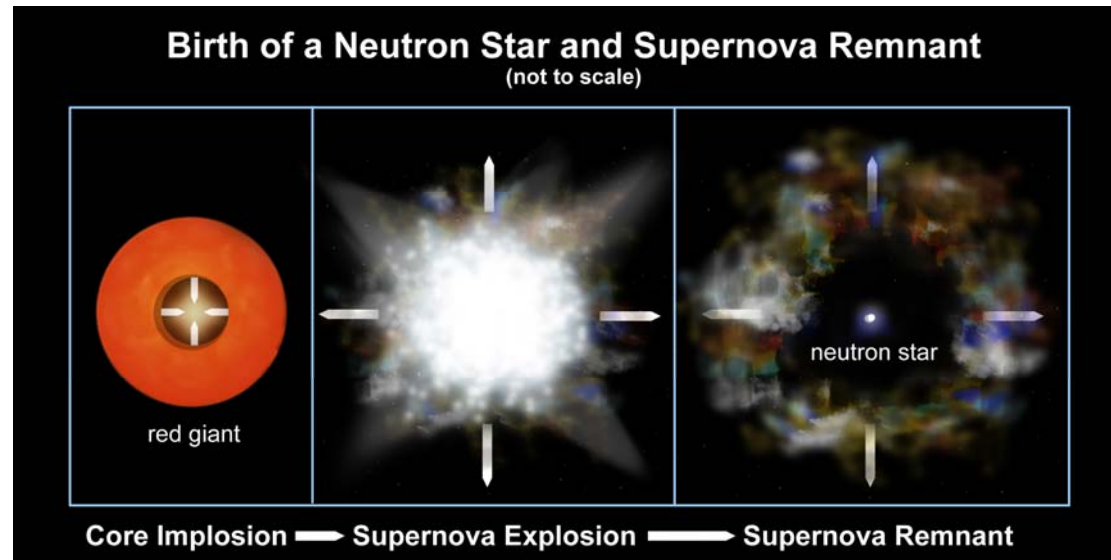


Supernovae



Termine della fase di combustione in una stella (esaurimento del materiale)

- | | | |
|----|-------------------------|--|
| a) | Nana bianca (WD) | equilibrio assicurato dalla pressione di degenerazione degli elettroni |
| b) | Stella di neutroni (NS) | equilibrio assicurato dalla pressione di degenerazione dei neutroni |
| c) | Buco nero (BH) | Densità nucleari |

Dalla statistica osservativa nelle Galassie:

N di WD $\sim$ N di stelle con massa compresa tra 1 e 4 Masse Solari (MS)

N di NS $\sim$ N di stelle con massa compresa tra 4 e 10 MS

N di BH $\sim$ N di stelle con massa maggiore di ~ 10 MS

Supernovae

Nana bianca (WD)

Evoluzione priva di grandi sconvolgimenti

Stella di neutroni (NS)

Buco nero (BH)



Prodotte nell'esplosione di Supernovae

*Eiezione del “guscio” ad altissime
velocita' (migliaia di km/s)*

*Fenomeno che continua per decine
di migliaia di anni.*

“Remnant” (propagazione dello shock)

Supernovae osservate nella nostra Galassia:

SN del 1006

SN del 1054 → Crab

SN del 1572 → Tycho

SN del 1604 → Keplero

In galassie vicine:

SN del 1987 → (Nelle Nubi di Magellano)

*SN di tipo I → proprieta' straordinariamente uniformi
(curve di luce, luminosita'....)*

SN di tipo II → proprieta' differenziate

Evoluzione stellare (0)

Reaction	Ignition temperature (in millions of deg K)
$4\ ^1\text{H} \rightarrow\ ^4\text{He}$	10
$3\ ^4\text{He} \rightarrow\ ^8\text{Be} +\ ^4\text{He} \rightarrow\ ^{12}\text{C}$	100
$^{12}\text{C} +\ ^4\text{He} \rightarrow\ ^{16}\text{O}$	
$2\ ^{12}\text{C} \rightarrow\ ^4\text{He} +\ ^{20}\text{Ne}$	600
$^{20}\text{Ne} +\ ^4\text{He} \rightarrow\ \text{n} +\ ^{23}\text{Mg}$	
$2\ ^{16}\text{O} \rightarrow\ ^4\text{He} +\ ^{28}\text{Si}$	1500
$2\ ^{16}\text{O} \rightarrow\ 2\ ^4\text{He} +\ ^{24}\text{Mg}$	4000
$2\ ^{28}\text{Si} \rightarrow\ ^{56}\text{Fe}$	6000

Evoluzione stellare (1)

Esaurimento dell'idrogeno nel nucleo stellare → struttura stellare disomogenea:

Nucleo di He (privo di reazioni nucleari)

Guscio ricco di H.

Le reazioni nucleari si spostano verso gli strati esterni

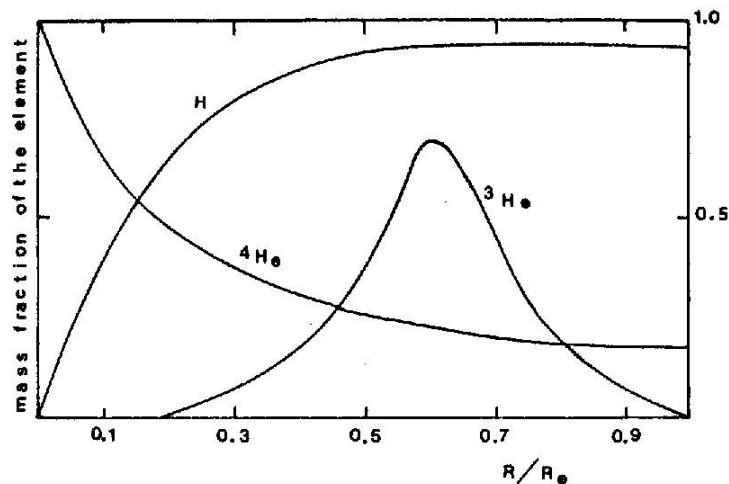
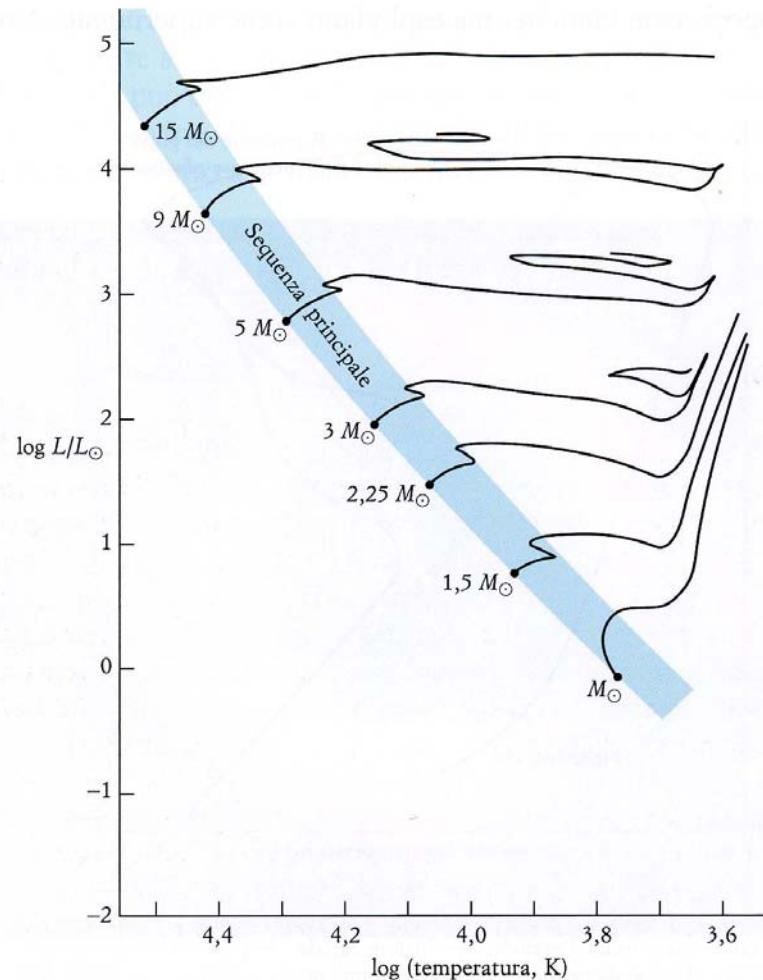


Fig. IV.7. Abundances of H, ^3He , and ^4He vs depth in the Sun: ^4He is formed and H is destroyed by the nuclear reactions in the center of the Sun. The peak for ^3He , at $R \approx 0.6R_{\odot}$ is due to the competition between the nuclear reactions which form and destroy it (see Table IV.1).

Raggio e luminosita' aumentano

La stella abbandona la sequenza principale e diviene una gigante rossa

Evoluzione stellare (2)



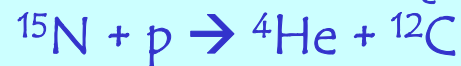
*Raggio e luminosita' aumentano
La stella abbandona la sequenza
principale e diviene
una gigante rossa*

Bruciando tutto l'idrogeno, per masse stellari inferiori a 3 M_☉, la stella si converte interamente in He⁴ e l'evoluzione cessa.

Figura 12
Percorsi evolutivi di stelle con massa diversa in un diagramma H-R. Nel modello si suppone che non vi siano perdite di massa. La stella rimane sulla sequenza principale per la maggior parte della sua vita; le fasi evolutive successive sul ramo delle giganti sono molto più brevi.

