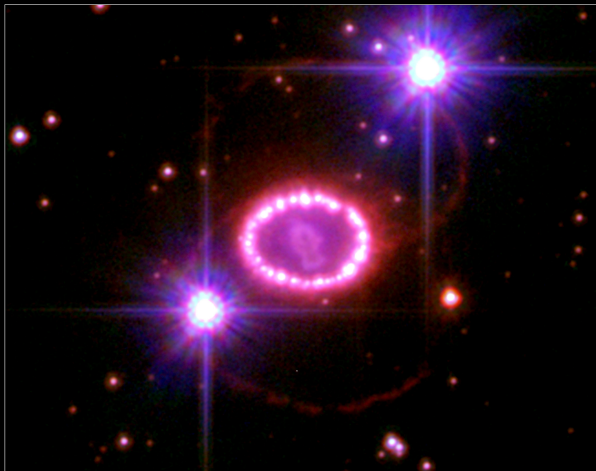
Supernova 1987A Rings



Hubble Space Telescope
Wide Field Planetary Camera 2



SN1987A

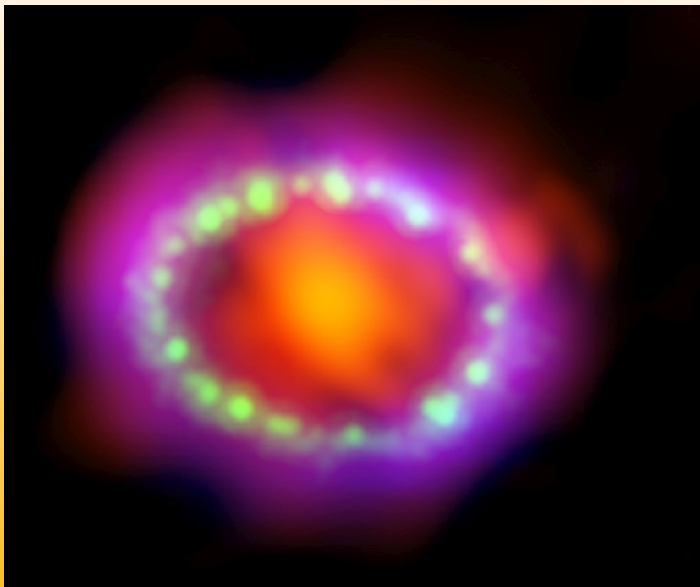


Supernova 1987A • December 6, 2006
Hubble Space Telescope • Advanced Camera for Surveys

NASA, ESA, P. Challis, and R. Kirshner (Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics)

STScI-PRC07-10a

SN1987A



GRB, hipernowe, czarne dziury, cichy kolaps

Wybuch supernowej prowadzący do powstania gwiazdy neutronowej nie jest jedynym możliwym skutkiem kolapsu.

- natychmiast lub z opóźnieniem (poprzez deleptonizację lub akrecję) może powstać czarna dziura
- obecnie jasne jest, że długie rozbłyski gamma (ang: Gamma Ray Burst) to także supernowe, obserwowane wzdłuż osi obrotu
- trudno obecnie wykluczyć możliwość, że mechanizm supernowej faktycznie czasem zawodzi, i niektóre masywne gwiazdy po prostu gasną pochłonięte przez czarną dziurę, która powstała w ich w centrum

Hipernowe

Wszystkie anomalnie jasne przypadki supernowych i ich modele zbiorczo określa się mianem hipernowych. Zwykle wiąże się je z:

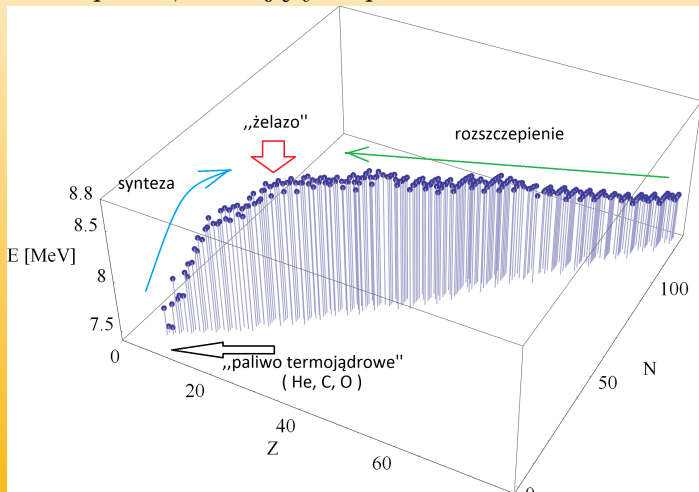
- powstaniem czarnej dziury w centrum
- bardzo szybką rotacją
- polami magnetycznymi
- asymetrią eksplozji obserwowanej pod uprzywilejowanym kątem
- produkcją jet-ów

Teoria supernowych
termojądrowych
(ang. thermonuclear
supernova)

Czym jest supernowa termojądrowa ?

Upraszczając, SN Ia to po prostu gigantyczna bomba termojądrowa. Aby doszło do wybuchu potrzebujemy:

- 1 materiał wybuchowy w ilości rzędu $1 M_{\odot}$
- 2 zapalnik, działający z opóźnieniem wielu miliardów lat



Teoria supernowych termojądrowych

Supernowe termojądrowe (typ Ia) są odmiennym od implozyjnych zjawiskiem astrofizycznym, przy ich modelowaniu nie natrafiono na fundamentalne trudności. Jednak z powodu zastosowania w kosmologii jako indyktorów odległości, od teorii oczekujemy konkretnych i precyzyjnych informacji.

Pytanie I: co wybucha jako SN typu Ia?

