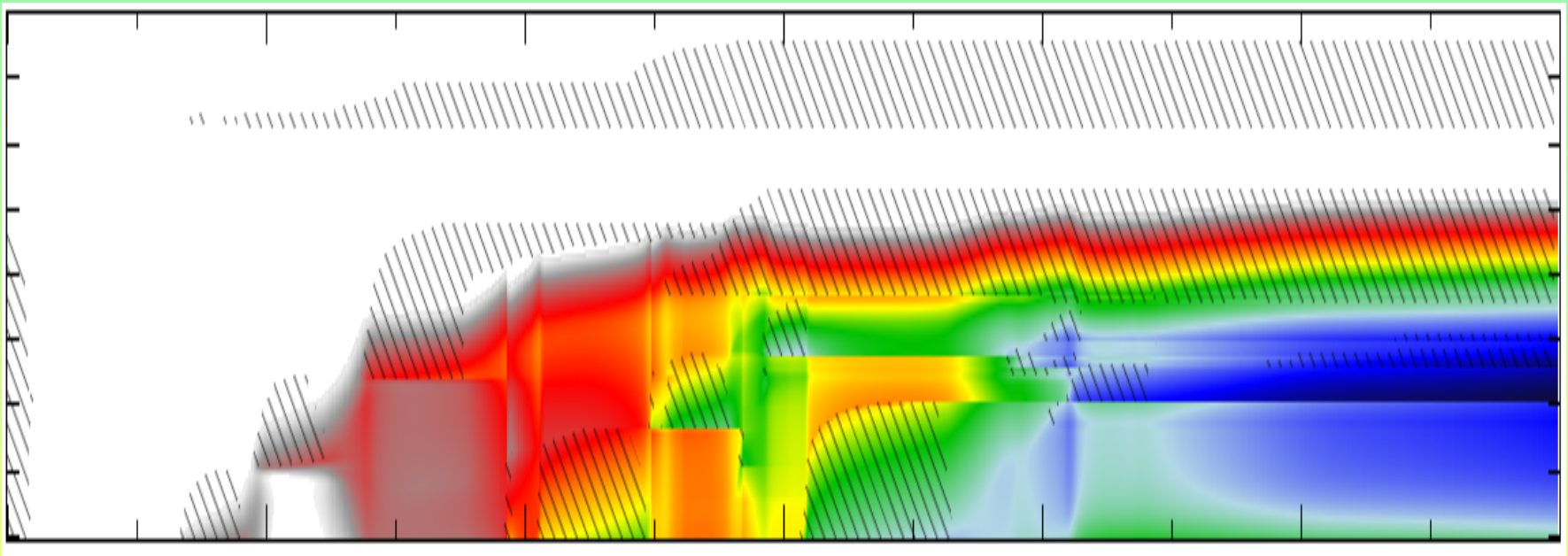
Wykrywanie neutrin z gwiazd presupernowych