Evoluzione stellare (3)

Per masse superiori a $\sim 1.4 M_{\odot}$, la temperatura centrale sarà più elevata $\rightarrow$ domina il ciclo CNO, dove il ^{12}C agisce da "catalizzatore".



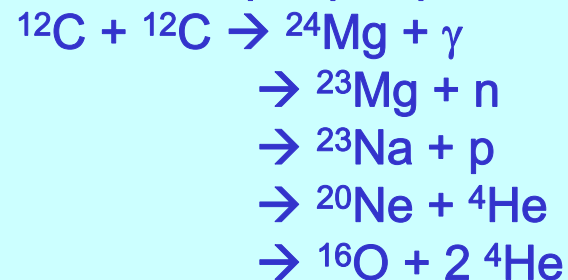
Nel ciclo CNO le abbondanze finali degli elementi ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N e ^{15}O sono molto più abbondanti di quanto non lo fossero all'inizio.

Evoluzione stellare (4)

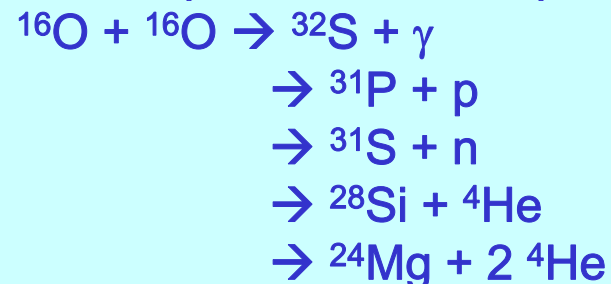
Bruciando tutto l'idrogeno, per masse stellari inferiori a $3 M_{\odot}$, la stella si converte interamente in He^4 e l'evoluzione cessa.

Per masse superiori a $3 M_{\odot}$, la stella subisce ulteriore contrazione, con aumento di temperatura e densità'.

Per $T > 5 \times 10^8 \text{ K}$, cominciano ad aversi processi che comportano la formazione di nuclei sempre più pesanti, ed aventi energie di legame sempre maggiori:

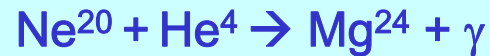


Per temperature ancora più elevate ($T > 10^9 \text{ K}$) $\rightarrow$



Evoluzione stellare (5)

Reazioni che generano il Mg^{24} :



Per $T > 2 \times 10^9 \text{ K}$ e masse stellari superiori a $3 M_{\odot}$ il **Si** puo' bruciare: (fotoni di alta energia rimuovono protoni e nuclei di ^4He dai nuclei di Si).



Elementi piu' pesanti vengono sintetizzati tramite l'aggiunta di nuclei di ^4He . Schematicamente $\rightarrow$



Struttura a gusci

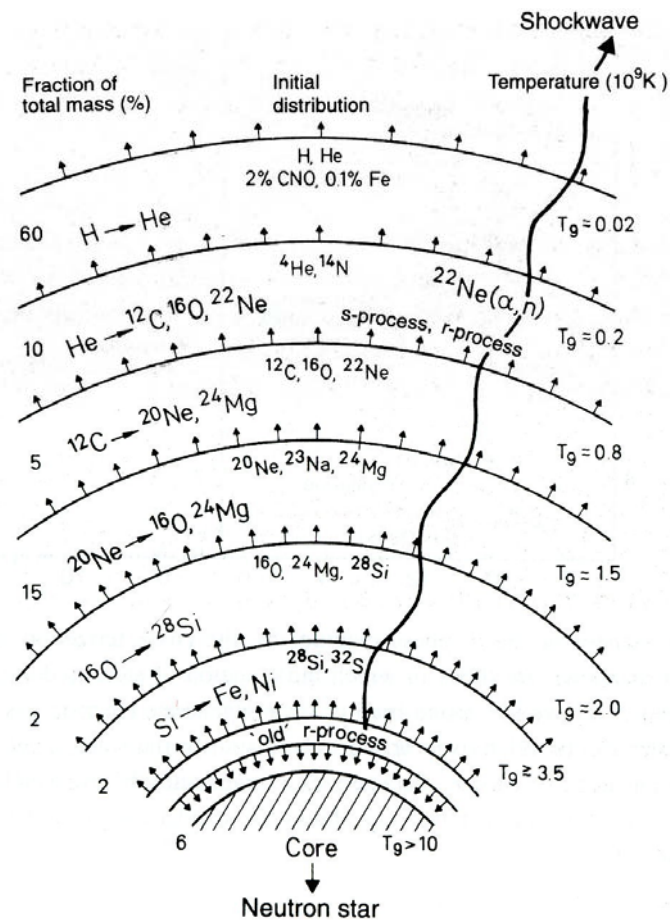


Figure 13.5. Schematic representation of the structure, composition and development of a heavy star (about $25M_{\odot}$). In the hydrostatic burning phases of the shells, elements of higher atomic number, up to a maximum of Fe and Ni, are built up from the initial composition (whose major components are labelled). The gravitational collapse of the core leads to the formation of a neutron star and the ejection of $\approx 95\%$ of the mass of the star (supernova explosion). The ejected outer layers are traversed by the detonation shock wave which initiates explosive burning (from [Gro89, Gro90]).

Pressione degli elettroni degeneri (1)

Stadi finali nell'evoluzione

A densità molto elevate ($\rho \sim 10^6 \text{ g/cm}^3$) le reazioni nucleari cessano, la stella si raffredda ed il gas di elettroni diviene “degenerare”

Principio d'indeterminazione: $\Delta p \Delta x > h$

Valore di p al di sotto del quale tutte le celle nello spazio delle fasi sono “piene” (allo zero assoluto). Implica un limite sull'energia degli elettroni, e quindi sulla pressione.

Dall'applicazione della meccanica statistica ad una distribuzione di Fermi-Dirac

μ_e = massa media delle particelle per elettrone libero

1) Pressione nel caso non relativistico:

$$P_d = \frac{(3\pi^2)^{2/3}}{5} \frac{\hbar^2}{m_e} \left(\frac{\rho}{\mu_e m_u} \right)^{5/3}$$

2) Pressione nel caso relativistico:

$$P_d = \frac{(3\pi^2)^{1/3}}{4} \hbar c \left(\frac{\rho}{\mu_e m_u} \right)^{4/3}$$

Pressione degli elettroni degeneri (2)

Plasma di elettroni e protoni in equilibrio termico alla temperatura $T \Rightarrow$

a) caso non relativistico

Velocità quadratica media:

$$\frac{1}{2}m\langle v^2 \rangle = \frac{3}{2}kT \Rightarrow$$

$$p = mv \simeq (3mkT)^{1/2}$$

Distanza tra le particelle alla quale gli effetti quantistici divengono importanti:

$$\Delta x \simeq \frac{\hbar}{\Delta p}$$

Ponendo $\Delta p = p \Rightarrow$ densità del plasma (protoni):

$$\rho \simeq \frac{m_P}{\Delta x^3} \simeq m_P \left(\frac{3m_e kT}{\hbar^2} \right)^{3/2}$$

Per un gas di elettroni e protoni, la densità alla quale si ha degenerazione è proporzionale a $T^{3/2}$.

Caso relativistico:

$$\Delta p \simeq p = m_e c$$

$$\rho = \frac{m_P}{\Delta x^3} \simeq m_P \left(\frac{m_e c}{\hbar} \right)^3 \approx 3 \times 10^{10} \text{ kg m}^{-3}$$

Pressione degli elettroni degeneri (3)

Calcolo della pressione P_d :

$$P_d = (\gamma - 1) \epsilon$$

con ϵ la densità di energia.

a) caso non relativistico:

$$E = \frac{1}{2} m_e v^2 = \frac{p^2}{2m_e}$$

con: $p = \hbar/a$. Segue:

$A = \Delta x$ e' la distanza tra due elettroni

$$E = \frac{\hbar^2}{2m_e a^2} \Rightarrow \epsilon = \frac{E}{a^3} = \frac{p^2}{2m_e a^4} = \frac{\hbar^2}{2m_e a^5}$$

Densità di materia: $\rho = m_P/a^3 \Rightarrow a = \left(\frac{m_P}{\rho}\right)^{1/3}$. Per cui:

$$P_d = (\gamma - 1) \frac{\hbar^2}{2m_e a^5} = \frac{(\gamma - 1) \hbar^2}{2m_e} \left(\frac{\rho}{m_P}\right)^{5/3}$$

Vediamo che $P_d \approx \rho^{5/3} \Rightarrow \gamma = 5/3$. Segue:

$$P_d = \frac{\hbar^2}{3m_e} \left(\frac{\rho}{m_P}\right)^{5/3}$$

Pressione degli elettroni degeneri (4)

b) caso relativistico:

$$E = pc = \frac{\hbar c}{a} \Rightarrow \epsilon = \frac{\hbar c}{a^4}$$

Densità di materia: $\rho = m_P/a^3 \Rightarrow a = \left(\frac{m_P}{\rho}\right)^{1/3}$. Per cui:

$$\epsilon = \frac{\hbar c}{m_P^{4/3}} \rho^{4/3}$$

Vediamo che $\gamma = 4/3$. Segue:

$$P_d = (\gamma - 1) \epsilon = \frac{1}{3} \hbar c \left(\frac{\rho}{m_P}\right)^{4/3}$$

