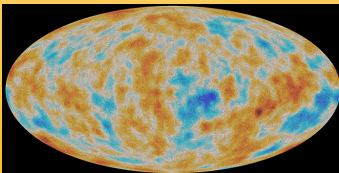
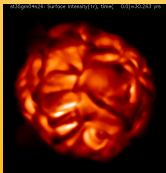


Podstawy astrofizyki i astronomii

Andrzej Odrzywołek

Zakład Teorii Względności i Astrofizyki, Instytut Fizyki UJ

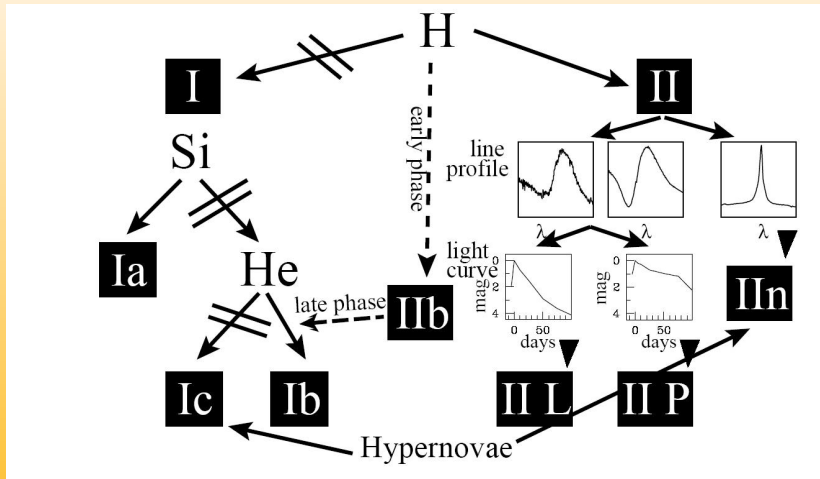
6 czerwca 2023



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 „obdar-ta” 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**

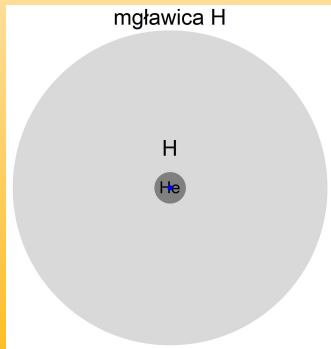
- typ IIP

- typ IIL

- typ IIb

- typ Ib

- typ Ic

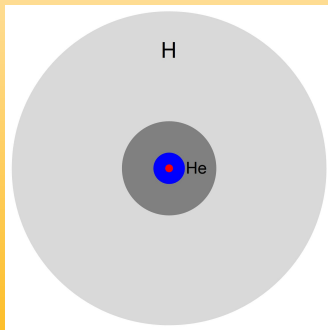


Interpretacja klasyfikacji

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 In
- **typ IIP**
- typ IIL
- typ Ib
- typ Ic

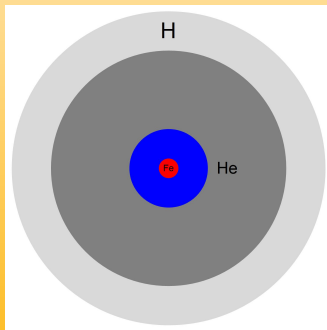


Interpretacja klasyfikacji

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 In
- typ IIP
- **typ IIL**
- typ Ib
- typ Ic

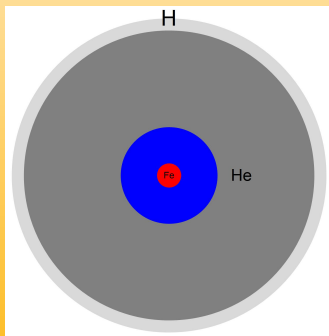


Interpretacja klasyfikacji

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 IIa
- typ IIb
- typ IIL
- typ IIb
- typ Ib
- typ Ic

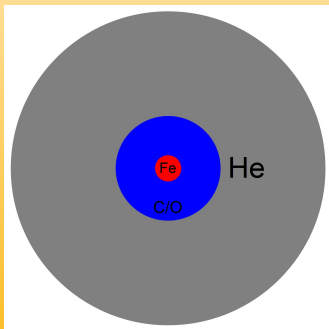


Interpretacja klasyfikacji

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 IIa
- typ IIP
- typ IIL
- typ IIb
- **typ Ib**
- typ Ic

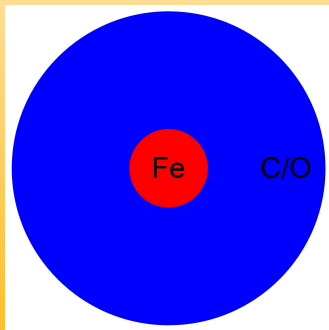


Interpretacja klasyfikacji

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

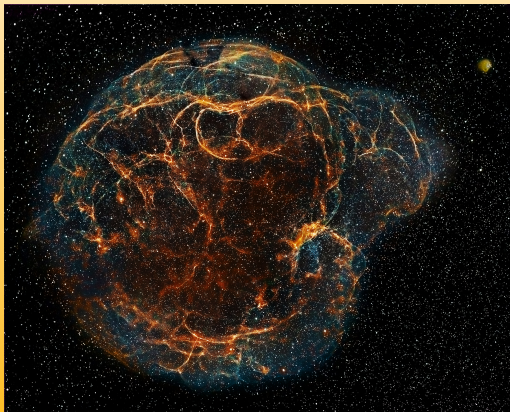
- typ In
- typ IP
- typ IIL
- typ Ib
- typ Ib
- typ Ic



Pozostałości po supernowych

Podstawowe typy pozostałości po supernowych:

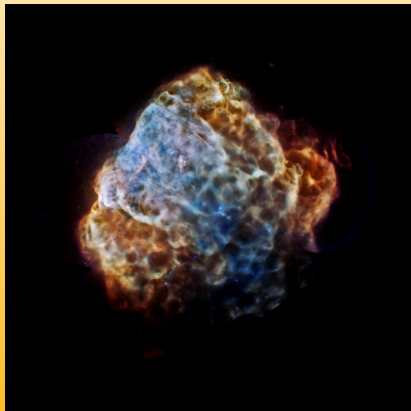
- sferyczna (ang. shell) (kto widzi „uszy”?)
- asymetryczna (z „odrzutem”)
- plerion (mgławica pulsarowa)



Pozostałości po supernowych

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

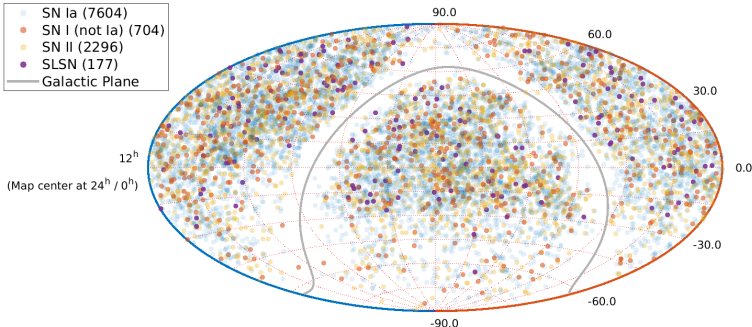
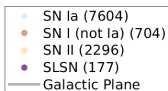
Ilość SN jest powiązana z tempem produkcji gwiazd, np:

- 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 !



TNS Full-Sky Map by Type

Types Plotted: All SNe

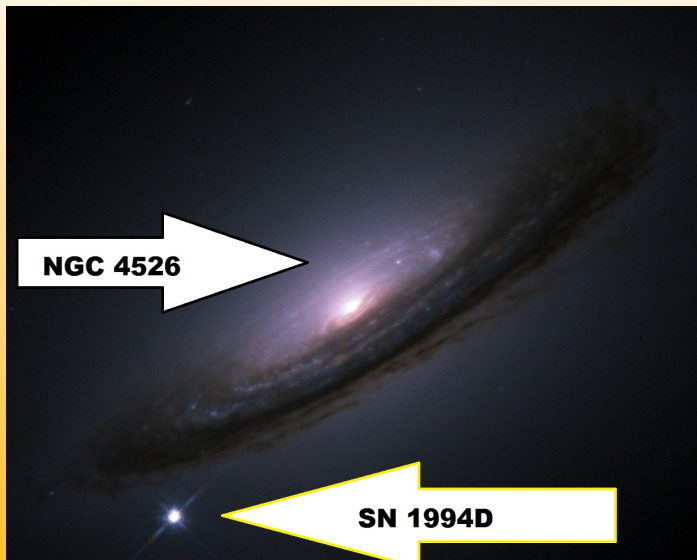


Plot Generated 13-Sep-2022

Lokalizacja supernowych



Lokalizacja supernowych



Klasyfikacja fizyczna supernowych

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

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

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

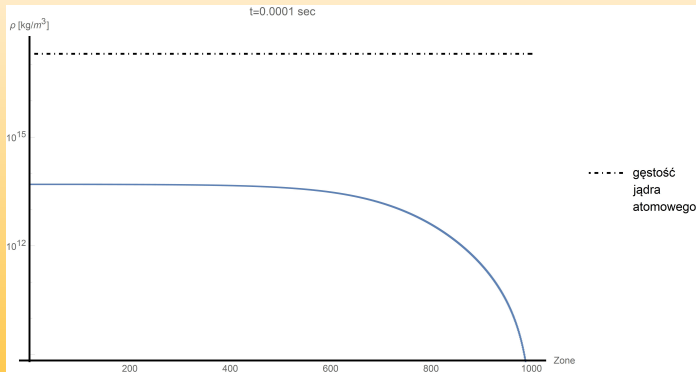
1 foe = 10^{51} erg (fifty-one-ergs) = 1 B (Bethe)

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

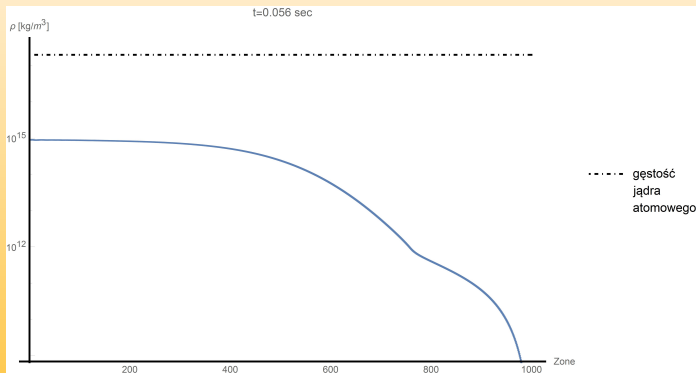
$$\tau \simeq \frac{1}{\sqrt{G\bar{\rho}}} = 0.5s$$