- 1 akreujący biały karzeł w układzie podwójnym ze zwykłą gwiazdą (mechanizm opóźniający: akrecja)
- 2 układ podwójny dwóch białych karłów (mechanizm opóźniający: fale grawitacyjne)
- 3 pojedynczy, np: szybko rotujący, biały karzeł lub samozapłon w wyniku niestandardowych procesów fizycznych (mechanizm opóźniający: spowolnienie obrotu, małe prawdopodobieństwo)

Pytanie II: w jaki sposób przebiega wybuch?

- 1 deflagracja (płomień termojądrowy)
- 2 detonacja (zapłon na froncie fali uderzeniowej)

Kluczowe fakty wynikające z teorii ewolucji gwiazd

- w układzie podwójnym, bardziej masywny składnik ewoluuje szybciej
- w związku z powyższym, pierwszy staje się czerwonym olbrzymem i wypełnia powierzchnię Roche'a
- dochodzi do transferu masy, zmian orbity i zmian w rozmiarze strefy Roche'a

Gromadzenie się wodoru na powierzchni białego karła na ogół prowadzi do kwazi-okresowych eksplozji, które obserwujemy jako gwiazdy nowe. W wyniku tego, biały karzeł może zyskiwać na masie na masie, co może doprowadzić do osiągnięcia masy zapłonu. Masa ta jest na ogół różna od masy Chandrasekhara. Dla białych karłów He jest niska ($M=0.7M_{\odot}$), a dla białego karła C/O:

$$M_{CO} = 1.38M_{\odot} < M_{Ch} = 1.45M_{\odot}$$

Masa zapłonu i smouldering

\diamond	$M_{\text{ZAMS}} [M_{\odot}]$	$M_{\text{WD}} [M_{\odot}]$	$M_{\text{expl}} [M_{\odot}]$	M_{Ch}
He	0.08 ...2.25	0.45	0.7	1.440
C+O	2.25 ...10	0.6 ...1.2	1.39	1.412
O+Ne+Mg	8 ...11.5	1.15...1.3	1.39	1.405

- dla białych karłów He oraz C/O zapłon zachodzi dla masy bezpiecznie niższej od M_{Ch}
- w przypadku ONeMg sprawa jest dyskusyjna (kolaps czy wybuch?)

Przez ~ 1000 lat przed wybuchem w centrum materia „tli się” (ang: smouldering, simmering), chłodzona neutrinowym rozpadem plazmonu i konwekcją. W momencie gdy tempo produkcji energii staje się zbyt duże pojawia się powierzchnia nieciągłości: płomień termojądrowy (ang. thermonuclear flame).

Aby dopasować produkcję pierwiastków do obserwacji wykonano serię obliczeń z różnymi prędkościami spalania v_s . Najlepszy okazał się model W7 Nomoto dla którego:

$$v_s \simeq 0.3c_s$$

gdzie c_s to prędkość dźwięku. Fizyka/chemia zna dwa mechanizmy spalania:

- deflagracja, $v_s \ll c_s$
- detonacja, $v_s \simeq c_s$

W obu przypadkach mamy do czynienia z przemieszczającą się powierzchnią nieciągłości. Różnica polega na produkcji dodatkowej energii za frontem.

Deflagracja

- płomień rozchodzący się poprzez przewodnictwo ciepłe
- prędkość na poziomie $v_s \simeq 0.01c_s$
- gaz rozpręża się w trakcie palenia
- spalanie częściowe
- produkowane wszystkie pierwiastki pomiędzy C/O a Fe

Detonacja

- zapłon na froncie fali uderzeniowej
- naddźwiękowa prędkość czoła fali $v_s \geq c_s$
- materia „nie wie”, że zbliża się fala detonacyjna
- spalanie całkowite
- produkowane głównie Fe

Deflagracja

- płomień rozchodzący się poprzez przewodnictwo cieplne
- prędkość na poziomie $v_s \simeq 0.01c_s$
- gaz rozpręża się w trakcie palenia
- spalanie częściowe
- produkowane wszystkie pierwiastki pomiędzy C/O a Fe

Detonacja

- zapłon na froncie fali uderzeniowej
- naddźwiękowa prędkość czoła fali $v_s \geq c_s$
- materia „nie wie”, że zbliża się fala detonacyjna
- spalanie całkowite
- produkowane głównie Fe

Deflagracja

- płomień rozchodzący się poprzez przewodnictwo cieplne
- prędkość na poziomie $v_s \simeq 0.01c_s$
- gaz rozpręża się w trakcie palenia
- spalanie częściowe
- produkowane wszystkie pierwiastki pomiędzy C/O a Fe

Detonacja

- zapłon na froncie fali uderzeniowej
- naddźwiękowa prędkość czoła fali $v_s \geq c_s$
- materia „nie wie”, że zbliża się fala detonacyjna
- spalanie całkowite
- produkowane głównie Fe

Deflagracja

- płomień rozchodzący się poprzez przewodnictwo ciepłe
- prędkość na poziomie $v_s \simeq 0.01c_s$
- gaz rozpręża się w trakcie palenia
- spalanie częściowe
- produkowane wszystkie pierwiastki pomiędzy C/O a Fe

Detonacja

- zapłon na froncie fali uderzeniowej
- naddźwiękowa prędkość czoła fali $v_s \geq c_s$
- materia „nie wie”, że zbliża się fala detonacyjna
- spalanie całkowite
- produkowane głównie Fe

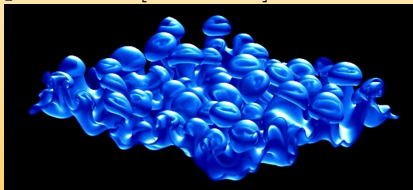
Deflagracja

- płomień rozchodzący się poprzez przewodnictwo ciepłe
- prędkość na poziomie $v_s \simeq 0.01c_s$
- gaz rozpręża się w trakcie palenia
- spalanie częściowe
- produkowane wszystkie pierwiastki pomiędzy C/O a Fe