Pressione degli elettroni degeneri (5)

$$p_F = \Delta p = h/\Delta x ; \text{ con } \Delta x = n_e^{-1/3} \rightarrow p_F = h n_e^{1/3} ; \text{ con } h = 10^{-27} \text{ erg}$$

$$p_F = 3.28 \cdot 10^{-27} n_e^{1/3} \text{ (CGS)}$$

$$E_F = p_F^2/2m = 3.75 \cdot 10^{-21} n_e^{2/3} \text{ (MeV)} [E_F \ll mc^2]$$

$$E_F = cp_F = 0.62 \cdot 10^{-10} n_e^{1/3} \text{ (MeV)} [E_F \gg mc^2]$$

Gas perfetto:

$$P_d = 2/3 n_e E_F \text{ -- Non relativist.)} \rightarrow \sim 2/3 \times 3.75 \cdot 10^{-21} n_e^{5/3}$$

$$\sim \rho^{5/3} \text{ (se non relativistico)}$$

$$\sim \rho^{4/3} \text{ (se relativistico)}$$

Quantitativamente:

$$P_d = 10^7 (\rho/\mu)^{5/3} \text{ (dyn/cm}^2\text{)} \text{ (se non relativistico)}$$

$$= 1.2 \cdot 10^9 (\rho/\mu)^{4/3} \text{ (dyn/cm}^2\text{)} \text{ (se relativistico)}$$

(μ = numero di nucleoni/elettrone). e.g.: per $\rho = 10^7 \text{ g/cm}^3 \rightarrow P_d \sim 10^{12} \text{ atm}$

Equilibrio stellare (1)

Pressione gravitazionale:

$$P_g = -\frac{2}{3} \pi G \rho^2 R^2 = -\frac{3}{8\pi} G \frac{M^2}{R^4}$$

Questa puo' esser riscritta come:

$$P_g = -5.378 \cdot 10^{-10} \rho^{4/3} M^{2/3}$$

Bilancio ?

Nel caso non relativistico:

$$P_d \sim \rho^{5/3} \text{ mentre } P_g \sim \rho^{4/3}$$

La pressione di degenerazione degli elettroni aumenta all'aumentare della densita' piu' rapidamente che non quella gravitazionale !

Di conseguenza, e' sempre possibile che la densita' raggiunga un valore tale che sia $P_d > P_g$ (e quindi che si raggiunga l'equilibrio)

Equilibrio stellare (2)

Bilancio nel caso relativistico

$$P_d = 1.2 \cdot 10^9 (\rho / \mu)^{4/3} \text{ (dyn/cm}^2\text{)}$$

(μ = numero di nucleoni/elettrone)

Pressione gravitazionale: $P_g = -5.378 \cdot 10^{-10} \rho^{4/3} M^{2/3}$

Bilancio nel caso relativistico:

$$P_d \sim \rho^{4/3} \quad \text{e} \quad P_g \sim \rho^{4/3}$$

In tal caso la stabilit  non dipende dalla densit , ma solo dalla massa.

Massa critica (**Chandrasekhar**) al di sopra della quale la pressione di degenerazione non   sufficiente a contrastare quella gravitazionale.

$$M_{cr} \sim 1.4 M_S$$

Se la massa   inferiore a quella critica, la stella puo' esser stabilizzata dalla pressione di degenerazione del gas (nana bianca).

Se la massa supera quella critica, la contrazione gravitazionale continua, e con essa aumenta la temperatura.

I fotoni prodotti sono ora abbastanza energici da causare fotodisintegrazione, che porta ad una diminuzione di temperatura.

Collasso gravitazionale (1)

In aggiunta, l'aumento della densità porta ad un aumento dell'energia di Fermi del gas di elettroni. Questi hanno ora energia sufficiente per dar luogo a reazioni quali:



(deleptonizzazione) ed altre reazioni di disintegrazione nucleare:



→ scomparsa di elettroni e diminuzione ulteriore di pressione.

Continua contrazione → pressione interna approx. costante

Processo estremamente veloce: raggio iniziale della regione interessata ~ migliaia di km → raggio finale ~ 50 km !

(Cio' che rimane alla fine e' una stella di neutroni)

Densità nella zona centrale superiore a quella nucleare (10^{14} g/cm³)

“Rimbalzo” della zona centrale e collisione con gli strati che continuano a “cadere”

→ shock attraversa gli strati che stanno collassando → espulsione degli strati esterni

Collasso gravitazionale (2)

Elettroni di alta energia ancora presenti nel nucleo → continua la deleptonizzazione e produzione di neutrini

Temperatura del nucleo $> 2 \cdot 10^{12}$ K (200 MeV). Produzione di coppie di leptoni e neutrini $[\gamma \rightarrow e^+ e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}_{\text{bar}}]$.

$$\nu_{\mu}, \nu_e, \nu_{\tau}$$

e relativi antineutrini.

I ν_e hanno sezioni d'urto un po' piu' grandi. Interagendo perdono energia →

$$E_{\nu_e} \sim 20\text{-}30 \text{ MeV}$$

Durata dell'emissione dei ν_e pochi decimi di secondo

Durata dell'emissione dei ν_{μ}, ν_{τ} 10 secondi o piu'

SN1987a (23 Febbraio 1987) [Nelle nubi di Magellano]

Distanza 50 Kpc

Flusso di neutrini a terra (3-6) 10^{10} cm^{-2}

Collasso gravitazionale (3)

Riassumendo le fasi che precedono e che poi descrivono il collasso

(per stelle aventi massa $> 8-10 M_{\odot}$):

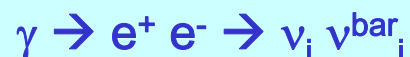
- a) Combustione dell'idrogeno, dell'elio e degli elementi più pesanti (carbonio, ossigeno, azoto) nel nucleo
- b) Combustione di idrogeno ed elio negli strati esterni. Combustione degli elementi pesanti prodotti nel nucleo (Si e poi Ni). Fotodisintegrazione del Si e formazione del Fe
- c) Fine dei processi di fusione
- d) Massa del nucleo maggiore di $5.72 Y_e^2 M_{\odot}$ (Massa di Chandrasekhar) $\rightarrow$ densità elettronica (gas degeneri di elettroni relativistici) genera una pressione non più sufficiente a bilanciare la pressione gravitazionale.
- e) Aumento dell'energia di Fermi che accompagna l'aumento della densità elettronica $\rightarrow$ aumento dell'energia degli elettroni $\rightarrow$ innesco del processo di deieptonizzazione:
$$e^- + p \rightarrow n + \nu_e$$
- f) Diminuzione del numero di elettroni $\rightarrow$ diminuzione della pressione elettronica $\rightarrow$ innesco del collasso
- g) Nucleo ricco di neutroni e di nuclei con alto numero di neutroni

Collasso gravitazionale (4)

- h) Per densita' $\rho \sim 5 \cdot 10^{11} \text{ g cm}^{-3} \rightarrow$ neutrini prodotti nel nucleo “intrappolati” (tempo di diffusione maggiore del tempo di collasso)
 $\rightarrow$ produzione della “sfera di neutrini”
Neutrini intrappolati interagiscono con neutroni:

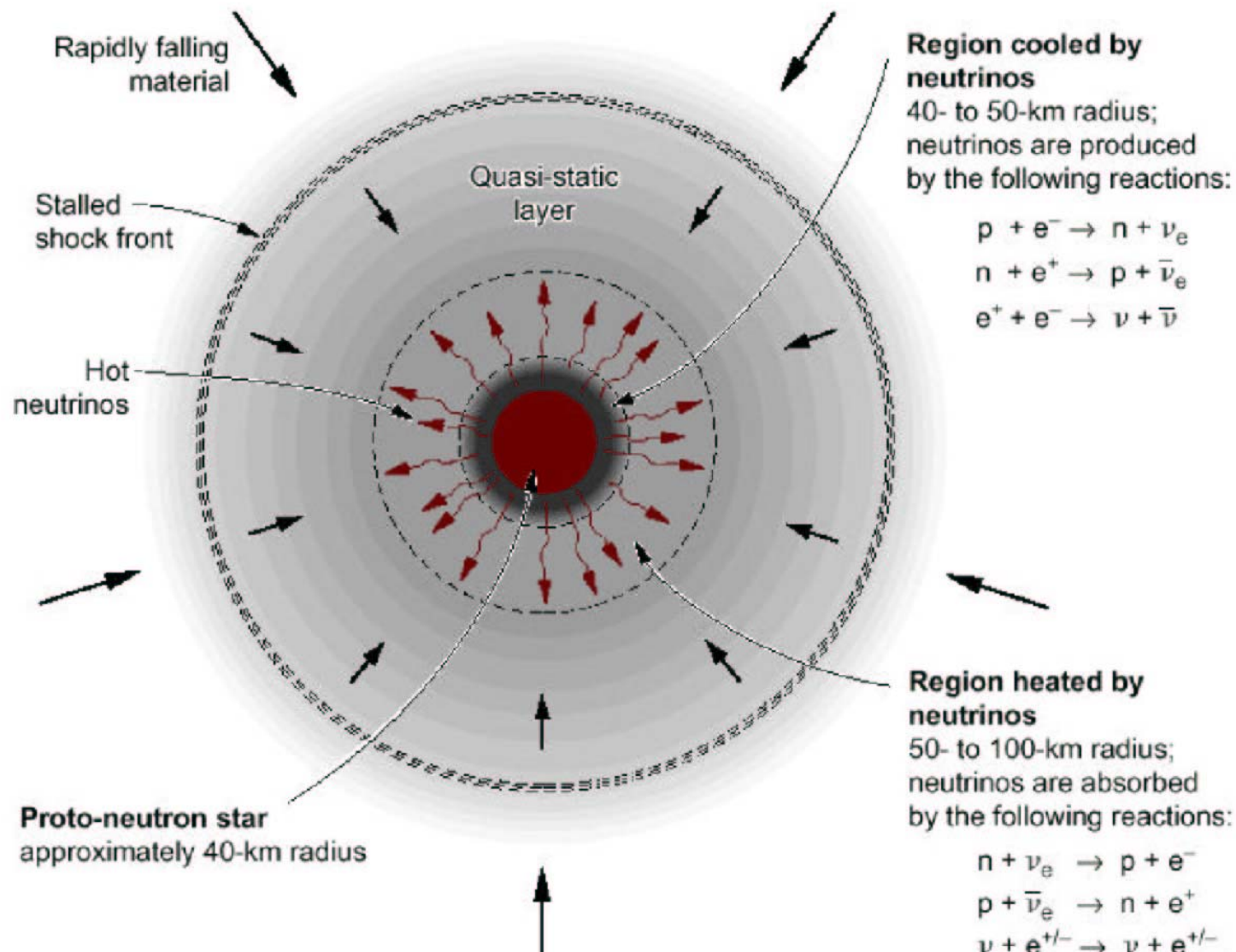


- i) interazioni con i nuclei “termalizzano” i neutrini
- j) Densita' nel nucleo $\rho > 10^{14} \text{ g cm}^{-3} \rightarrow$ collisione del nucleo con gli strati esterni che “cadono” $\rightarrow$ onda di pressione a velocita' maggiore di quella del suono (onda d'urto)
- k) Energia dell'onda dissocia nuclei di Fe in protoni e neutroni
- l) Neutrini prodotti durante il raffreddamento della stella di neutrini che si sta formando:



intrappolati (alta densita' del materiale circostante) e poi in equilibrio termico $\rightarrow$ emessi

Collasso gravitazionale (6)



Collasso gravitazionale (7)

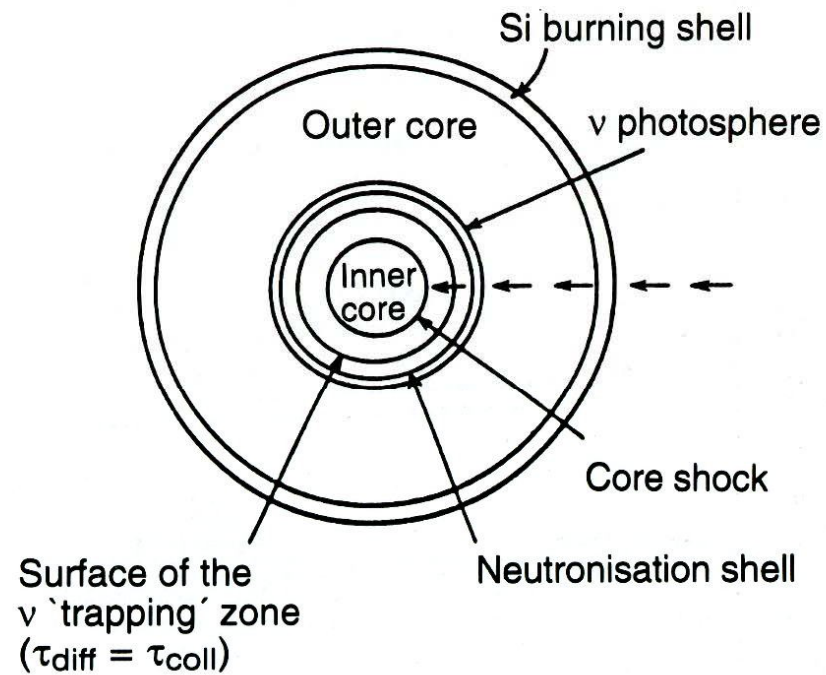


Figure 13.9. Structure of the iron core of a heavy star after completion of its hydrostatic burning (from [Arn87]).

Collasso gravitazionale (8)

Neutrinos from gravitational collapse

Occurs for a star heavier than 8 solar masses when its core exceeds Chandrasekar's limit of $M=1.4$ solar mass. A neutron star of a radius of $r=20$ km is formed.

The released energy is „neutron star binding energy“:

$$E_B = M \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right) \approx \frac{M}{r} = 3 \times 10^{53} \text{ ergs} \quad (R \gg r)$$

99% of this energy is carried away by neutrinos;
neutrino luminosity $L \sim 3 \times 10^{53} \text{ ergs}$

1% goes into kinetic energy of the envelope particles
Only 0.01% goes into light

And yet it's 10^{49} ergs while our sun emits 10^{33} ergs/sec

One SN shines as 10^{16} Suns!

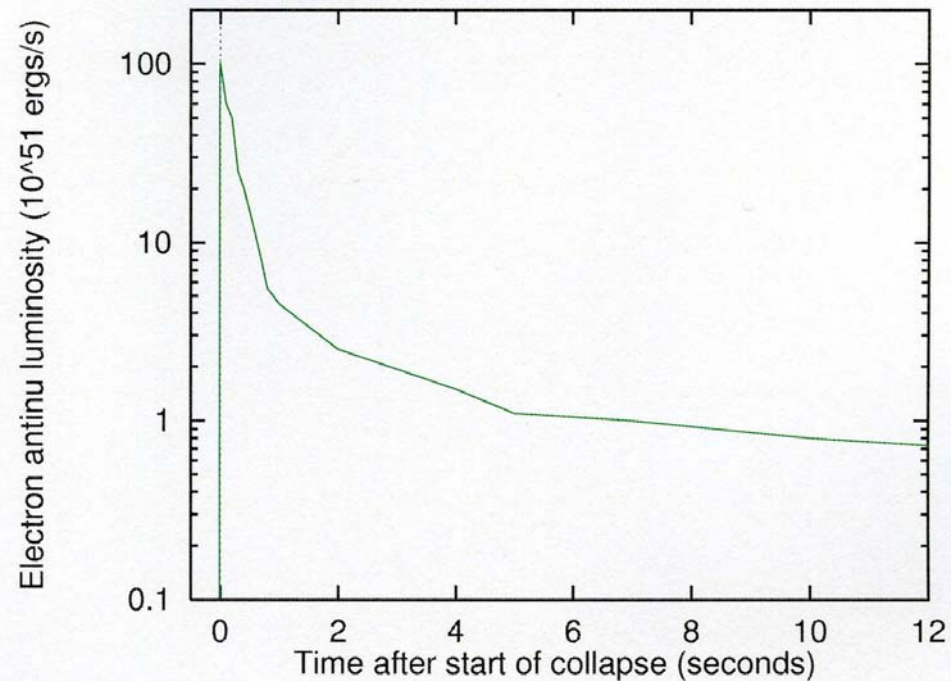
Neutrini dal collasso(1)

$$\langle E_{\nu_e} \rangle \sim 12 \text{ MeV}$$

$$\langle E_{\nu(\bar{\nu})_e} \rangle \sim 15 \text{ MeV}$$

$$\langle E_{\nu_\mu} \rangle \sim 18 \text{ MeV}$$

EXPECTED NEUTRINO SIGNAL¹



Neutrini dal collasso(2)

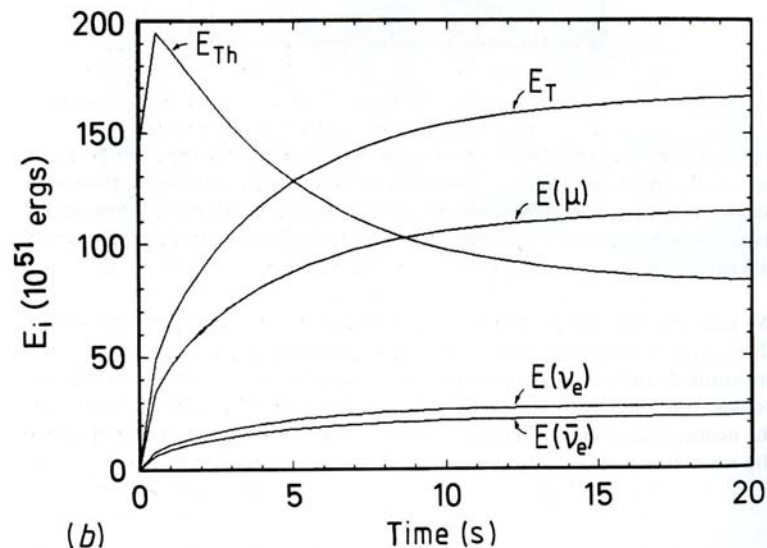
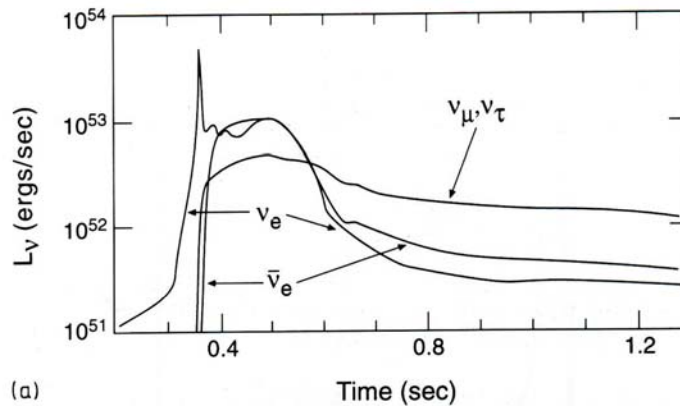


Figure 13.13. (a) Calculated luminosity of a $2M_{\odot}$ 'Fe' core of a $\approx 25M_{\odot}$ main sequence star as a function of the time from the start of the collapse for the various neutrino flavours (from [Bru87]). (b) Cooling of a hot proto-neutron star of $1.4M_{\odot}$ in the first 20 s after gravitational collapse. E_{Th} denotes the intergrated internal energy, E_T is the total energy released and E_{ν_e} and $E_{\bar{\nu}_e}$ are the total energies emitted as ν_e and $\bar{\nu}_e$, respectively. E_{μ} is the energy emitted as ν_{μ} , $\bar{\nu}_{\mu}$, ν_{τ} and $\bar{\nu}_{\tau}$. All energies are in units of 10^{51} ergs (from [Bur86]).