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

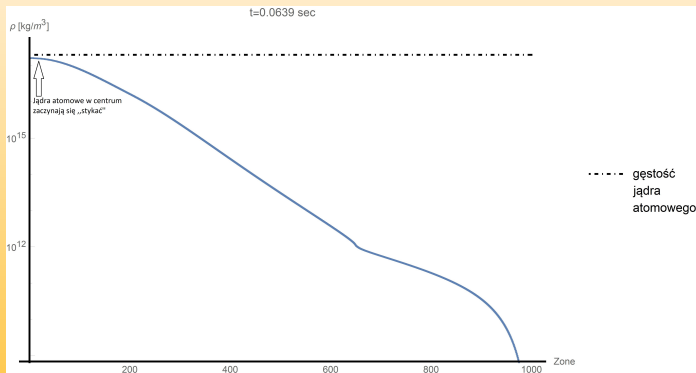
Przebieg kolapsu: obliczenia programem GR1D



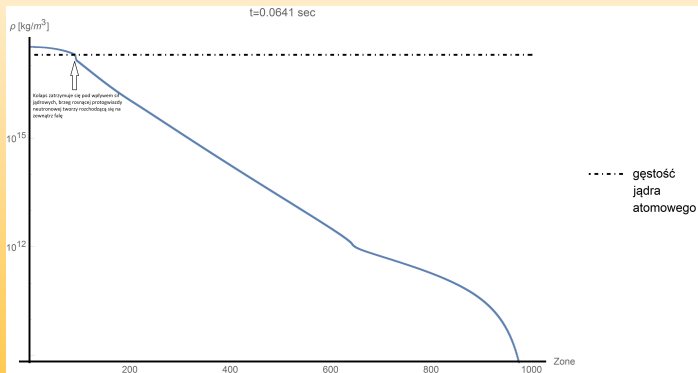
Przebieg kolapsu: obliczenia programem GR1D



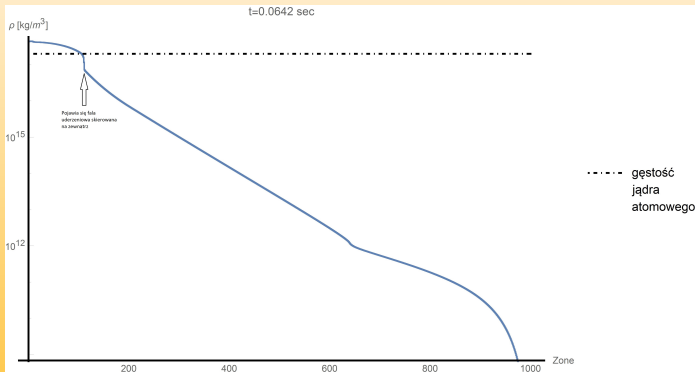
Przebieg kolapsu: obliczenia programem GR1D



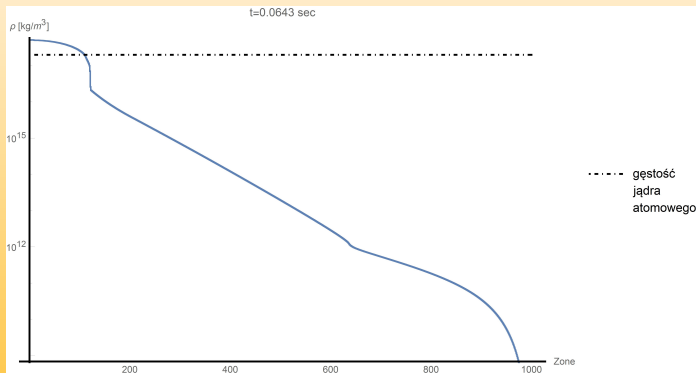
Przebieg kolapsu: obliczenia programem GR1D



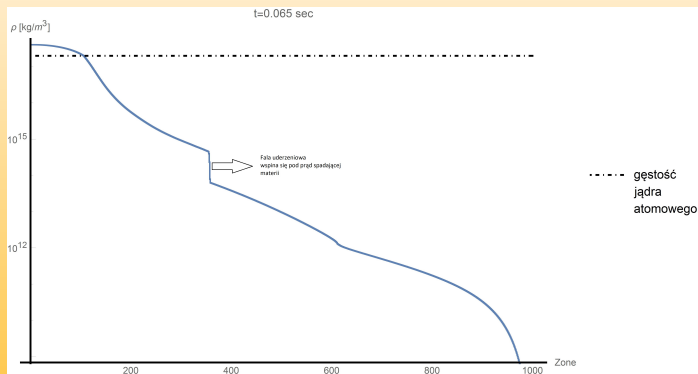
Przebieg kolapsu: obliczenia programem GR1D



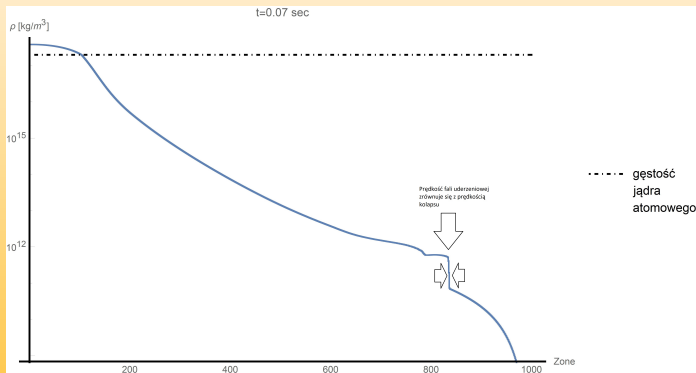
Przebieg kolapsu: obliczenia programem GR1D

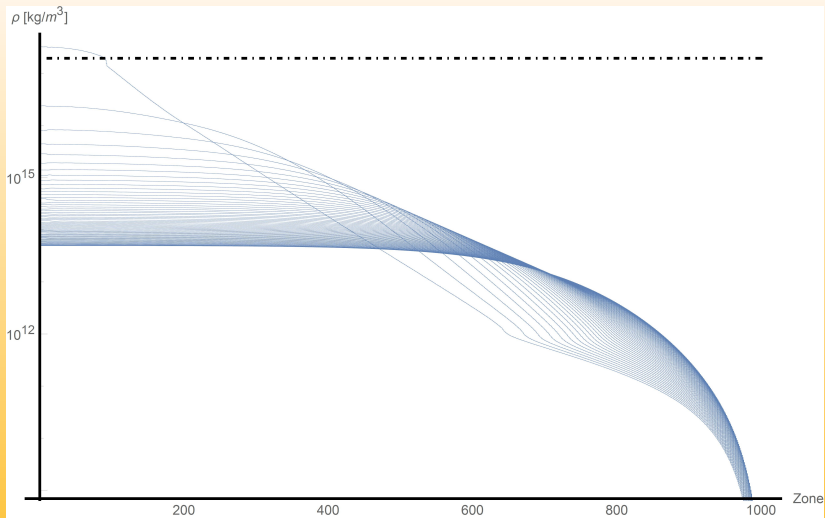


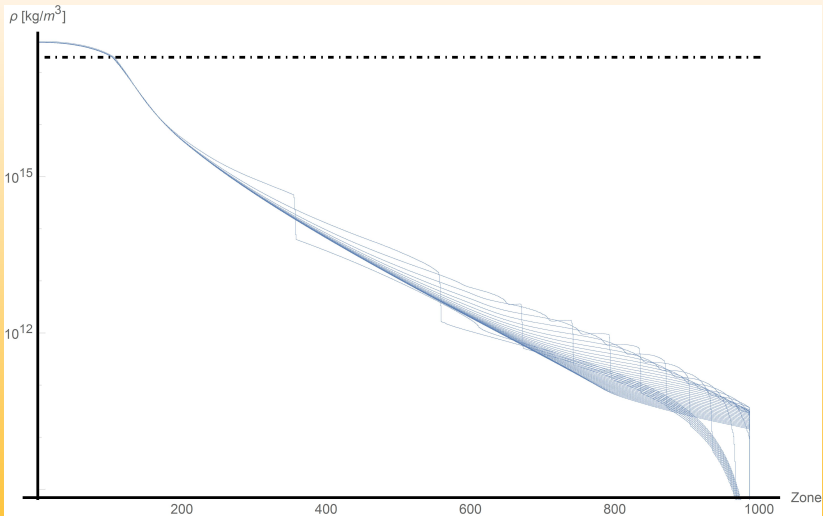
Przebieg kolapsu: obliczenia programem GR1D



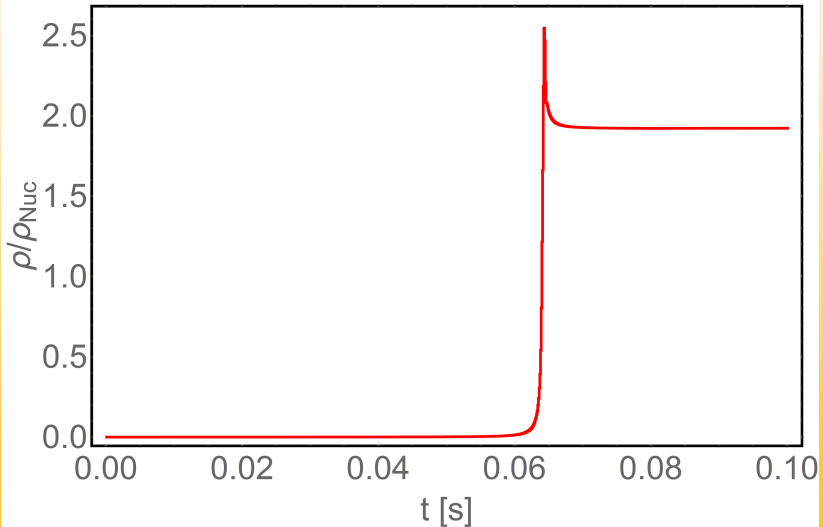
Przebieg kolapsu: obliczenia programem GR1D