Detonacja

- zapłon na froncie fali uderzeniowej
- naddźwiękowa prędkość czoła fali $v_s \geq c_s$
- materia „nie wie”, że zbliża się fala detonacyjna
- spalanie całkowite
- produkowane głównie Fe

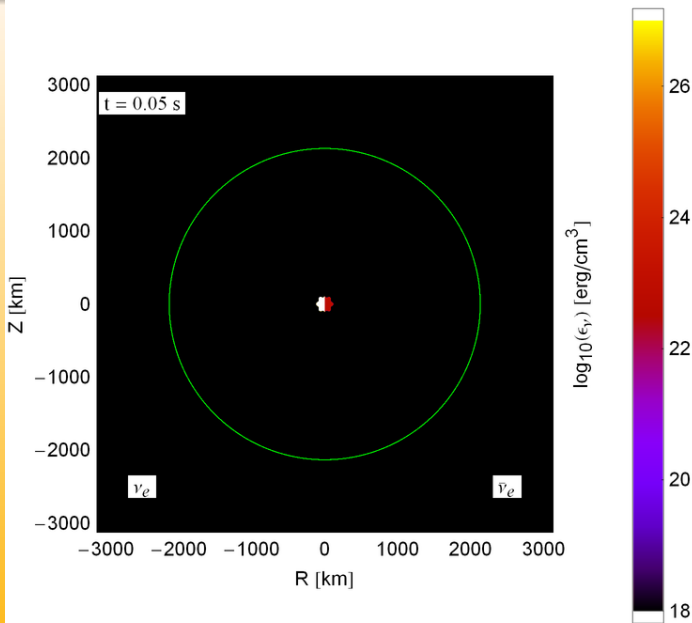
- zwiększenie efektywności spalania przez pofałdowanie płomienia [YouTube]



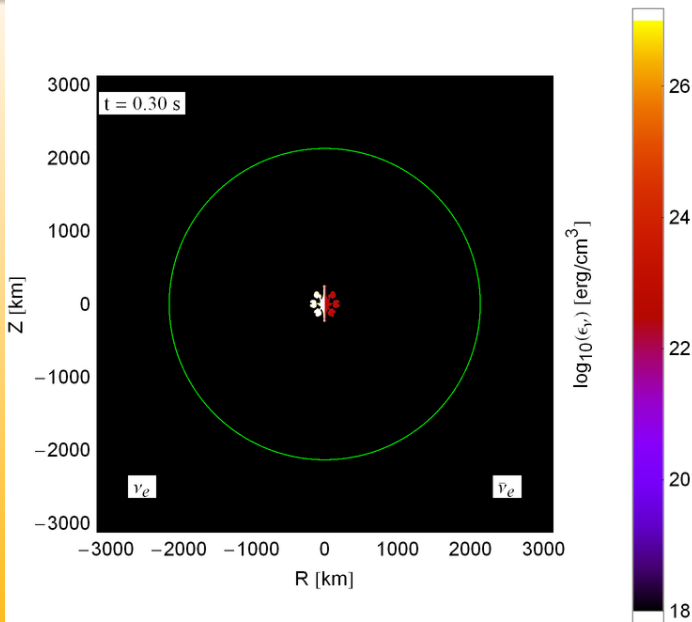
[YouTube]