*Andamento temporale
di emissione dei vari tipi
di neutrini*

Neutrini dal collasso(3)

*Andamento temporale
di emissione dei vari tipi
di neutrini*

13.2 Neutrino emission in supernova explosions

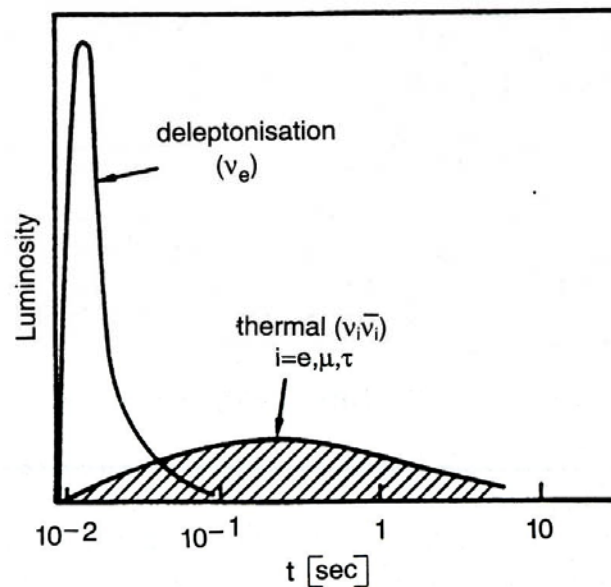
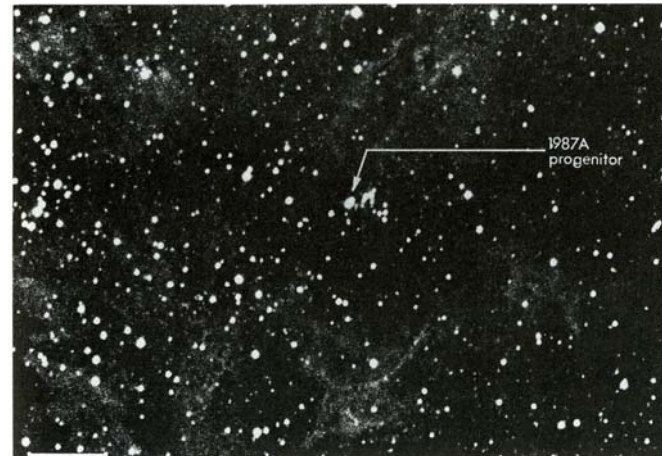


Figure 13.12. Time evolution of the expected neutrino spectrum of a supernova type II (schematic). After the first few ms long pulse of ν_e originating from the deleptonization, follows over a period of several seconds the emission of all neutrino and anti-neutrino flavours originating from the thermal cooling of the neutron star (from [Per88], see also [Bru87]).

SN1987a

Nubi di Magellano prima e dopo il 26 Febbraio 1987



(a)



(b)

Figure 13.14. The supernova 1987a. (a) The large Magellanic cloud before the supernova on the December 9, 1977. The precursor star Sanduleak $-69^{\circ} 202$ is shown. (b) The same field of view as (a) on 26 February 1987 at $1^{\text{h}} 25^{\text{min}}$ where the $4^{\text{m}},4$ brightness Supernova 1987a can be seen. The length of the horizontal scale is 1 arcminute (from [Büh87] and with kind permission of ESO).

SN1987a

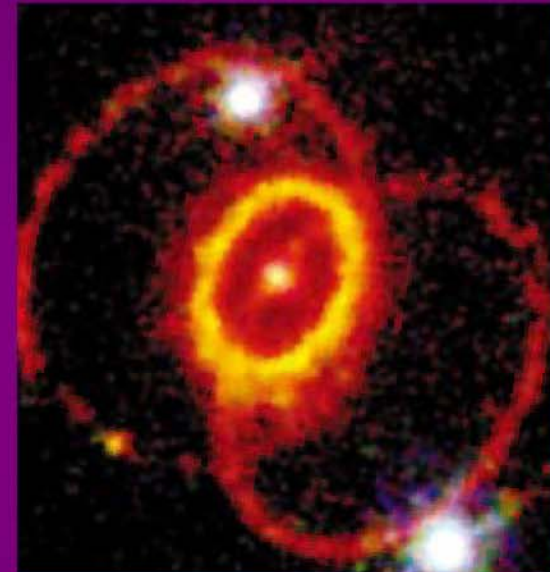
Nubi di Magellano prima e dopo il 26 Febbraio 1987..e sette anni dopo



February 1984



March 8, 1987



Seven years later..
photo by Hubble
Space Telescope

SN1987a+Kamiokande[1]

Kamiokande (Kamioka-nucleon-decay-experiment)
Profondita' 1000 m (2700 m acqua equivalente), nella miniera di
Mozumi (Kamioka: Alpi Giapponesi)

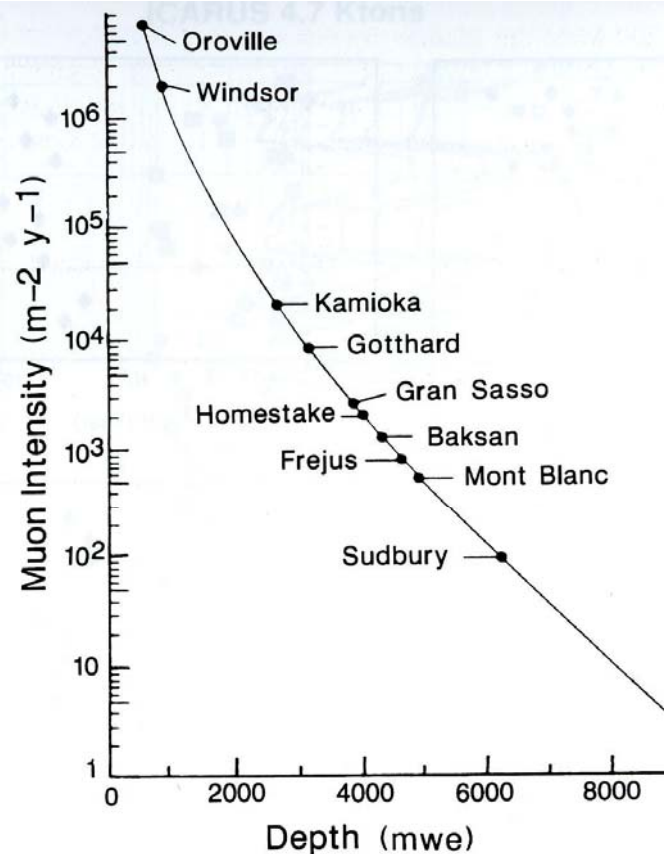


Figure 2.5. Muon intensities as a function of the depth of some underground laboratories. The depth is usually given in mwe (meter water equivalent) and corresponds to the height of a water column producing the same screening effect as the rock (from [Lon92, 94]).

SN1987a+Kamiokande[2]

Kamiokande (**Kamioka-nucleon-decay-experiment**)

Costruzione iniziata nel 1982 e terminata nel 1983

(scopo: ricerca decadimento del protone)

Profondita' 1000 m (2700 m acqua equivalente), nella miniera di Mozumi
(Kamioka: Alpi Giapponesi)

3000 t di acqua pura - 948 PMT sulla superficie interna della vasca

Altezza 16 m; diametro 15.6 m

Luce cerenkov emessa dagli elettroni nell'acqua

PMT da 20"

Solo le 380 ton piu' interne adoperate per i neutrini solari

Solo le 2100 ton. piu' interne per la SN1987a

Fotomoltiplicatori costruiti appositamente dalla Hamamatsu Photonics
Co.

PMT coprivano il 20% della superficie interna

SN1987a+Kamiokande[6]

Kamiokande

Buona risoluzione in energia (22% a 10 MeV)

Efficienza di rivelazione: 50% a 7.6 MeV

: 90% a 10 MeV

Upgrade (1984-85) aggiunto un veto (4π) costituito da 1.5 m di Cerenkov ad acqua (altri 123 PMT). Serve da schermo per gamma, neutroni e raggi cosmici.

Registrazione dell'energia depositata e del tempo

Trigger: almeno 20 PMT attivati in una finestra di 100 ns

(corrisponde ad un'energia di 7.5 MeV depositata da un elettrone).

L'informazione temporale e' utilizzata per ricostruire la posizione dell'evento (errore in posizione di 1.7 m)

Risoluzione angolare: 28° per elettroni di 10 MeV.

Soglia a 8 MeV $\rightarrow$ rate di conteggio iniziale 1kHz ! Dovuti a decadimenti radioattivi ($\text{Rn}^{222} \rightarrow \text{Bi}^{214} \rightarrow \beta^-$)

SN1987a+Kamiokande[7]

Kamiokande

Soglia a 8 MeV $\rightarrow$ rate di conteggio iniziale 1 kHz ! Dovuti a decadimenti radioattivi ($\text{Rn}^{222} \rightarrow \text{Bi}^{214} \rightarrow \beta^-$)

Vita media del Rn^{222} : 3.8 giorni $\rightarrow$ dopo pochi mesi: trigger rate pochi Hz. Ridotti poi a 0.6 Hz (0.37 muoni cosmici; 0.23 radioattività residua).