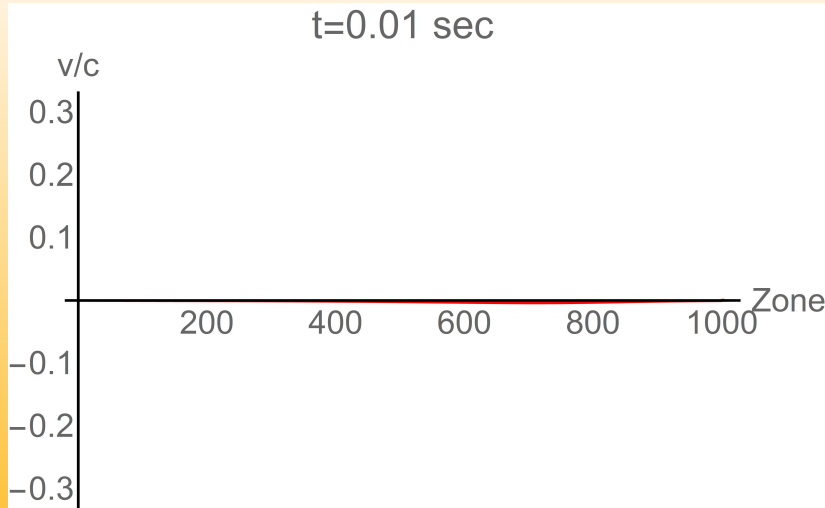




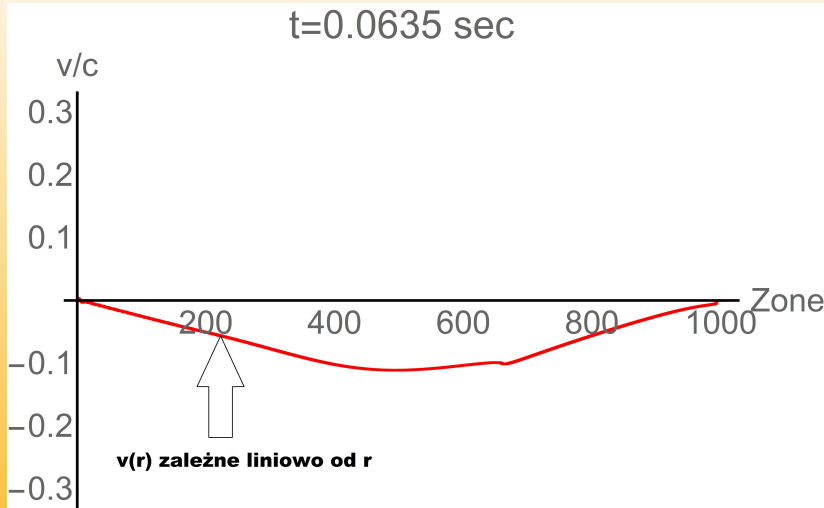
Core bounce



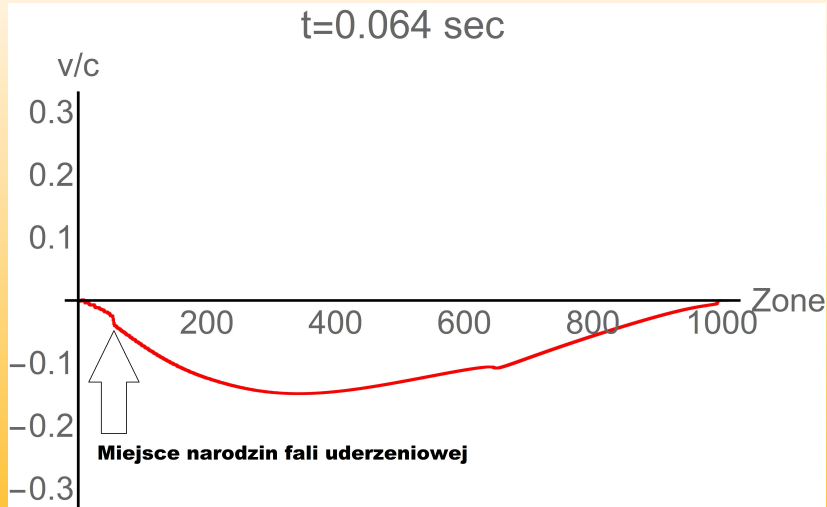
Prędkość kolapsu i fali uderzeniowej



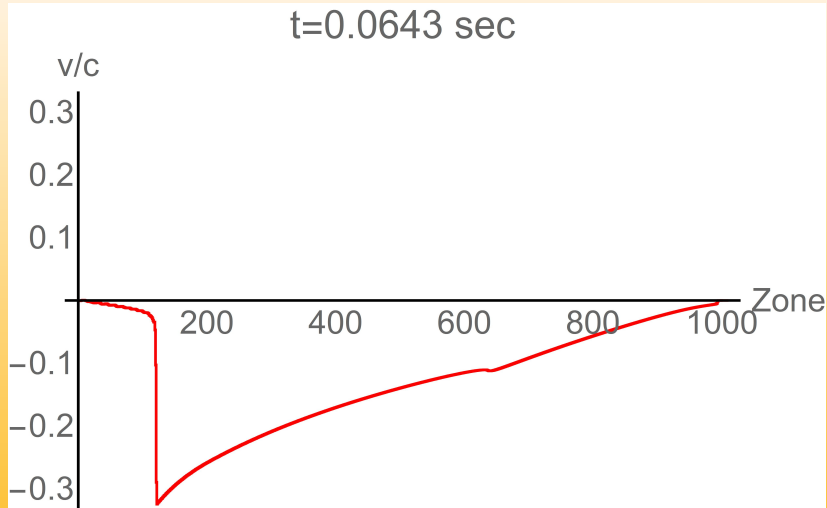
Prędkość kolapsu i fali uderzeniowej



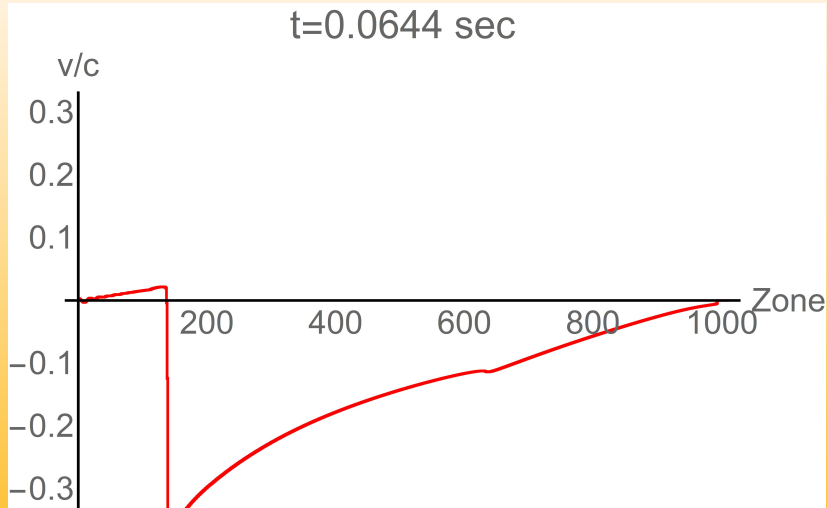
Prędkość kolapsu i fali uderzeniowej



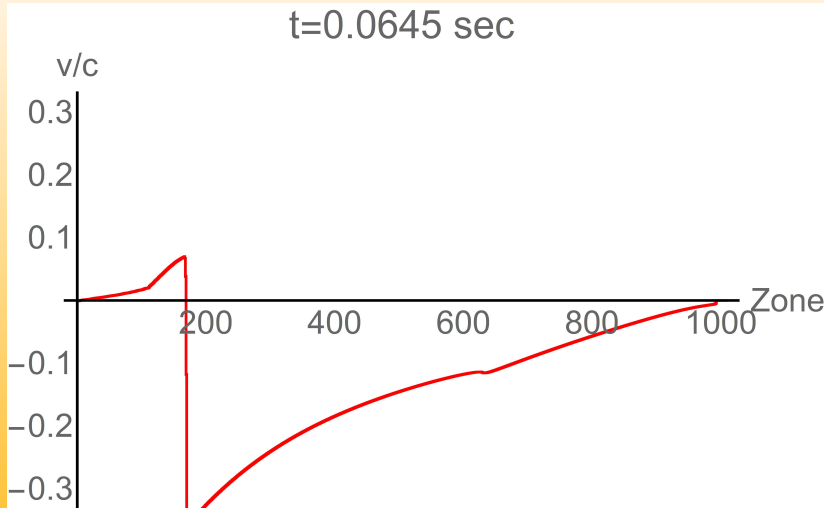
Prędkość kolapsu i fali uderzeniowej



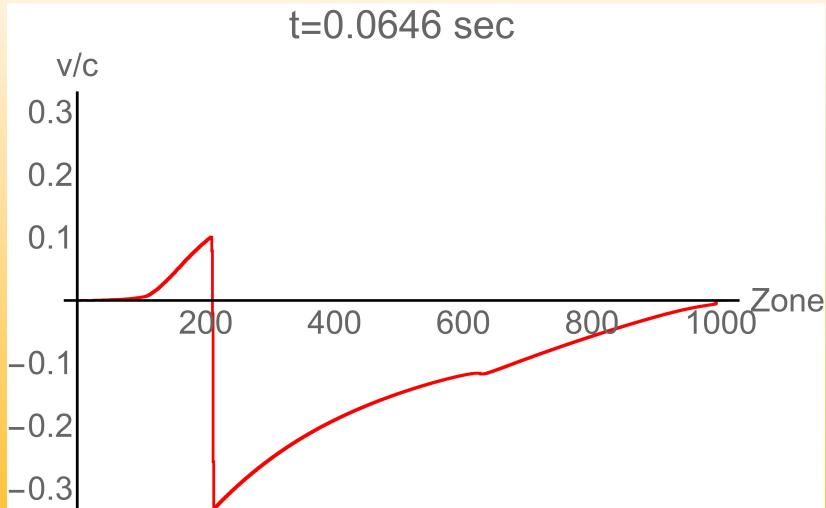
Prędkość kolapsu i fali uderzeniowej



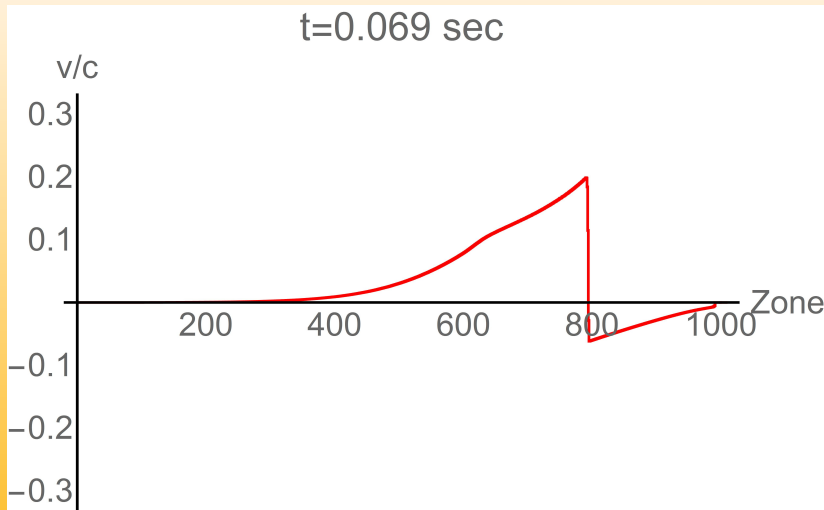
Prędkość kolapsu i fali uderzeniowej



Prędkość kolapsu i fali uderzeniowej



Prędkość kolapsu i fali uderzeniowej



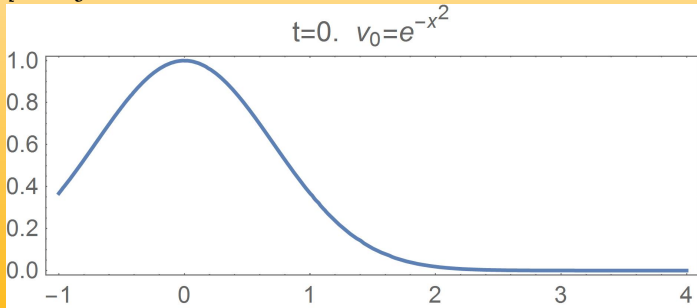
Równanie Burgersa

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

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

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

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



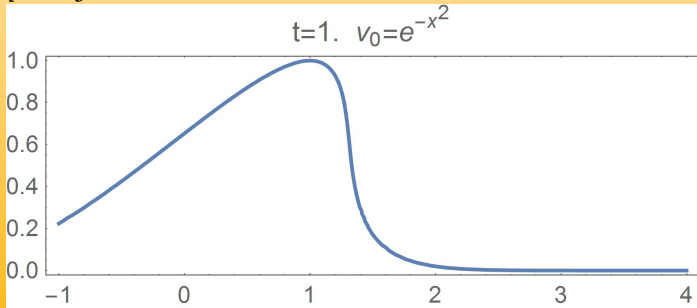
Równanie Burgersa

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

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

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

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



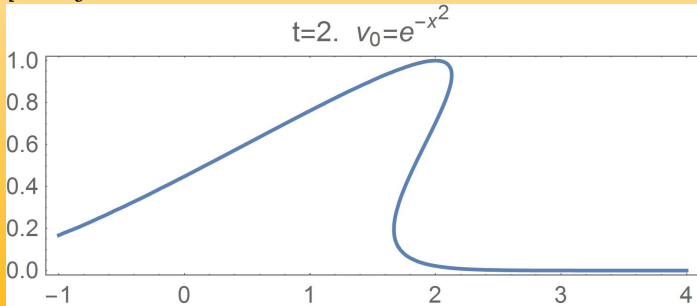
Równanie Burgersa

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

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

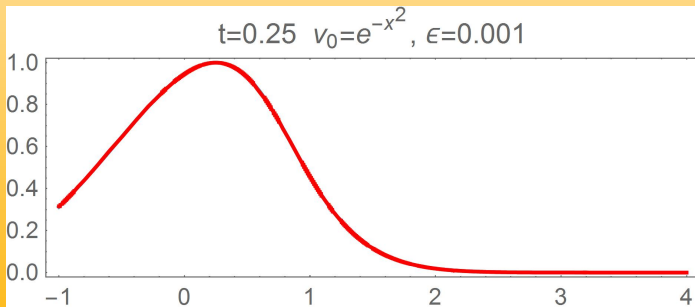
$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = \epsilon \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}, \quad v = v(x, t), \quad \epsilon \rightarrow 0$$

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

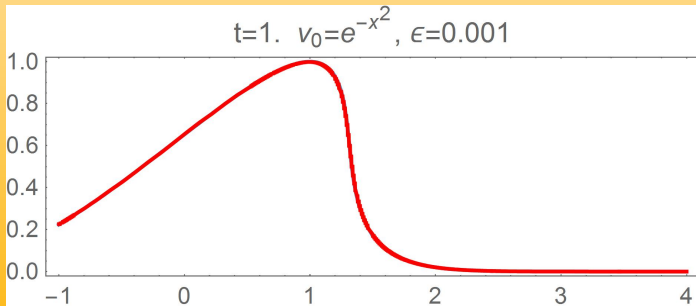
$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = \epsilon \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}, \quad v = v(x, t), \quad \epsilon \rightarrow 0$$