- zwiększenie liczby punktów zapłonu
- przejście spalania w detonację

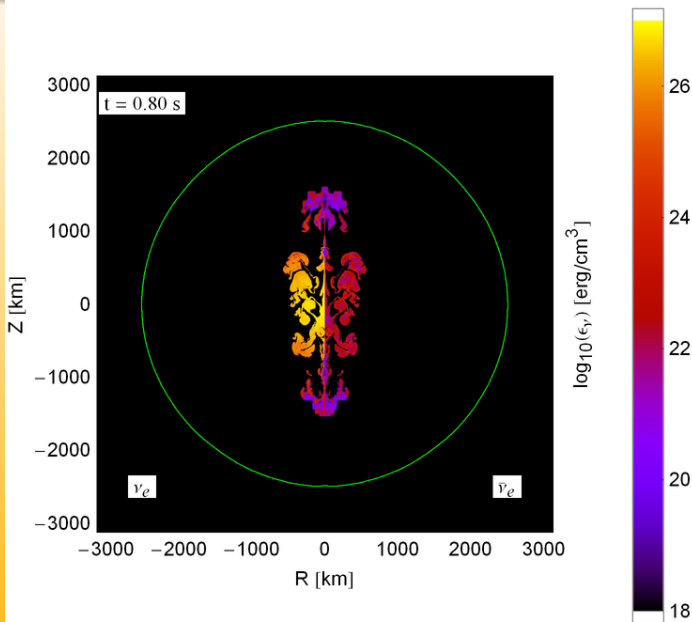
Przykład modelu deflagracji



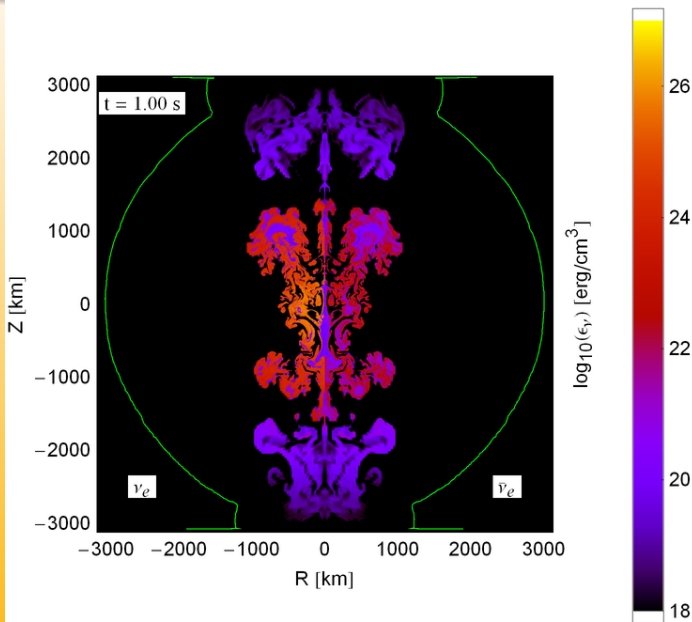
Przykład modelu deflagracji



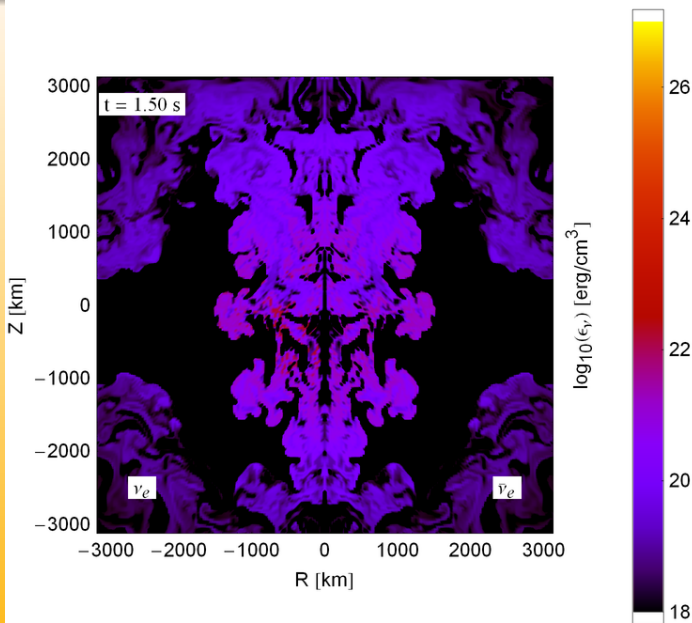
Przykład modelu deflagracji



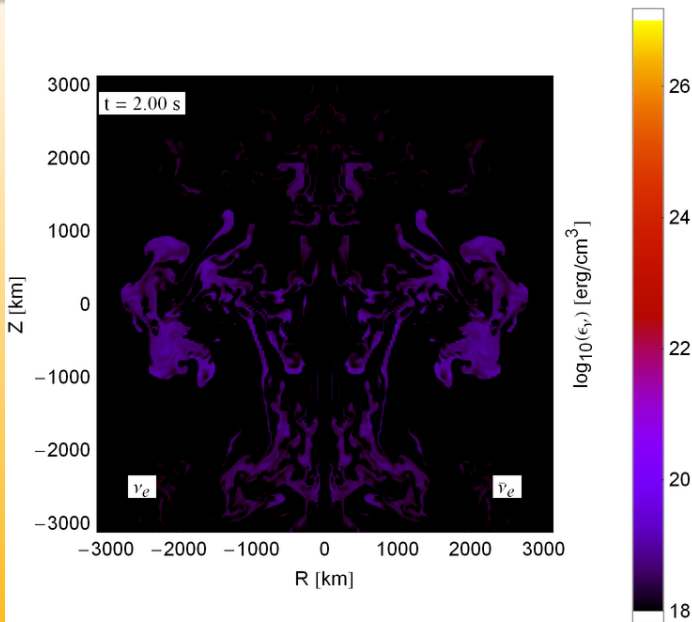
Przykład modelu deflagracji



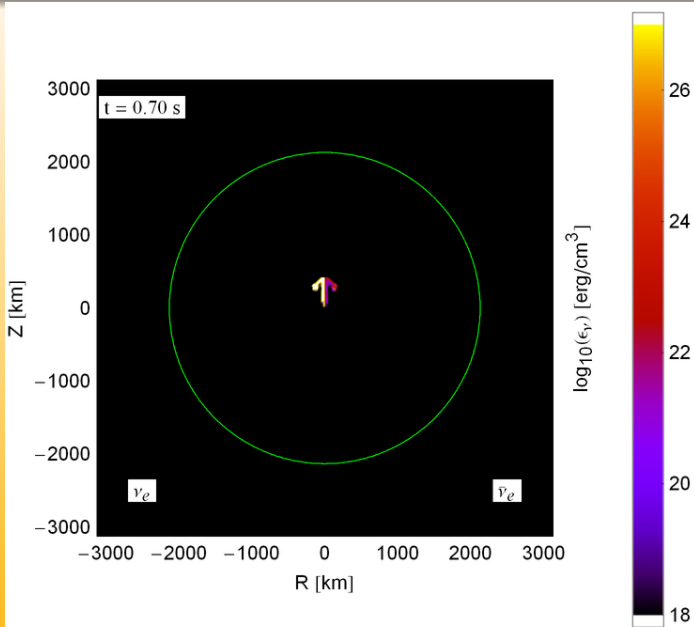
Przykład modelu deflagracji



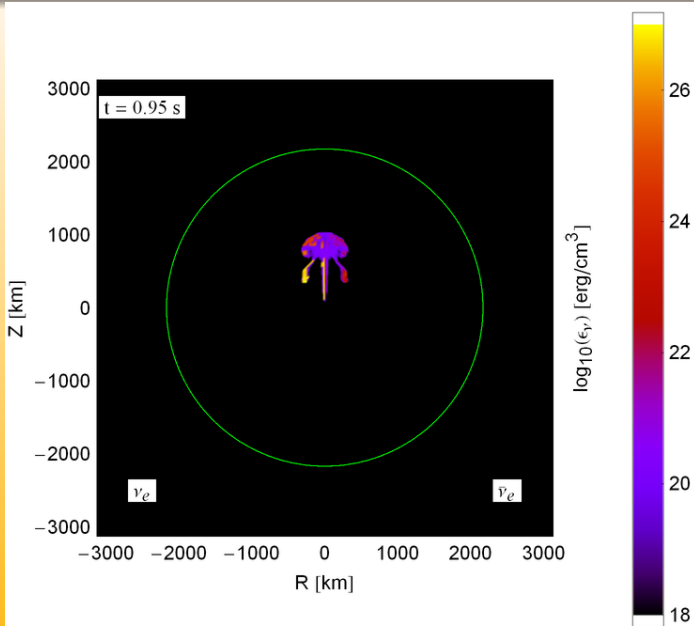
Przykład modelu deflagracji



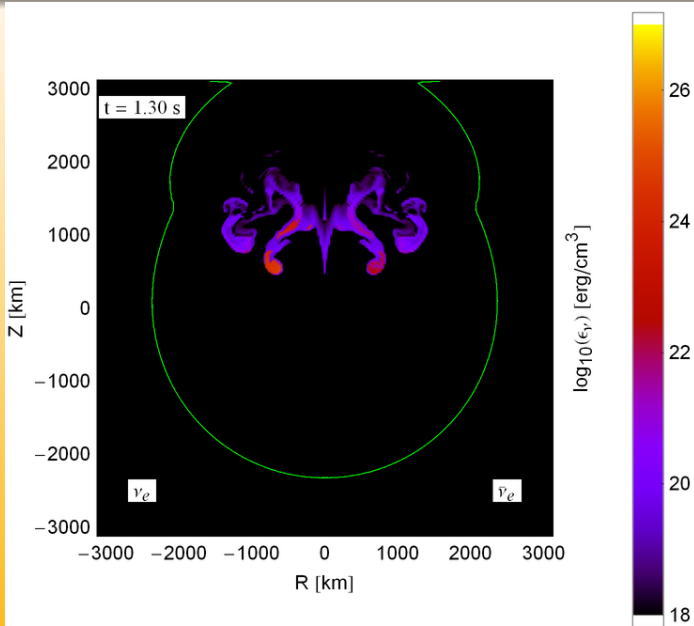
Przykład modelu z opóźnioną detonacją



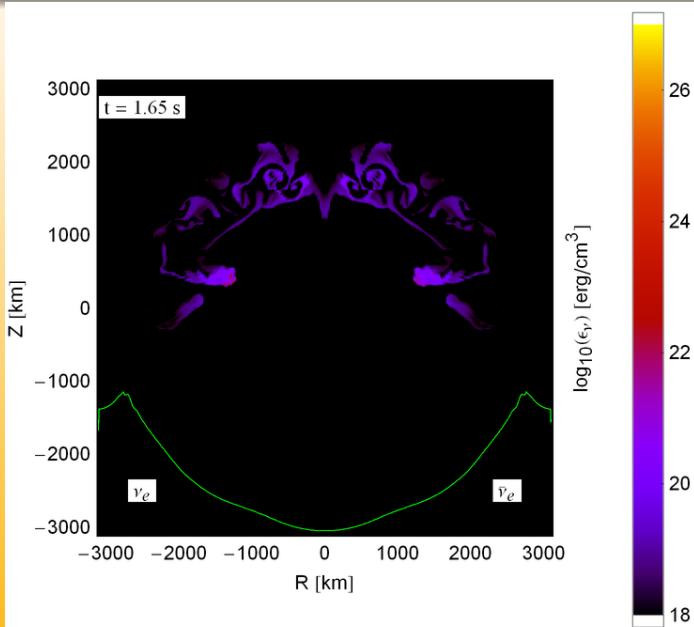
Przykład modelu z opóźnioną detonacją



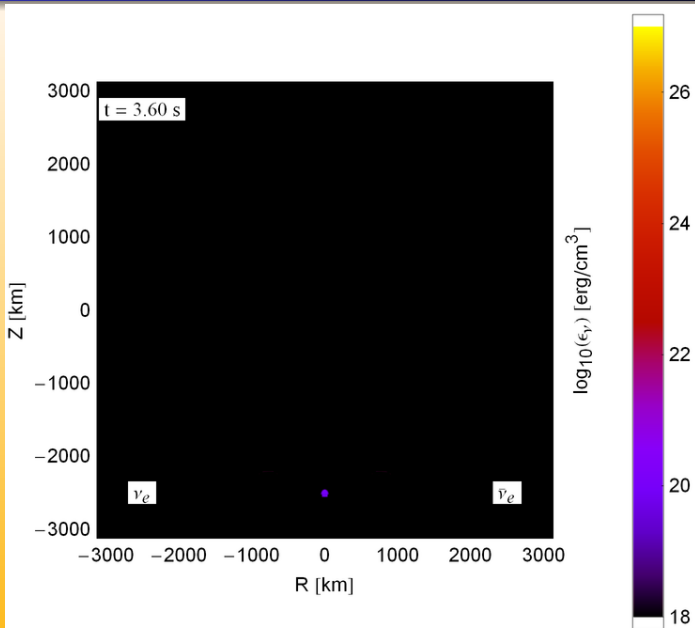
Przykład modelu z opóźnioną detonacją



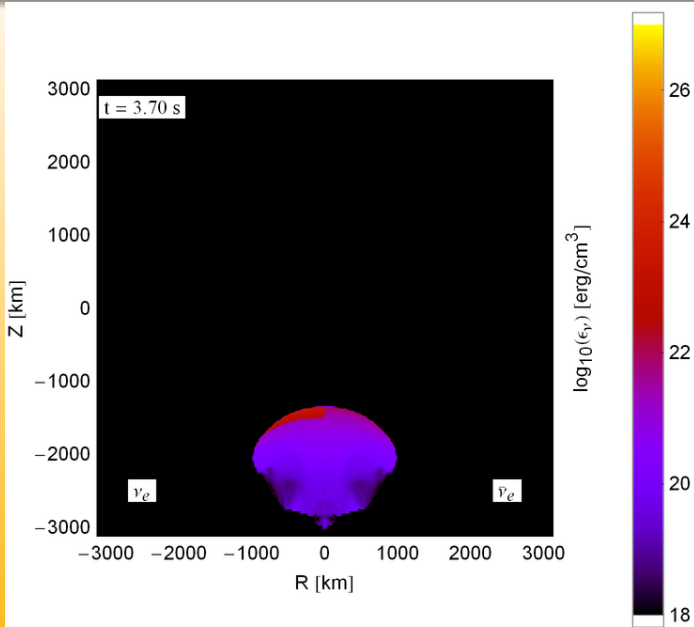