Calibrazione: elettroni dal decadimento dei μ nei raggi cosmici $\rightarrow$ scala assoluta di energia 3%.

Rate di eventi da neutrini solari atteso: 0.3 eventi/giorno !
Il rate dalla SN1987a era più grande di un fattore 1000.

SN1987a+Kamiokande[8]

Kamiokande

Interazioni dei neutrini in acqua

Reazioni attraverso cui è possibile rivelare i neutrini

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$$

$$\nu_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{16}\text{F} + e^-$$

$$\bar{\nu}_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{16}\text{N} + e^+$$

$$\nu_i(\bar{\nu}_i) + e^- \rightarrow \nu_i(\bar{\nu}_i) + e^- \quad (i = e, \mu, \tau)$$

Ad energie di circa 10 MeV, la sezione d'urto della prima reazione domina sulle altre. L'ultima contribuisce per circa 1/10, le altre per molto meno.

Distribuzione angolare dell'e⁻ nella prima reazione: isotropa

*Distribuzione angolare dell'e⁻ nell'ultima reazione:
concentrata in avanti rispetto al neutrino incidente*

SN1987a+Kamiokande[9]

Radiazione Cerenkov

Radiazione Cherenkov (Pavel Cherenkov, 1939)

Una particella carica che si muova in un mezzo trasparente, di indice di rifrazione n , ad una velocità superiore a quella della luce nel mezzo (c/n), genera un'onda coerente di shock nel mezzo (analoga a quella generata da un aereo supersonico nell'atmosfera).

La radiazione è concentrata lungo la superficie di un cono avente angolo di apertura:

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n}$$

dove $\beta = v/c$ e v la velocità della particella.

La direzione della particella che ha generato la radiazione può esser facilmente ottenuta dalla misura del fronte d'onda.

Il numero di fotoni generati per unità di percorso è espresso, in funzione della lunghezza d'onda λ da:

$$\frac{dN}{d\lambda dx} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2} \right)$$

dove Z è la carica della particella e α la costante di struttura fine.

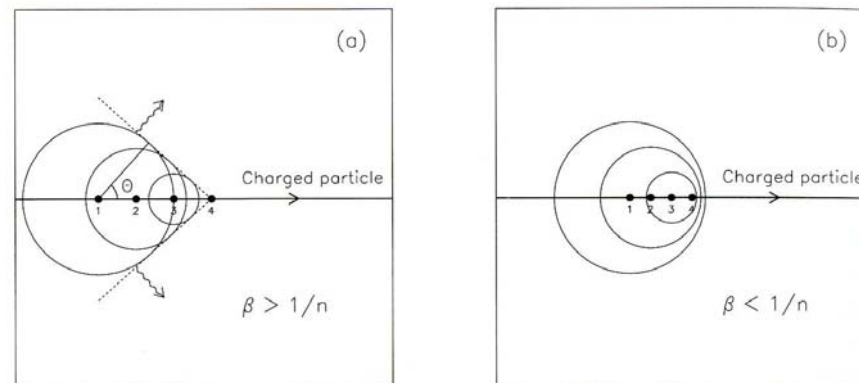


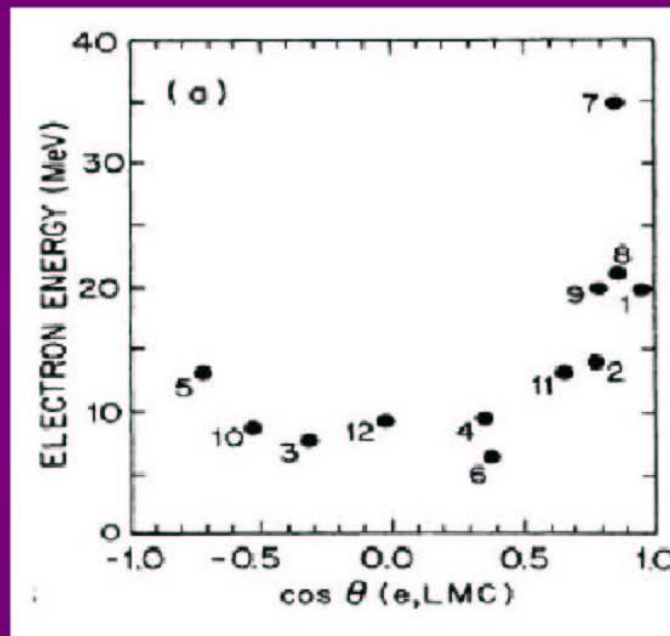
Fig. 14.11. (a) Cherenkov emission for a charged particle moving above threshold, $\beta \geq \frac{1}{n}$. The circles (spheres) show the isotropic emission of light along the charged track. After time t the charged particle has moved a distance βct . In that time the light sphere has grown by $\frac{c}{n}t$. The angle of propagation of the Cherenkov wavefront is thus $\cos\theta = \frac{1}{\beta n}$, as stated in equation (14.46). (b) Below threshold, $\beta < \frac{1}{n}$, the light spheres do not support coherent emission.

I PMT sono sensibili a fotoni con lunghezza d'onda 300-600 nm
calcolare il numero di fotoni prodotti per cm da un μ con $\beta = 1$.
(si prenda $n=1.33$)

SN1987a_Kamiokande_results[1]

Neutrinos from SN 1987A – E vs angle

Kamiokande events:



Isotropic distribution indicates mostly:



rather than:



angle with respect to the direction from SN

SN1987a_neutrini(1)

Neutrini prodotti rivelati da due esperimenti

IMB e Kamiokande-II

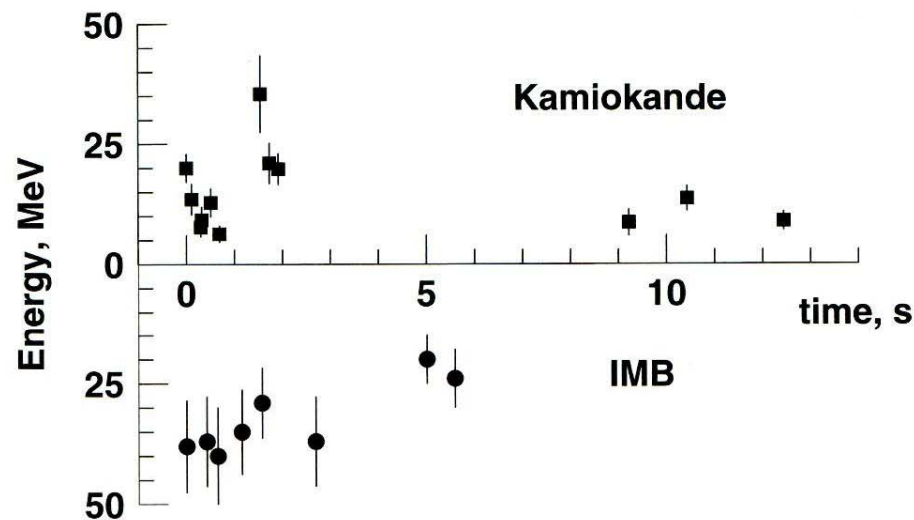


Fig. 3.5. Energy–time plot of the neutrinos detected by Kamiokande (squares) and IMB (filled circles). Note the higher energy threshold of the IMB detector. The first neutrinos detected by each detector are assumed to arrive simultaneously.

SN1987a_neutrini(2)

Neutrini prodotti rivelati da due esperimenti

IMB e Kamiokandell

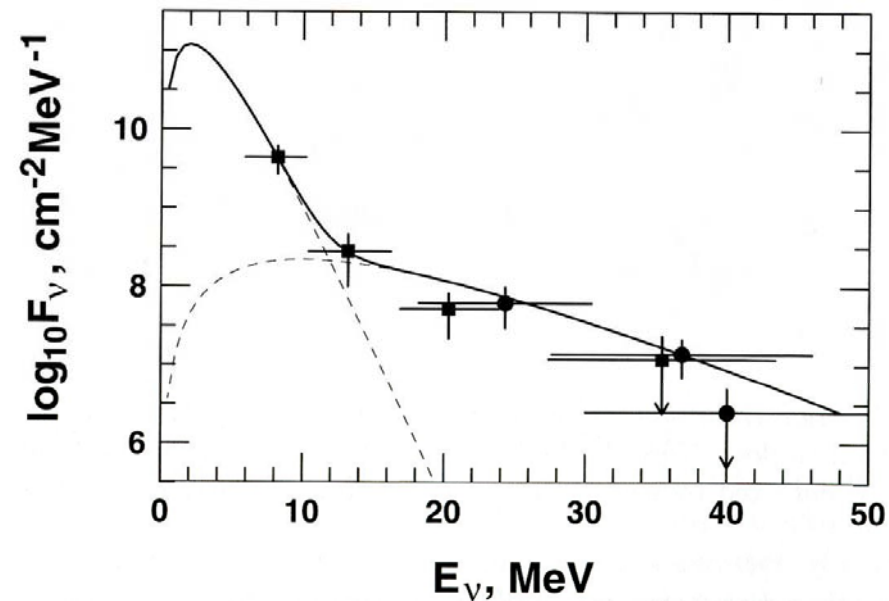


Fig. 3.6. Energy spectrum of the supernova neutrinos. The Kamiokande data are plotted with squares and IMB – with dots. The two dashed lines represent black body spectra with temperatures 1.5 and 5 MeV and the solid line is their sum.