Transformacją Cole-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

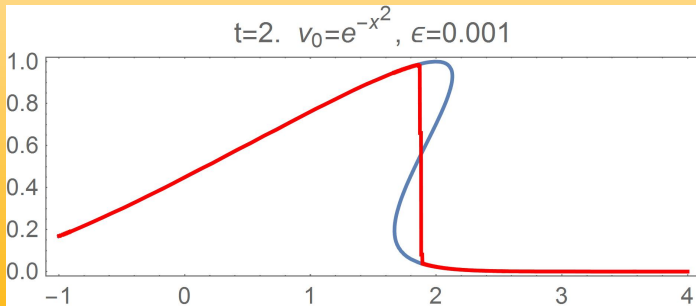
$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = \epsilon \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}, \quad v = v(x, t), \quad \epsilon \rightarrow 0$$

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

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



Postać zachowawcza r. hydrodynamiki

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

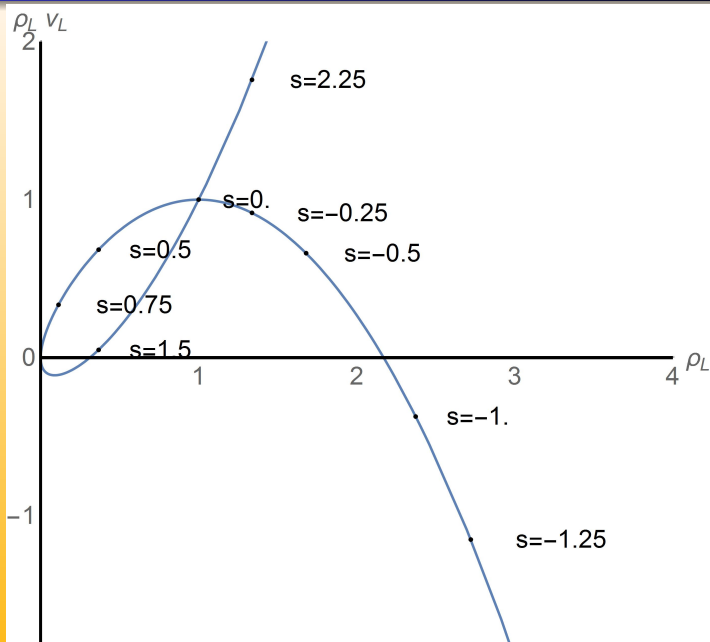
$$\begin{cases} \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho v^2 + P}{\partial x} = 0 & \text{zachowanie pędu} \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v}{\partial x} = 0 & \text{zachowanie masy} \end{cases}$$

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)



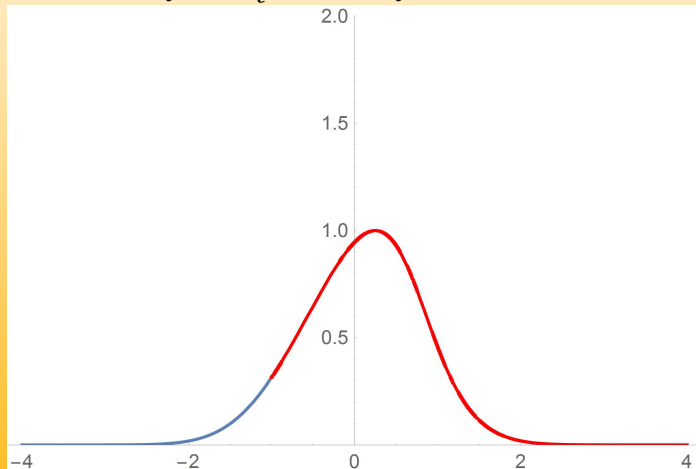
Co się stanie, gdy wartości po lewej i prawej stronie nieciągłości **nie spełniają** warunków Rankine'a-Hugoniota? Odpowiedź to rozwiązanie *problemu Riemanna*, które jest kombinacją:

- 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.

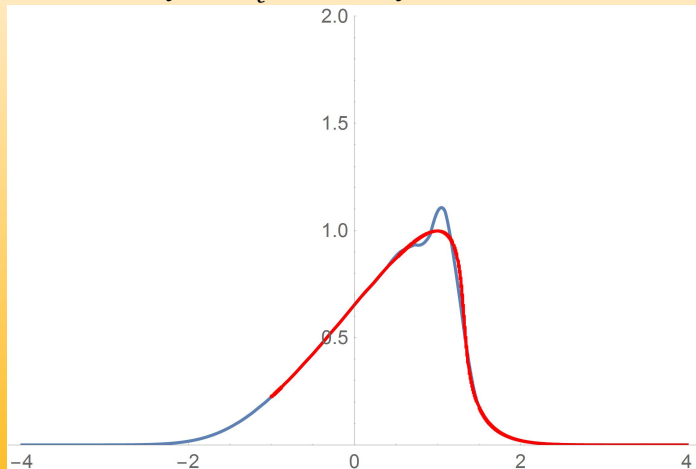
Błędne rozwiązania numeryczne

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



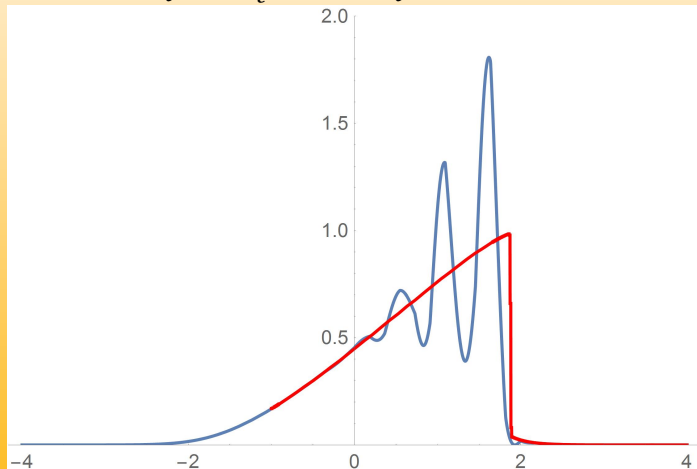
Błędne rozwiązania numeryczne

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 rozwiązujemy 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]

Model mechaniczny: porażka („problem supernowej”)

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

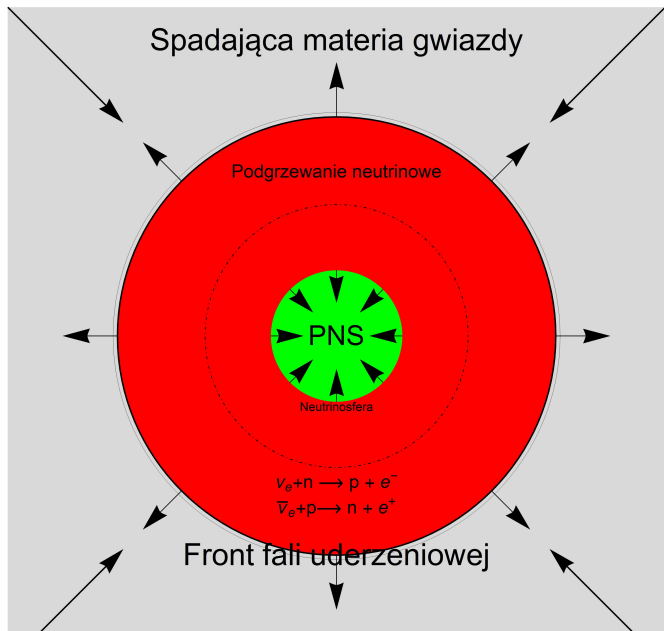
Niemożność uzyskania energii eksplozji przekraczającej energię wiązania grawitacyjnego gwiazdy określamy jako **problem modelowania supernowej**, w domyśle typu implozyjnego (ang: core-collapse supernova problem).