Przykład modelu z opóźnioną detonacją



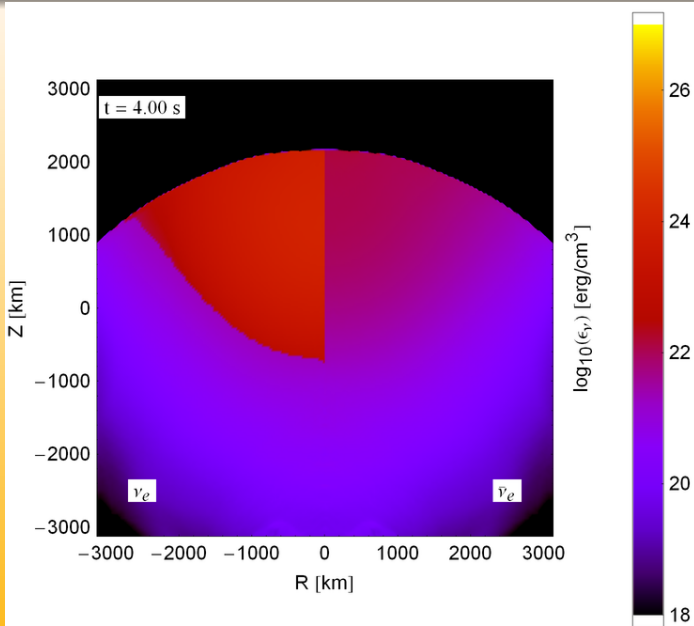
Przykład modelu z opóźnioną detonacją



Przykład modelu z opóźnioną detonacją



Przykład modelu z opóźnioną detonacją



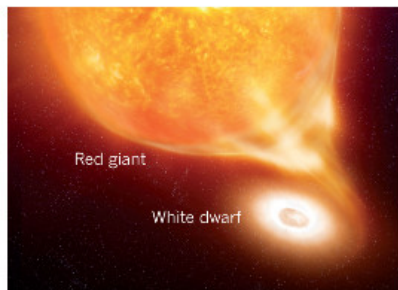
Animacje w czasie rzeczywistym:

- [n7]
- [y12]

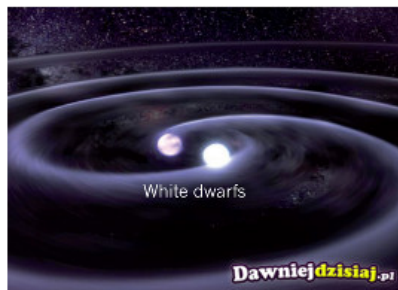
Bardziej efektowna wizualizacja: [YouTube]

Obserwacje pobliskich supernowych wykluczyły zarówno istnienie drugiego składnika typu czerwonego olbrzyma, jak i mgławicy po wcześniejszych eksplozjach nowych. Wyniki są konsystentne z eksplozją białego karła w ośrodku międzygwiazdowym. Brak śladów H, a nawet He w widmie.

Supernowa Ia

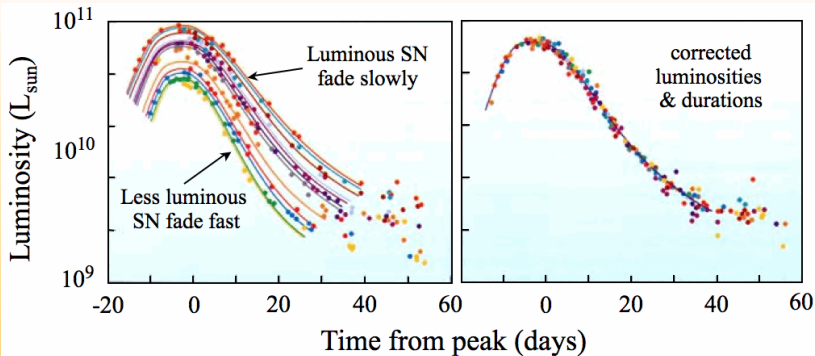


DAWNIEJ



DZISIAJ

- 1 w „zerowym” przybliżeniu każda supernowa termojądrowa jest identyczna: masa zapłonu $M \simeq M_{Ch}$ wynika bezpośrednio z praw fizyki (gaz fermionowy, fizyka jądrowa, OTW), skład jest stały: 50% C + 50 % O
- 2 obecnie jest jasne, że rozrzut występuje
- 3 około 85% supernowych to tzw. Branch-normals, reszta to przypadki anomalne
- 4 normalne przypadki wykazują bardzo silną korelację pomiędzy czasem świecenia a jasnością absolutną
- 5 jest to jeden z trzech głównych filarów obowiązującego modelu kosmologicznego Λ -CDM



- UWAGA 1: obserwowany z dużej odległości czas wybuchu, podlega kosmologicznej dylatacji czasu; dla przesunięcia ku czerwieni z wybuch oglądamy w tempie zwolnionym $1 + z$ razy
- UWAGA 2: korelacja jest czysto obserwacyjna; jej fizyczne przyczyny są nieznane a proponowane wyjaśnienia mają charakter spekulacyjny