SN1987a_neutrini(3)

Assumendo 8 eventi di antineutrino_e nei primi 2 secondi →

Flusso integrato di antineutrini_e: $0.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Prendendo come energia media 15 MeV →

energia liberata in antineutrini_e : $8 \cdot 10^{52} \text{ erg}$

Poiche' gli antineutrini_e sono circa 1/6 del totale →

energia totale liberata in neutrini di ogni tipo: $5 \cdot 10^{53} \text{ erg}$

SN1987a_neutrini(4)

Limite sulla massa dei neutrini

Limite sulla massa dei neutrini

$$v = \beta c = \frac{p}{E} c = \frac{\sqrt{E^2 - m^2}}{E} c = \sqrt{1 - \frac{m^2}{E^2}} c \simeq \left(1 - \frac{m^2}{2E^2}\right) c$$

$$t = \frac{d}{v} = \frac{d}{c(1 - \frac{m^2}{2E^2})} \simeq \frac{d}{c} \left(1 + \frac{m^2}{2E^2}\right) = t_0 \left(1 + \frac{m^2}{2E^2}\right)$$

Per due neutrini, di masse m_1 ed m_2 ed energie E_1 , E_2 , avremo una differenza dei tempi d'arrivo:

$$t_1 - t_2 = \frac{t_0 m^2}{2} \left(\frac{1}{E_1^2} - \frac{1}{E_2^2} \right)$$

da cui:

$$m^2 = \frac{2}{t_0} \frac{\delta t}{\frac{1}{E_1^2} - \frac{1}{E_2^2}}$$

*Calcolando m^2 per ogni
combinazione di eventi
si ottiene un limite sul
suo valore*

SN1987a_neutrini(5)

Caratteristiche degli eventi osservati nei quattro esperimenti

Table 13.3. Table of the neutrino events registered by the four neutrino detectors Kamiokande II [Hir87], IMB [Bio87], Mont Blanc [Agl87] and Baksan [Ale87a, Ale88]. T gives the time of the event, E gives the visible energy of the electron (positron). The absolute uncertainties in the given times are: for Kamiokande ± 1 minute, for IMB 50 ms and for Baksan -54 s, $+2$ s.

Detector	Event number	T (UT)	E (MeV)
Kamioka	1	7 : 35 : 35.000	20 ± 2.9
	2	7 : 35 : 35.107	13.5 ± 3.2
	3	7 : 35 : 35.303	7.5 ± 2.0
	4	7 : 35 : 35.324	9.2 ± 2.7
	5	7 : 35 : 35.507	12.8 ± 2.9
	(6)	7 : 35 : 35.686	6.3 ± 1.7
	7	7 : 35 : 36.541	35.4 ± 8.0
	8	7 : 35 : 36.728	21.0 ± 4.2
	9	7 : 35 : 36.915	19.8 ± 3.2
	10	7 : 35 : 44.219	8.6 ± 2.7
	11	7 : 35 : 45.433	13.0 ± 2.6
	12	7 : 35 : 47.439	8.9 ± 1.9
IMB	1	7 : 35 : 41.37	38 ± 9.5
	2	7 : 35 : 41.79	37 ± 9.3
	3	7 : 35 : 42.02	40 ± 10
	4	7 : 35 : 42.52	35 ± 8.8
	5	7 : 35 : 42.94	29 ± 7.3
	6	7 : 35 : 44.06	37 ± 9.3
	7	7 : 35 : 46.38	20 ± 5.0
	8	7 : 35 : 46.96	24 ± 6.0
Baksan	1	7 : 36 : 11.818	12 ± 2.4
	2	7 : 36 : 12.253	18 ± 3.6
	3	7 : 36 : 13.528	23.3 ± 4.7
	4	7 : 36 : 19.505	17 ± 3.4
	5	7 : 36 : 20.917	20.1 ± 4.0
Mt Blanc	1	2 : 52 : 36.79	7 ± 1.4
	2	2 : 52 : 40.65	8 ± 1.6
	3	2 : 52 : 41.01	11 ± 2.2
	4	2 : 52 : 42.70	7 ± 1.4
	5	2 : 52 : 43.80	9 ± 1.8

← **Kamioka**

← **IMB**

← **Baksan**

← **Mt Blanc**
(5 ore prima !)

SN1987a_neutrini(6)

Caratteristiche degli eventi osservati (solo Kamiokande e IMB)

Table 15.4. Measured properties of neutrino events from SN1987A observed in water Cerenkov detectors.

The first events were detected on February 23, 1987 at about 7 hr 36 m UT. The angle in the last column is relative to the direction of the LMC. The errors are estimated 1σ uncertainties.

Event	Event time (s)	Electron energy (MeV)	Electron angle (degrees)
-------	----------------	-----------------------	--------------------------

Kamiokande II:

1	0	20.0 ± 2.9	18 ± 18
2	0.107	13.5 ± 3.2	40 ± 27
3	0.303	7.5 ± 2.0	108 ± 32
4	0.324	9.2 ± 2.7	70 ± 30
5	0.507	12.8 ± 2.9	135 ± 23
6	0.686	6.3 ± 1.7	68 ± 77
7	1.541	35.4 ± 8.0	32 ± 16
8	1.728	21.0 ± 4.2	30 ± 18
9	1.915	19.8 ± 3.2	38 ± 22
10	9.219	8.6 ± 2.7	122 ± 30
11	10.433	13.0 ± 2.6	49 ± 26
12	12.439	8.9 ± 1.9	91 ± 39

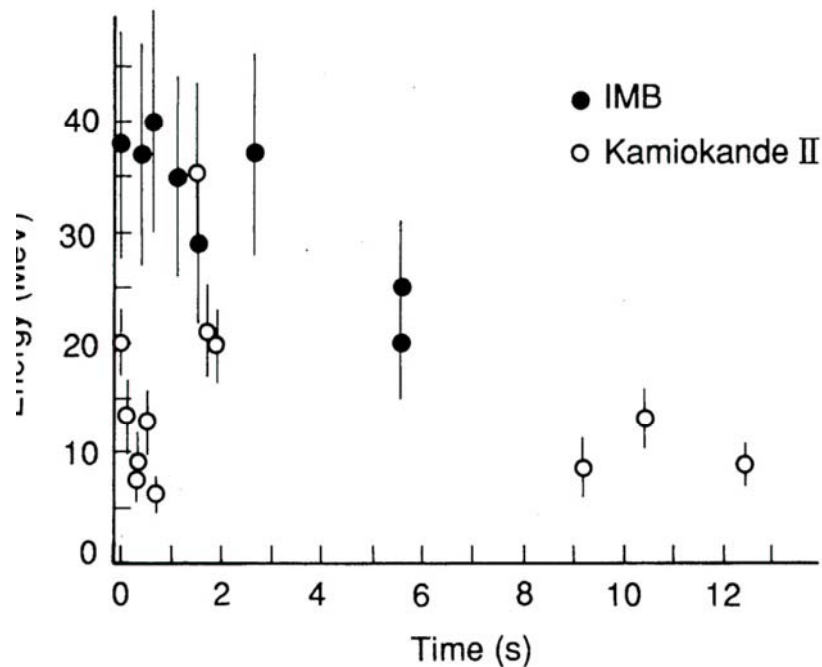
IMB:

1	0	38 ± 7	80 ± 10
2	0.412	37 ± 7	44 ± 15
3	0.650	28 ± 6	56 ± 20
4	1.141	39 ± 7	65 ± 20
5	1.562	36 ± 9	33 ± 15
6	2.684	36 ± 6	52 ± 10
7	5.010	19 ± 5	42 ± 20
8	5.582	22 ± 5	104 ± 20

Tempo t_0 scelto in modo che il primo evento coincida nei due esperimenti

SN1987a_neutrini(7)

Neutrinos from SN 1987A – E vs time



For 2 events of energies E_1 , E_2 MeV and time difference δt sec the neutrino mass in eV:

$$m^2 = \frac{19.4 \delta t}{D \left(\frac{1}{E_1^2} - \frac{1}{E_2^2} \right)}$$

where D is distance in kpc



$$m(\bar{\nu}_e) < 11 \text{ eV}$$

Note thresholds:
Kamiokande 7.5 MeV
IMB 19 MeV

SN1987a_neutrini(8)

Limite inferiore sulla vita media dei neutrini

Flusso misurato sulla Terra compatibile con quello atteso →

$$\begin{aligned} & (E_\nu/m_\nu) \tau_\nu > 5 \cdot 10^{12} \text{ s} \\ \rightarrow & E_\nu \tau_\nu > 5 \cdot 10^{12} \text{ s} \cdot m_\nu \end{aligned}$$

per $E_\nu = 10 \text{ MeV}$ ed $m_\nu = 10 \text{ eV}$

$$\rightarrow \tau_\nu > 5 \cdot 10^6 \text{ s}$$

SN1987a_neutrini(9)

Limite superiore sulla carica elettrica dei neutrini

*Se il neutrino avesse una carica elettrica
sarebbe deflesso dal campo magnetico
(inter)galattico →*

$$Q_\nu < 10^{-17} e$$

*(Supponendo che il campo magnetico sia
di $1 \mu\text{G}$ e si estenda solo su di un tratto di
1 kpc)*

J.N. Bahcall, p. 454

SN1987a_neutrini(10)