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



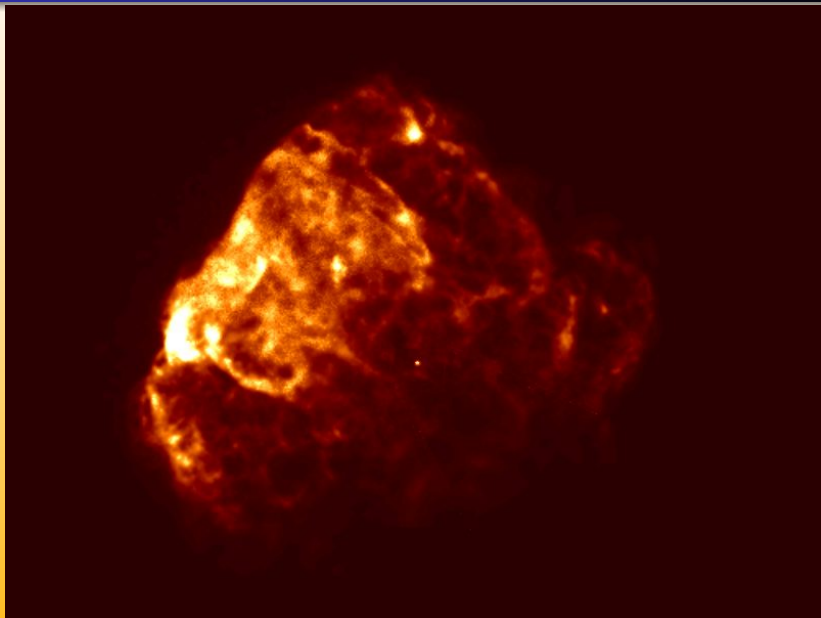
Podstawową techniką zwiększenia energii eksplozji sterowanej neutronowo jest zwiększenie czasu napromieniowania materii neutronami poprzez intensywne mieszanie materii za frontem fali uderzeniowej.

- 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 нефizycznych niestabilności (SASI, odwrócona kaskada turbulentna, bardzo silne mody drgań o małym L)
- przykład symulacji 3D w modelu „light bulb” animacje: [entropia], [prędkość radialna]

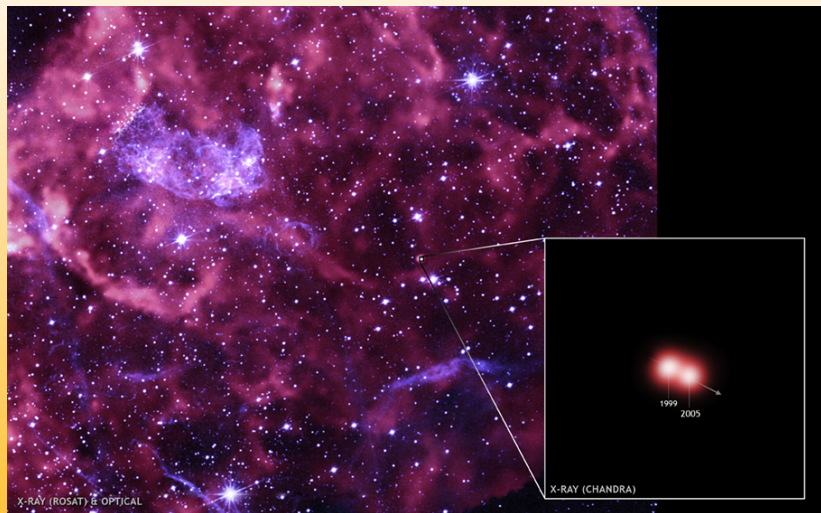
Przejście do fazy mgławicowej

- 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

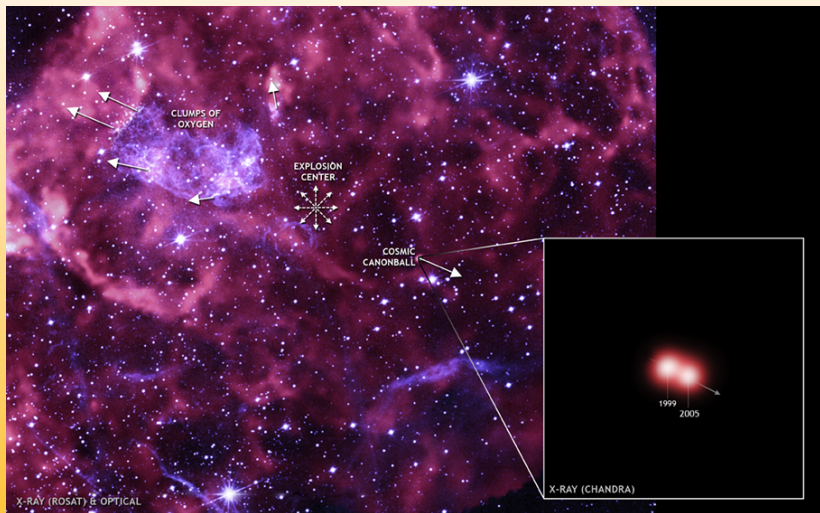
Asymetria eksplozji i wyrzuty gwiazd neutronowych



Asymetria eksplozji i wyrzuty gwiazd neutronowych

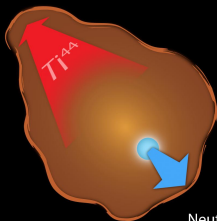


Asymetria eksplozji i wyrzuty gwiazd neutronowych

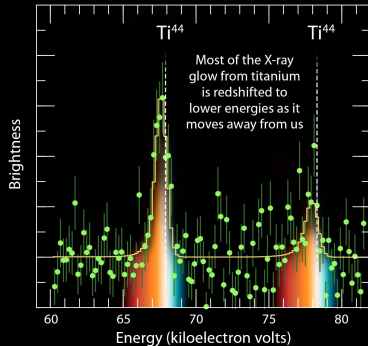


NuSTAR Sees Titanium Glow in Supernova 1987A

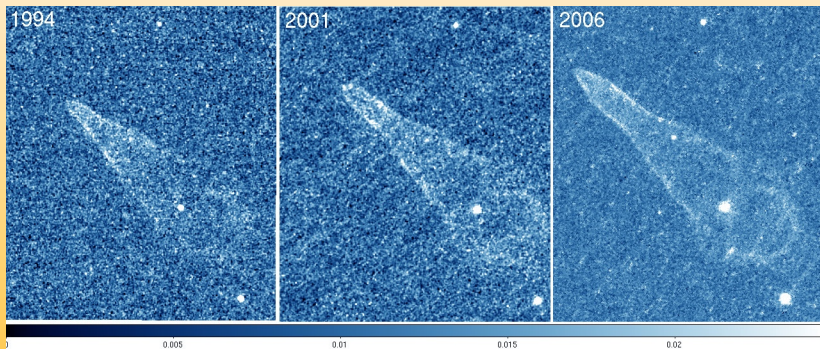
Asymmetric cloud of supernova debris
mostly thrown away from us



Neutron star
(not seen) kicked toward us



Asymetria eksplozji i wyrzuty gwiazd neutronowych



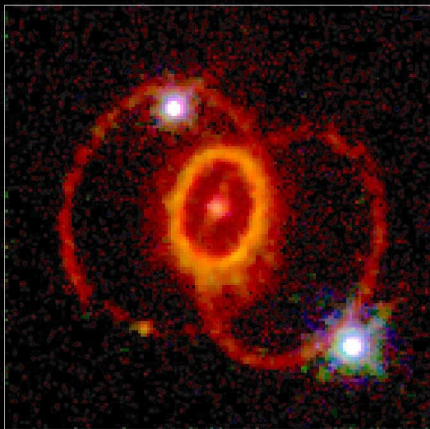
Mechanizm wyrzutu z prędkościami do $v_{NS} = 2000$ km/s.

- 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.

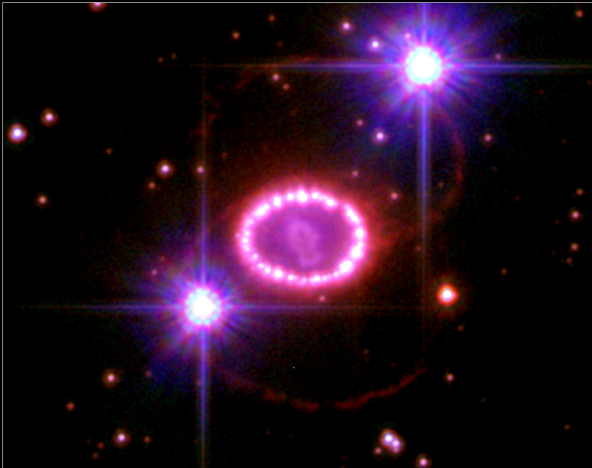
Supernova 1987A Rings



Hubble Space Telescope
Wide Field Planetary Camera 2



SN1987A

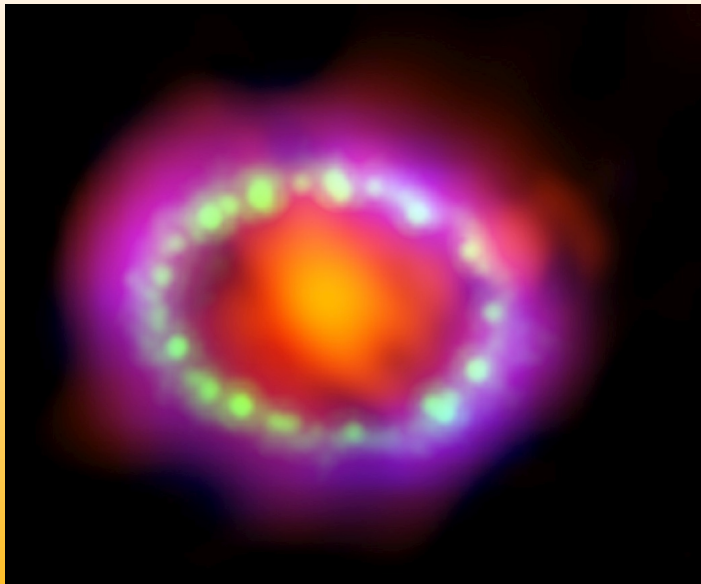


Supernova 1987A • December 6, 2006
Hubble Space Telescope • Advanced Camera for Surveys

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:

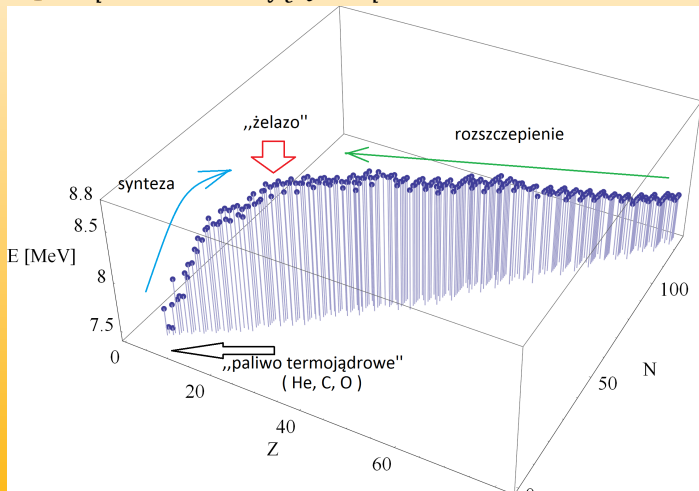
- powstaniem czarnej dziury w centrum
- bardzo szybką rotacją
- polami magnetycznymi
- asymetrią eksplozji obserwowanej pod uprzywilejowanym kątem
- produkcją jet-ów

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 indykatorów 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 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

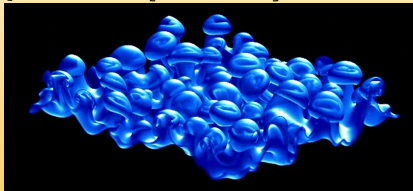
Deflagracja

- 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

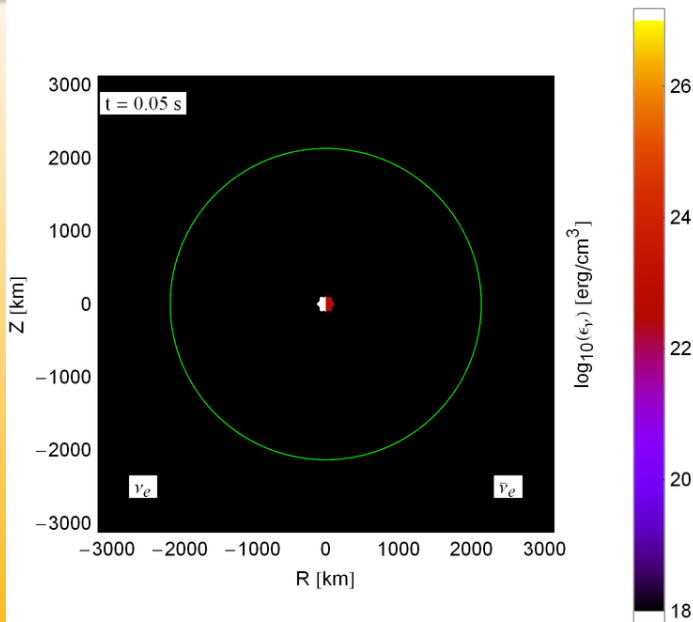
- zwiększenie efektywności spalania przez pofałdowanie płomienia [YouTube]



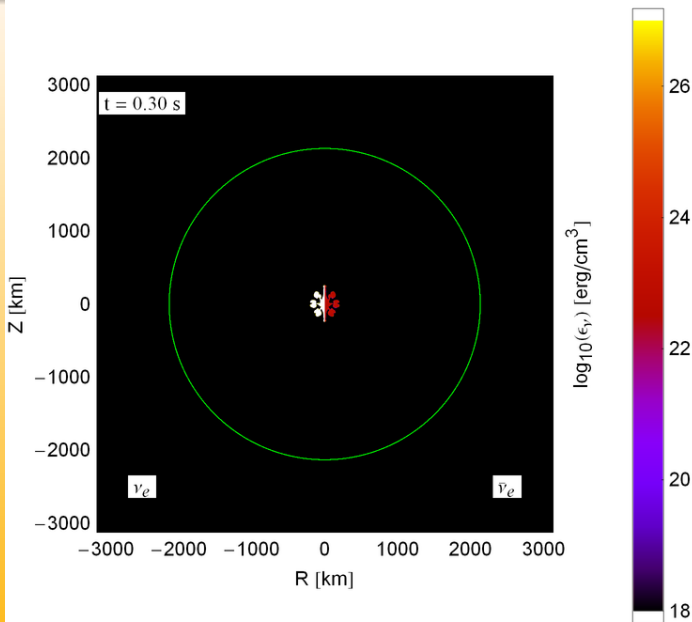
[YouTube]