Dla gwiazd o masie kilkudziesięciu M_{\odot} i większej, pojawiają się przynajmniej dwa istotne efekty fizyczne:

- 1 ciśnienie promieniowania zaczyna dominować, co powoduje, że musimy uwzględnić OTW
- 2 temperatury zbliżają się do $kT \sim m_e c^2$, co powoduje produkcję stale utrzymującej się pewnej liczby par $e^+ e^-$

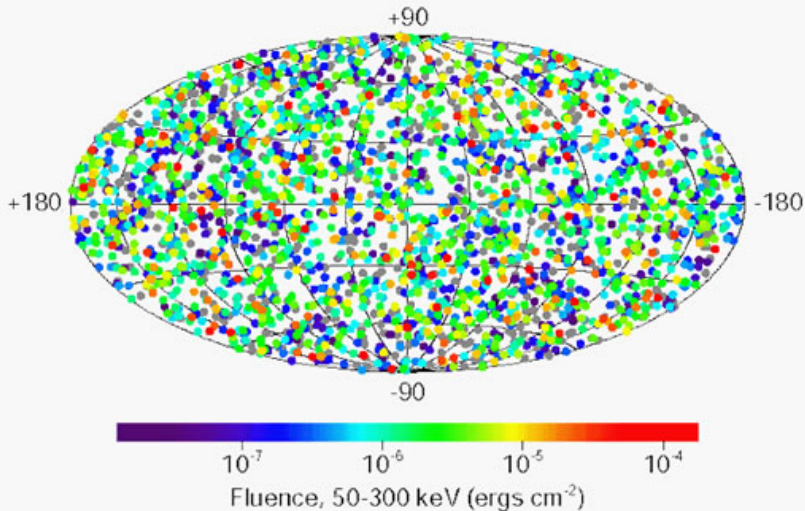
W efekcie równanie stanu zmienia się tak, że $n > 3$, co skutkuje kolapsem grawitacyjnym, prawdopodobnie zatrzymanym przez wybuchowe spalanie w jądrze C/O o masie kilkudziesięciu M_{\odot} . Byłby to brakujący czwarty typ supernowej: termojądrowa wewnątrz masywnej otoczki H/He. Potencjalny (ale wątpliwy) przypadek to SN2007bi.

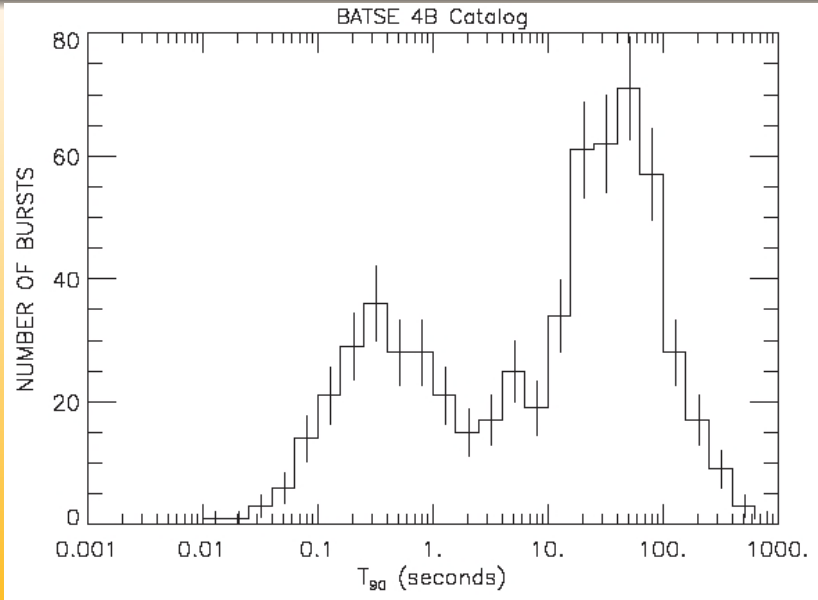
Obserwacje fal grawitacyjnych sugerują, że jądra He raczej kolapsują do czarnych dziur!

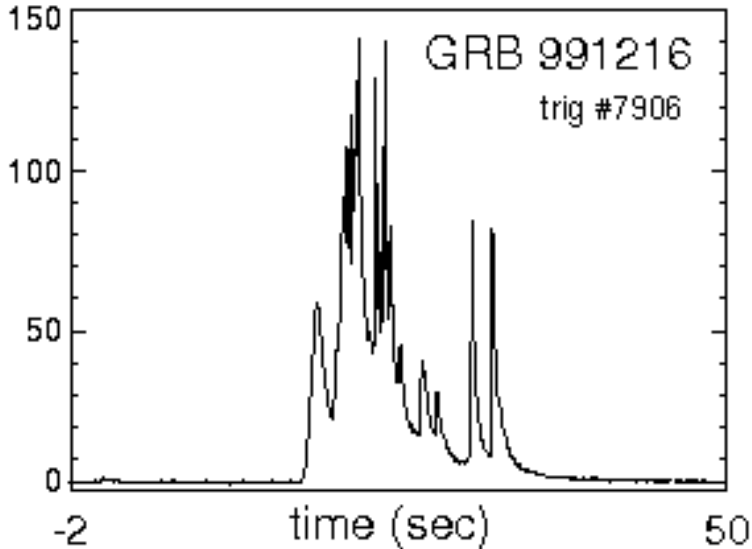
Impulsy promieniowania gamma i rentgenowskiego,
pochodzenia kosmicznego, cechowane:

- 1 losowym rozkładem na niebie
- 2 częstością występowania 1/dzień
- 3 dwie klasy: krótkie ($t < 2s$) i długie $t > 2s$ (do kilku minut)
- 4 pojawiają się na odległościach „kosmologicznych”
- 5 przy założeniu izotropowej emisji sumaryczna energia eksplozji to nawet 1000 foe (100x hipernowa, $\sim 1M_{\odot}c^2$!)