Limite superiore sul momento magnetico dei neutrini

Se il neutrino avesse un momento magnetico potrebbe subire uno “spin flip” (diventando un neutrino di elicità positiva, quindi “sterile)

$$\rightarrow \mu_\nu < 10^{-12} \mu_B$$

SN1987a_curva di luce(1)

Curva di luce

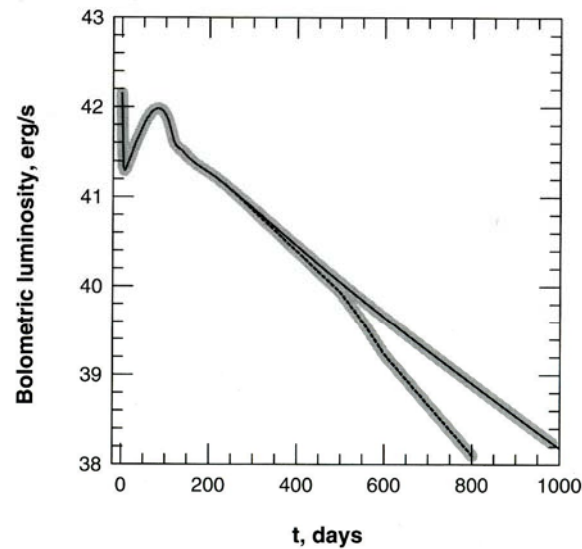


Fig. 3.7. The bolometric luminosity of SN1987a during the first 1,000 days after the explosion. The lower branch after ~ 400 days shows the optical luminosity and the upper branch adds the optical, X-ray and the γ -ray luminosities.

SN1987a_curva di luce(2)

Curva di luce

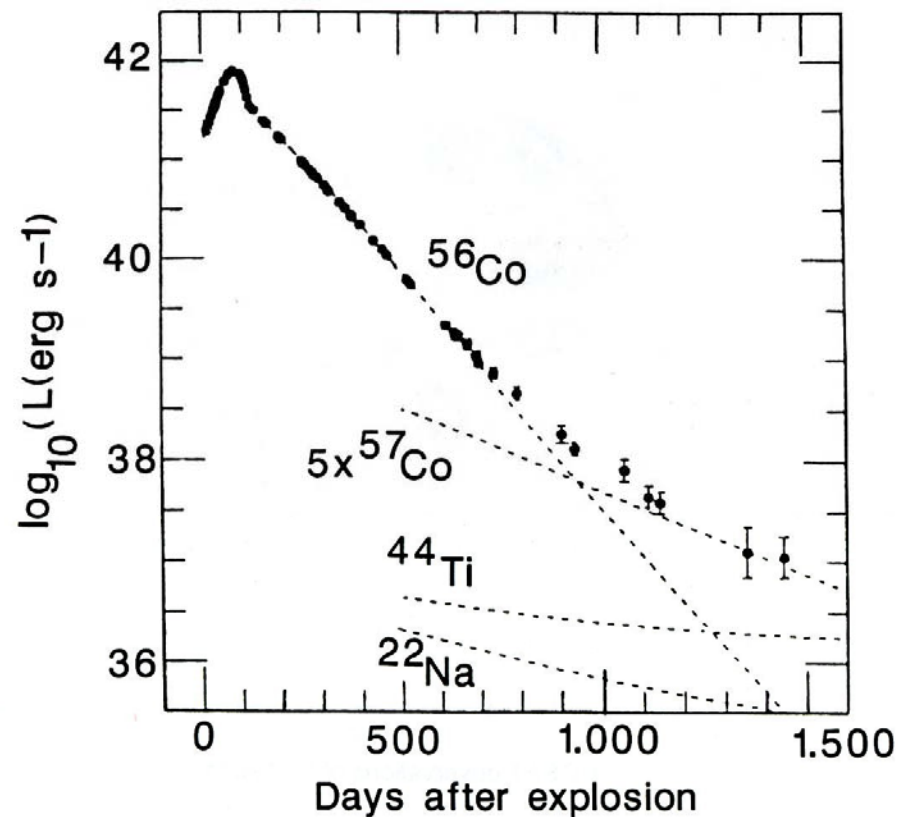
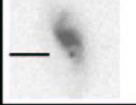
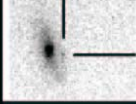
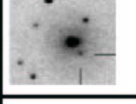
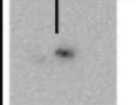
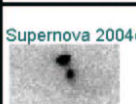


Figure 13.18. Behaviour of the light curve of supernova 1987a. After a long period which followed exactly the half-life of the decay of ^{56}Co , clear deviations can now be seen. Other isotopes, together with the possible pulsar, are now important in determining the behaviour of the light curve (from [Sun92], see also [Che92]).

Supernovae in 2004

 Supernova 2004el	Supernova 2004el, IAUC 8406 discovered 2004/09/14.8702 by Ron Arbour - Found in MCG +09-25-004 at R.A. = 14h59m51s.79, Decl. = +54°37'06".1 - Located 9".9 west and 2".7 south of the nucleus of MCG +09-25-004 (Discovery image (mirror)) Mag 16.8 and rising, Type II (CfA spectrum) (References: CBET 81, 90; vsnet-campaign-sn 976, 983) (Source: supernovae.net)
 Supernova 2004ds	Supernova 2004ds, IAUC 8386 discovered 2004/08/11.47 by Lick Observatory Supernova Search - Found in NGC 808 at R.A. = 02h03m56s.51, Decl. = -23°18'50".6 - Located 2".0 west and 8".5 south of the nucleus of NGC 808 (Discovery image) Mag 16.8*, Type IIp (References: IAUC 8390; ATEL 321; vsnet-campaign-sn 950) (Source: supernovae.net)
 Supernova 2004ci	Supernova 2004ci, IAUC 8357 discovered 2004/06/15.3 by Mark Armstrong; Lick Observatory Supernova Search - Found in NGC 5980 at R.A. = 15h41m29s.83, Decl. = +15°47'13".1 - Located 10".1 west and 2".3 south of the center of NGC 5980 Mag 16.9* (6/16:16.3), Type II (References: IAUC 8358, 8360) - SN 2004ci images sub-page (Source: supernovae.net)
 Supernova 2004ef	Supernova 2004ef, IAUC 8399 discovered 2004/09/04.056 by Mark Armstrong; Tom Boles - Found in UGC 12158 at R.A. = 22h42m10s.02, Decl. = +19°59'40".4 - Located 7".2 west and 9".2 south of the center of UGC 12158 Mag 17.0, Type Ia (References: IAUC 8403) - SN 2004ef images sub-page (Source: supernovae.net)
 Supernova 2004eb	Supernova 2004eb, IAUC 8396 discovered 2004/08/29.15 by Lick Observatory Supernova Search - Found in eastern component of NGC 6387 at R.A. = 17h28m24s.30, Decl. = +57°32'45".7 - Located 3".4 east and 0".9 north of the nucleus of the eastern component of NGC 6387 (Discovery image) Mag 17.0, Type II (References: IAUC 8405; vsnet-campaign-sn 964, 973) (Source: supernovae.net)
 Supernova 2004dw	Supernova 2004dw, IAUC 8392 discovered 2004/08/19.19 by Tim Puckett and Jack Newton - Found in UGC 11394 at R.A. = 19h03m38s.25, Decl. = +27°36'54".5 - Located 25".3 east and 31".3 north of the center of UGC 11394 (Discovery image) (LOSS image) (Joel Nicolas image) (JM Liapasset image) (Remanzacco Obs image) Mag 17.1*, Type II (References: IAUC 8404, CBET 76; vsnet-campaign-sn 959, 970) (Source: supernovae.net)
 Supernova 2004ec	Supernova 2004ec, IAUC 8396 discovered 2004/08/29.949 by Tom Boles - Found in UGC 10717 at R.A. = 17h08m04s.96, Decl. = +26°22'44".4 - Located 2".2 west and 0".8 north of the center of UGC 10717 (Discovery image (mirror) (mirror)) Mag 17.3, Type IIn (CfA spectrum) (References: IAUC 8408, CBET 79; vsnet-campaign-sn 964, 973) (Source: supernovae.net)
 Supernova 2004dn	Supernova 2004dn, IAUC 8381 discovered 2004/08/02.48 by Lick Observatory Supernova Search - Found in UGC 2069 at R.A. = 02h35m37s.30, Decl. = +37°37'54".2 - Located 0".5 west and 26".1 south of the nucleus of UGC 2069 (Discovery image) (JM Liapasset image) (Joel Nicolas image) Mag 17.4, Type Ic (References: vsnet-campaign-sn 939; SN 1961P) (Source: supernovae.net)

Supernovae Early Warning

What is SNEWS?



SNEWS: the SuperNova Early Warning System

World-wide, several detectors currently running or nearing completion are sensitive to a core collapse supernova neutrino signal in the Galaxy. The neutrino signal emerges promptly from a supernova's core, whereas it may take hours for the first photons to be visible. Therefore, the detection of the neutrino burst from the next Galactic supernova can provide an early warning for astronomers. Putting several detectors in coincidence can provide the astronomical community with a very high confidence early warning of the supernova's occurrence. In addition, the SNEWS alarm may be able to serve as a trigger for detectors which are not able to trigger on a supernova signal by themselves, allowing extra data to be saved.

The SNEWS project involves an international collaboration of experimenters representing current supernova neutrino detectors. In addition, gravitational wave detectors will be involved. The goal of SNEWS is to provide the astronomical community with a prompt alert of the occurrence of a Galactic core collapse event. We are also engaged in cooperative inter-experiment work, such as downtime coordination and inter-experiment timing verification, designed to optimize global sensitivity to a core collapse supernova signal.