- zwiększenie liczby punktów zapłonu
- przejście spalania w detonację

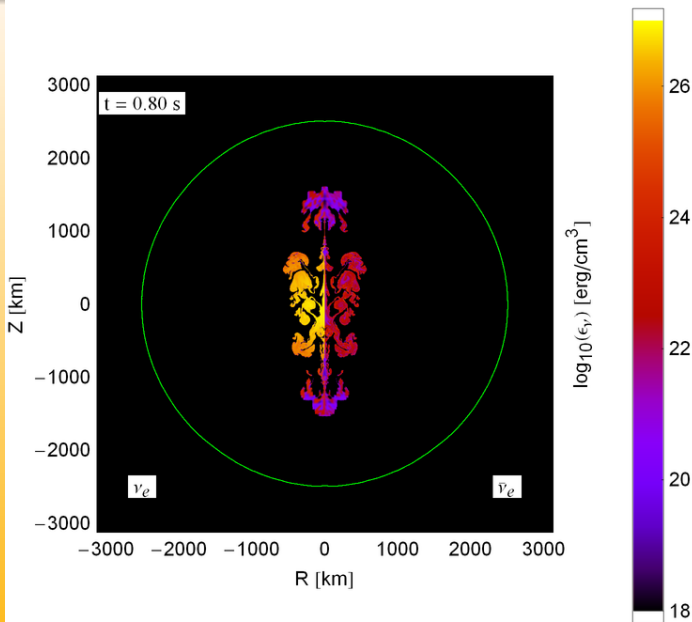
Przykład modelu deflagracji



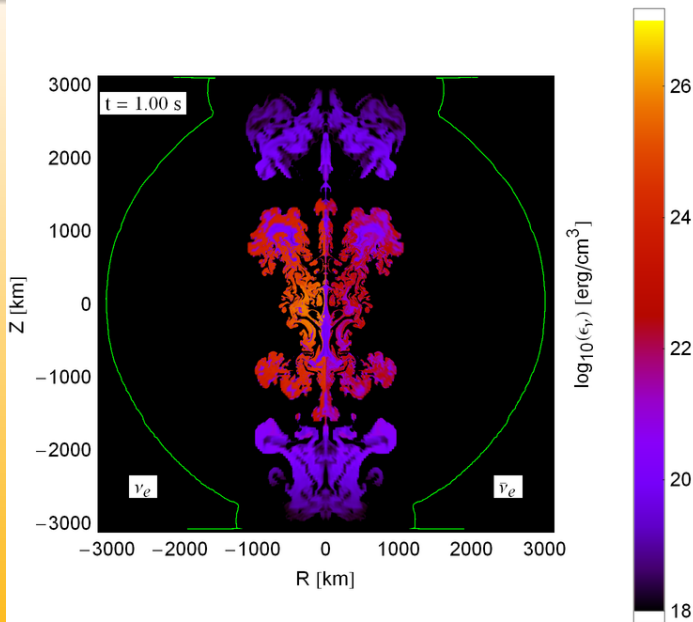
Przykład modelu deflagracji



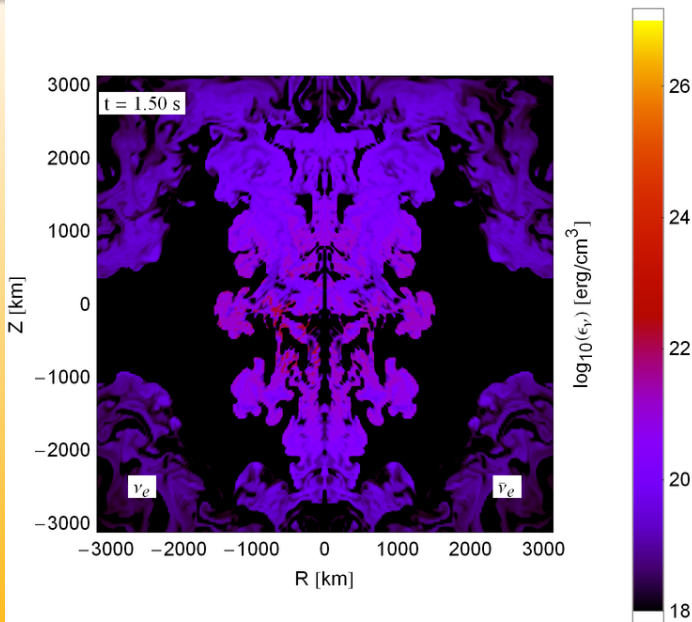
Przykład modelu deflagracji



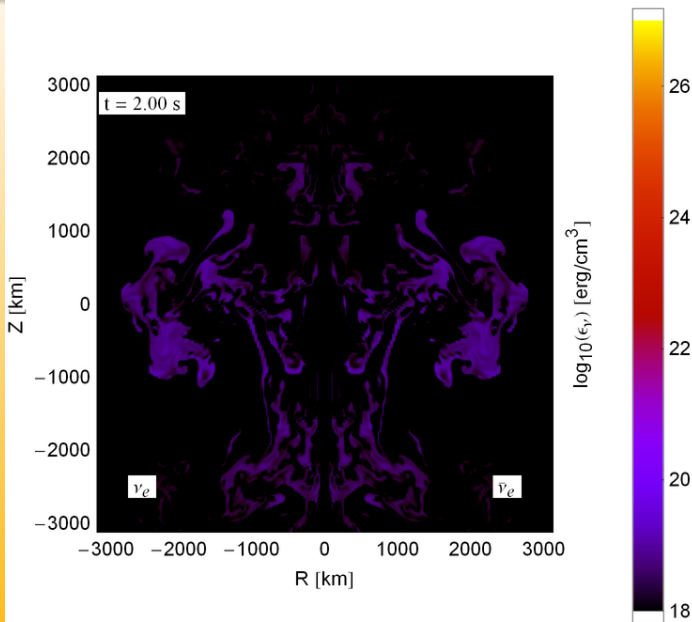
Przykład modelu deflagracji



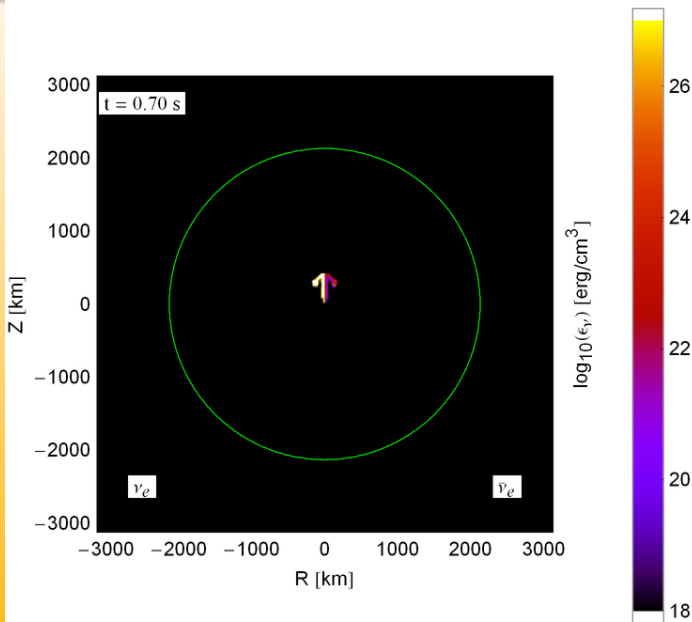
Przykład modelu deflagracji



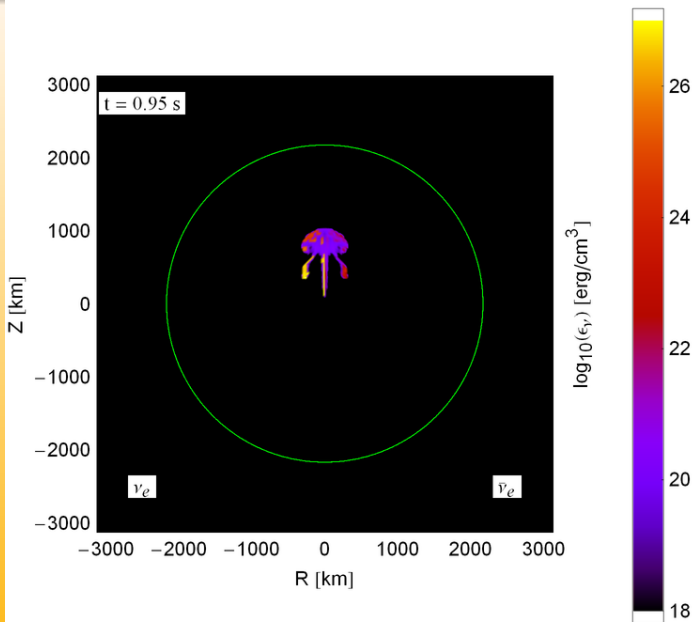
Przykład modelu deflagracji



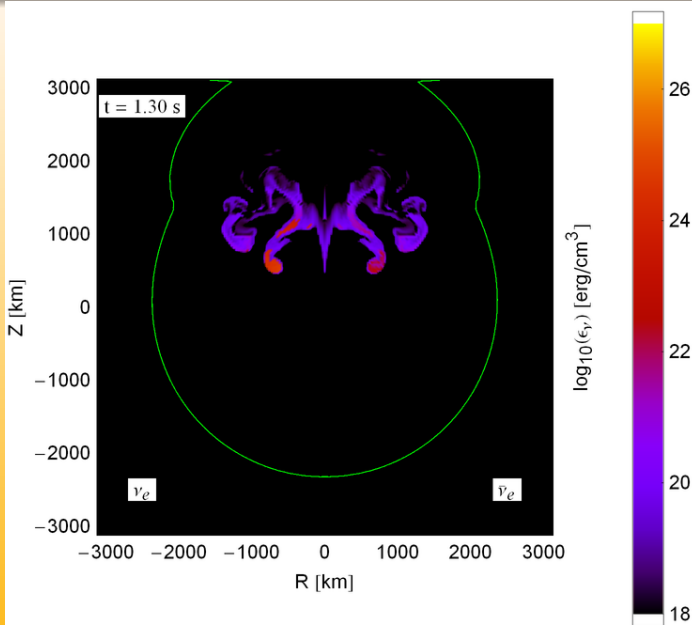
Przykład modelu z opóźnioną detonacją



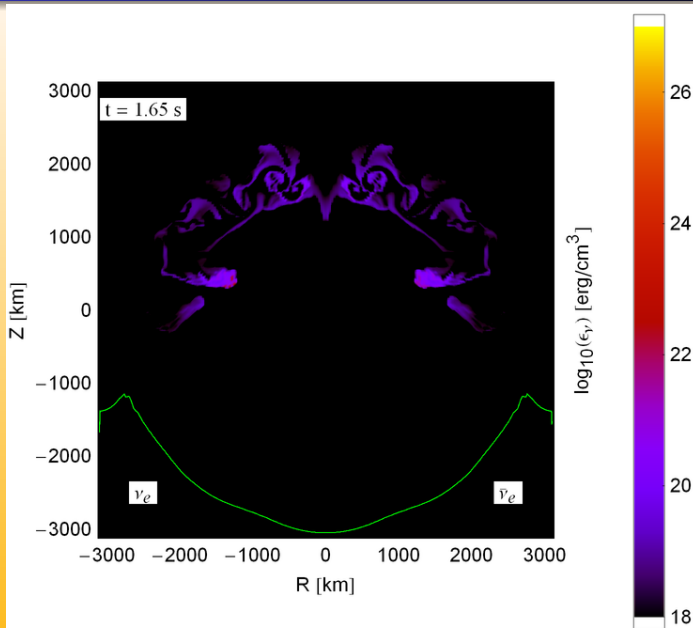
Przykład modelu z opóźnioną detonacją



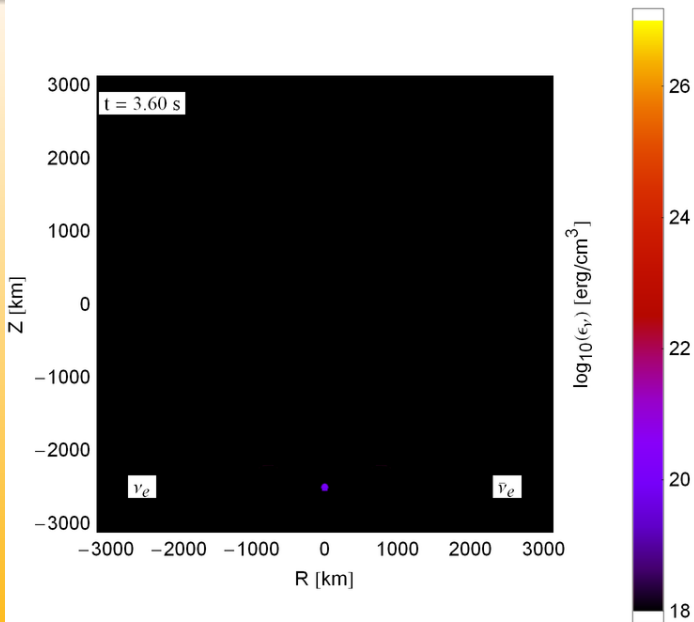
Przykład modelu z opóźnioną detonacją



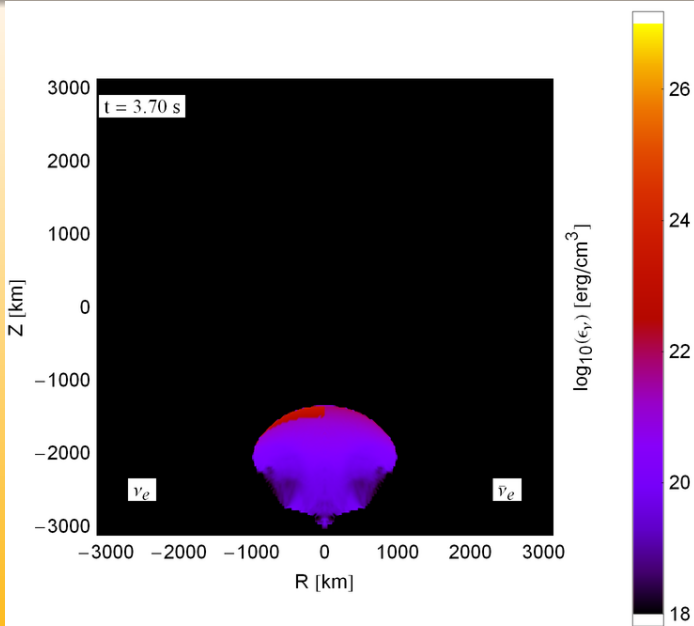
Przykład modelu z opóźnioną detonacją



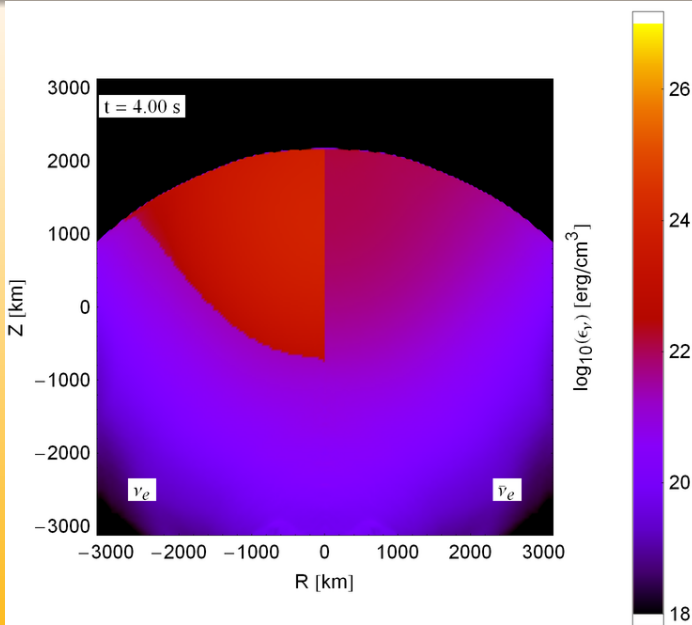
Przykład modelu z opóźnioną detonacją



Przykład modelu z opóźnioną detonacją



Przykład modelu z opóźnioną detonacją



Animacje w czasie rzeczywistym:

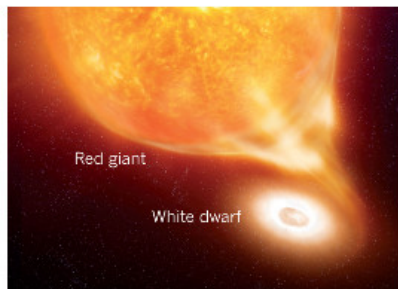
- [n7]
- [y12]

Bardziej efektowna wizualizacja: [YouTube]