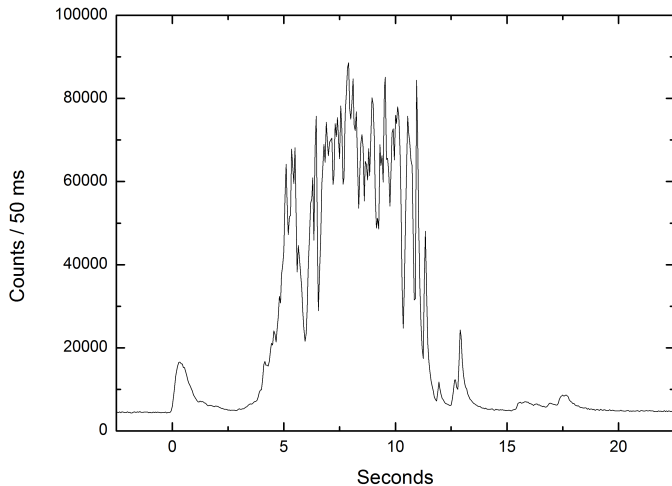
2704 BATSE Gamma-Ray Bursts







Rozbłyśki gamma

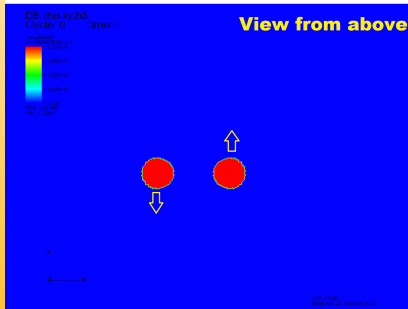


Długie rozbłyśki gamma

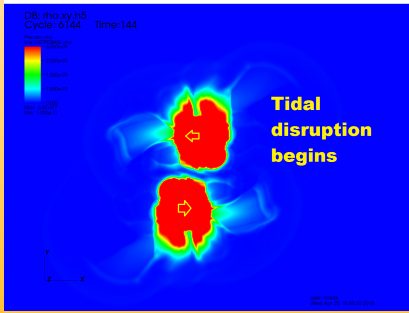
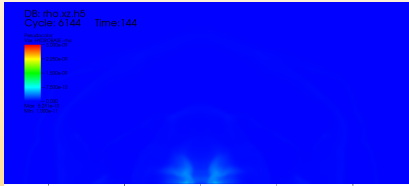
- krzywa „blasku” ma postać serii krótkich impulsów — ich liczba i cechy wydają się być zupełnie losowe (nie ma 2 identycznych)
- obecnie jest jasne, że występują w galaktykach, w rejonach formowania się gwiazd
- w wielu przypadkach wykryto opóźnioną poświatę optyczną, często wyglądającą jak supernowa
- obecnie twierdzi się, że strumień fotonów γ jest emitowany w stożku o kącie rozwarcia rzędu $4\pi/100$, co redukuje wymaganą energię do poziomu 10 foe, czyli hipernowej
- materia emitującą fotony porusza się z prędkościami bliskimi c , a czynnik Lorentza $1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ jest rzędu kilkuset
- pregenitorami są prawdopodobnie gwiazdy Wolfa-Rayeta, czyli pozbawione H a nawet He jądra masywnych gwiazd — są to więc typy Ib/c ale obserwowane wzdłuż osi rotacji

- proponowany mechanizm to merger (złanie się) 2 gwiazd neutronowych (NS+NS) lub układu NS+BH
- układ podwójny zmniejsza rozmiary orbitalne na skutek emisji fal grawitacyjnych (inspiral)
- efektem pośrednim jest czarna dziura otoczona dyskiem akrecyjnym
- wzdłuż osi obrotu wytwarzany jest tzw. dżet (jet), czyli silnie zogniskowany strumień promieniowania i materii

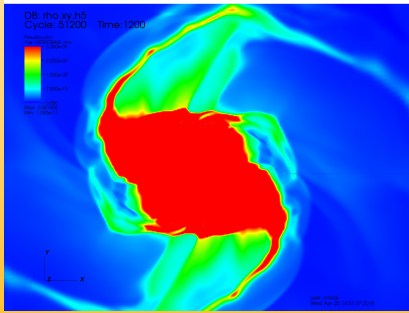
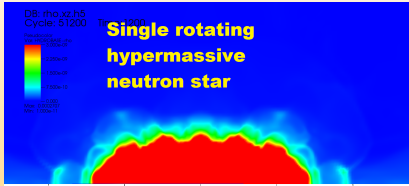
Neutron star mergers (kilonova)



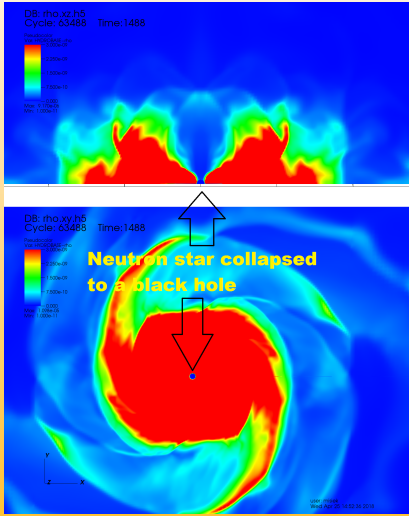
Neutron star mergers (kilonova)



Neutron star mergers (kilonova)



Neutron star mergers (kilonova)



Chcesz wiedzieć więcej?



Seminarium Astrofizyczne, każda środa 12:30, A-1-08