SN 2011fe & SN2014J versus iPTF14atg

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

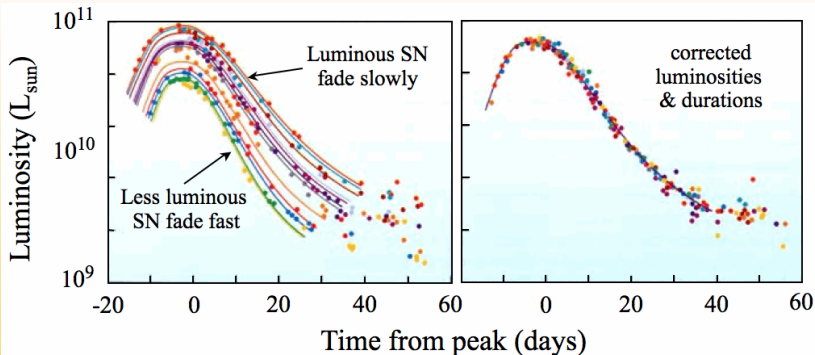


DAWNIEJ



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:

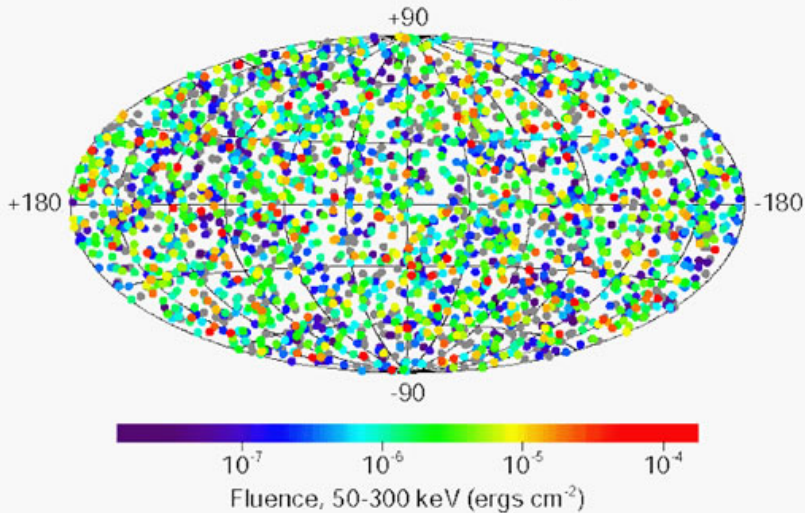
- 1 ciśnienie promieniowania zaczyna dominować, co powoduje, że musimy uwzględnić OTW
- 2 temperatury zbliżają się do $kT \sim m_e c^2$, co powoduje produkcję stale utrzymującej się pewnej liczby par $e^+ e^-$

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!**

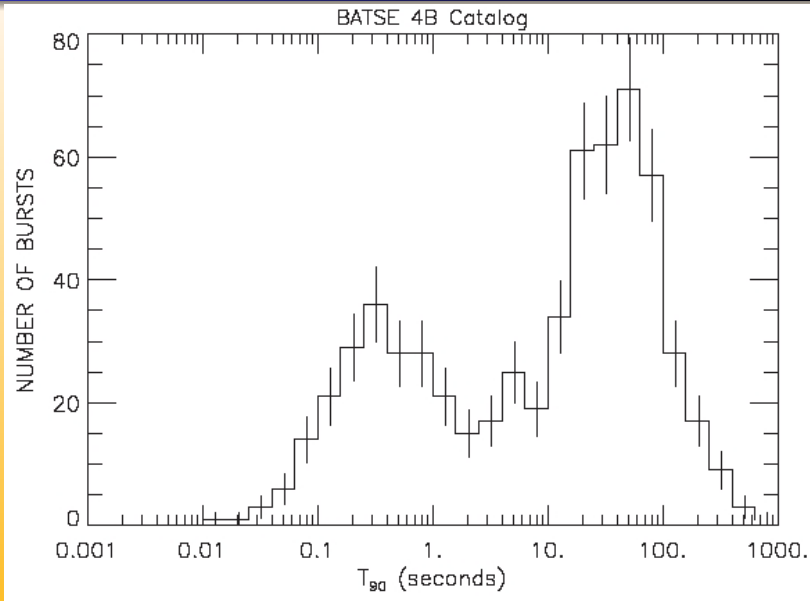
Impulsy promieniowania gamma i rentgenowskiego, pochodzenia kosmicznego, cechowane:

- 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, $\sim 1M_{\odot}c^2$!)

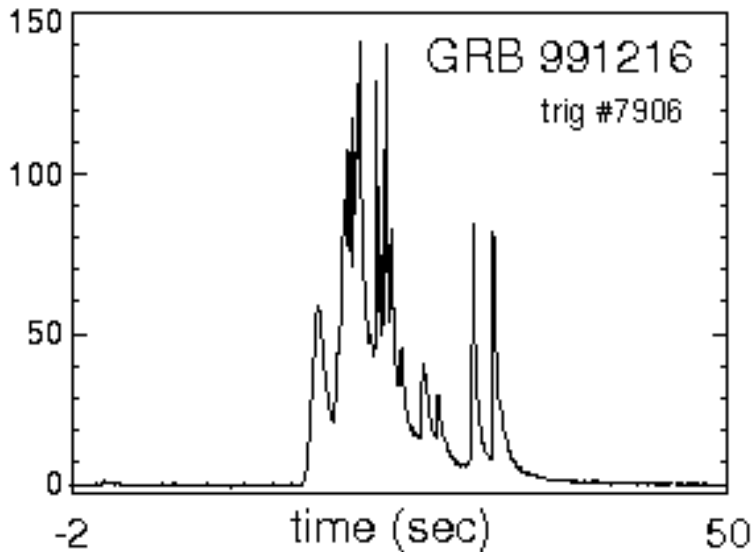
2704 BATSE Gamma-Ray Bursts



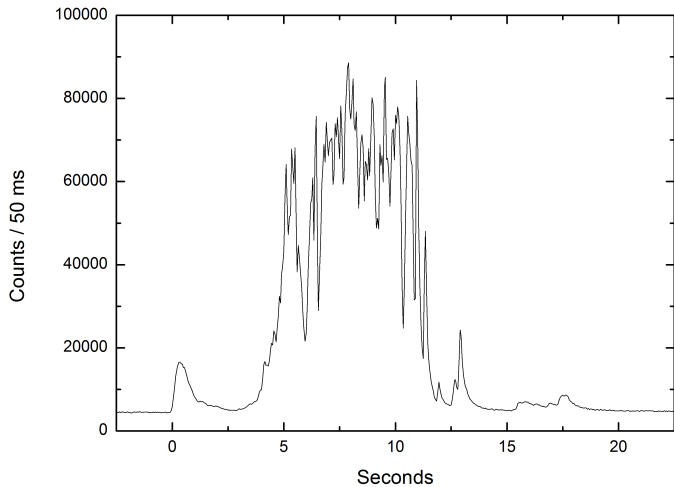
Rozbłyski gamma



Rozbłyski gamma



Rozbłyski gamma

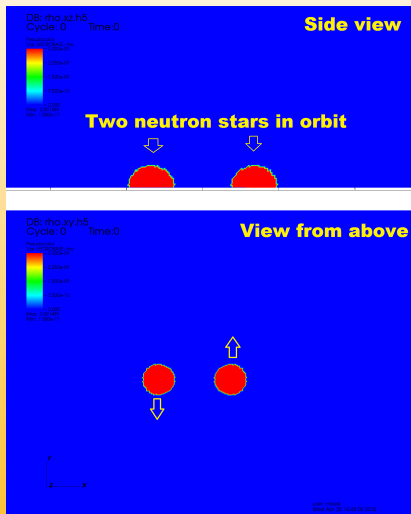


Długie rozbłyśki gamma

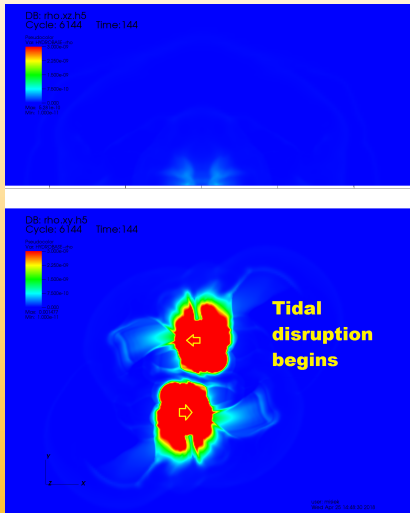
- krzywa „blasku” ma postać serii krótkich impulsów — ich liczba i cechy wydają się być zupełnie losowe (nie ma 2 identycznych)
- obecnie jest jasne, że występują w galaktykach, w rejonach formowania się gwiazd
- w wielu przypadkach wykryto opóźnioną poświatę optyczną, często wyglądającą jak supernowa
- 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 uzdłuż 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

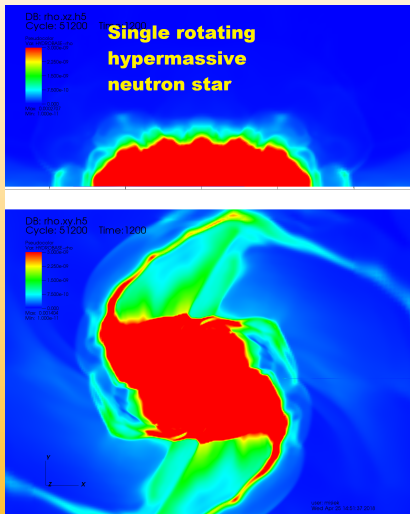
Neutron star mergers (kilonova)



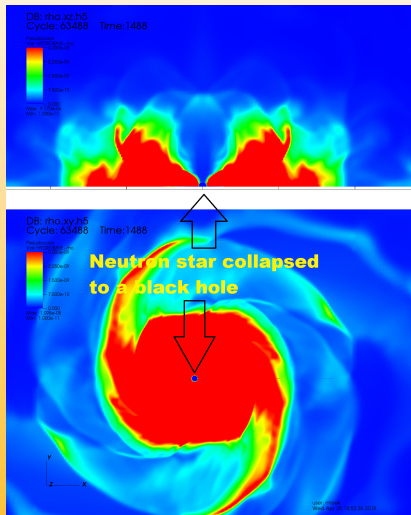
Neutron star mergers (kilonova)



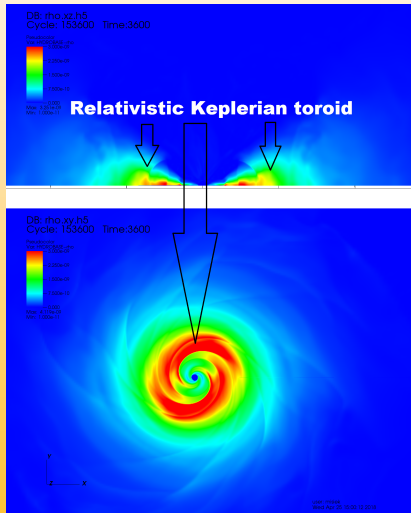
Neutron star mergers (kilonova)



Neutron star mergers (kilonova)



Neutron star mergers (kilonova)



Chcesz wiedzieć więcej?



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