Nowy cel astronomii neutrinowej

Andrzej Odrzywolek

Uniwersytet Jagielloński, IF UJ, ZTWiA

17.10.2007, 18:00



Zagadnienia powiązane z emisją ν masywnych gwiazd

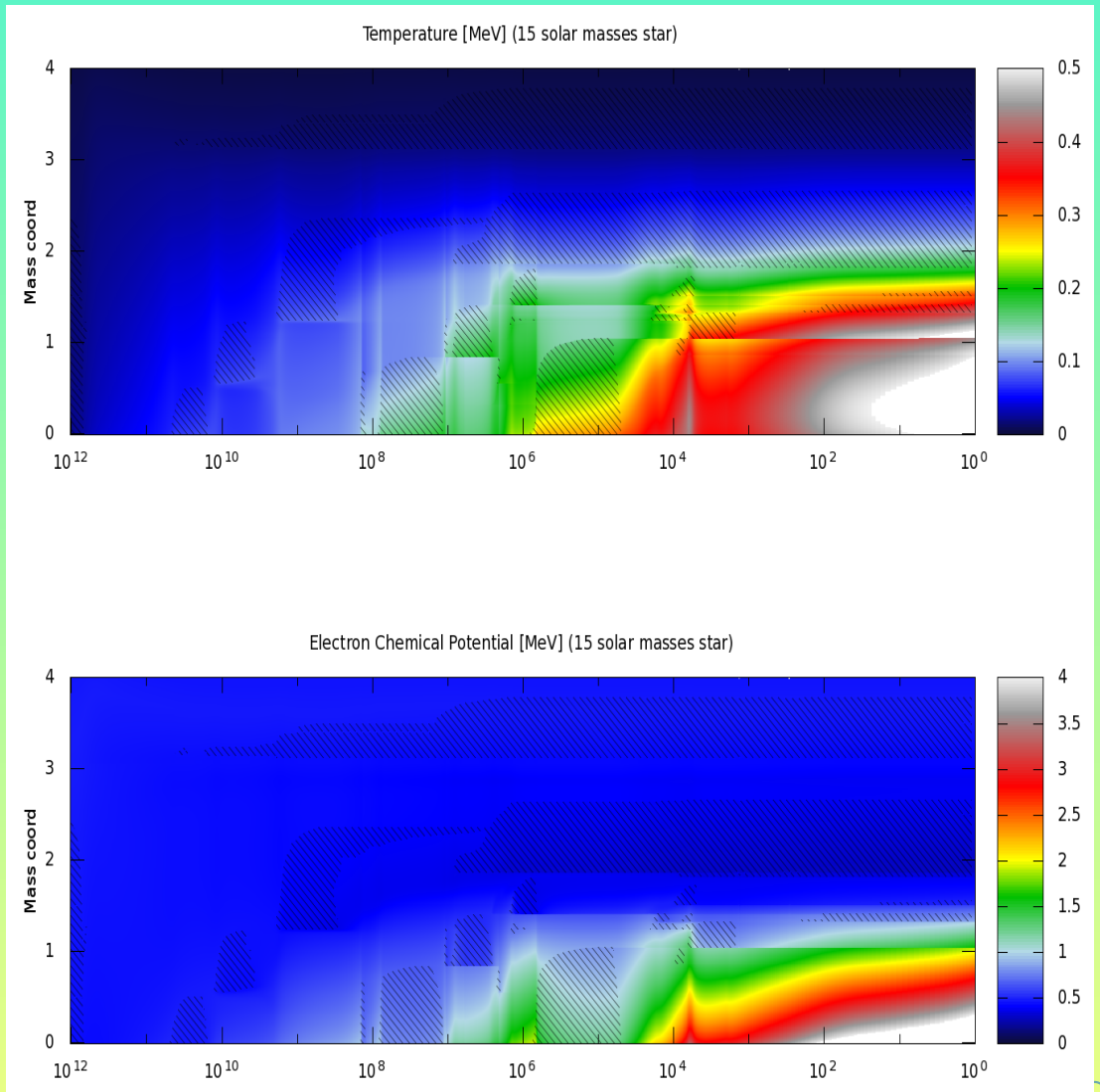
Typowa gwiazda o masie 15 $M_\odot$ (model s15)

-10^5 lat	gw. chłodzona neutrinowo
-4 lata	spalanie O w jądrze
-8 dni	spalanie Si w jądrze
-24 h	zdegenerowane jądro „Fe”
-3 h	spalanie Si w powłoce
-2 h	stygnięcie & deleptonizacja
-0.1 s	kolaps grawitacyjny
$0 \ldots 1$ s	„mechanizm supernowej”
$1 \ldots 100$ s	protogwiazda neutronowa
$100\text{s} \ldots 100$ lat	„pulsar” lub czarna dziura

Ewolucja gwiazdy o masie 15 $M_\odot$: kT & μ

Znaczenie temperatury i potencjału chem. dla emisji neutrin:

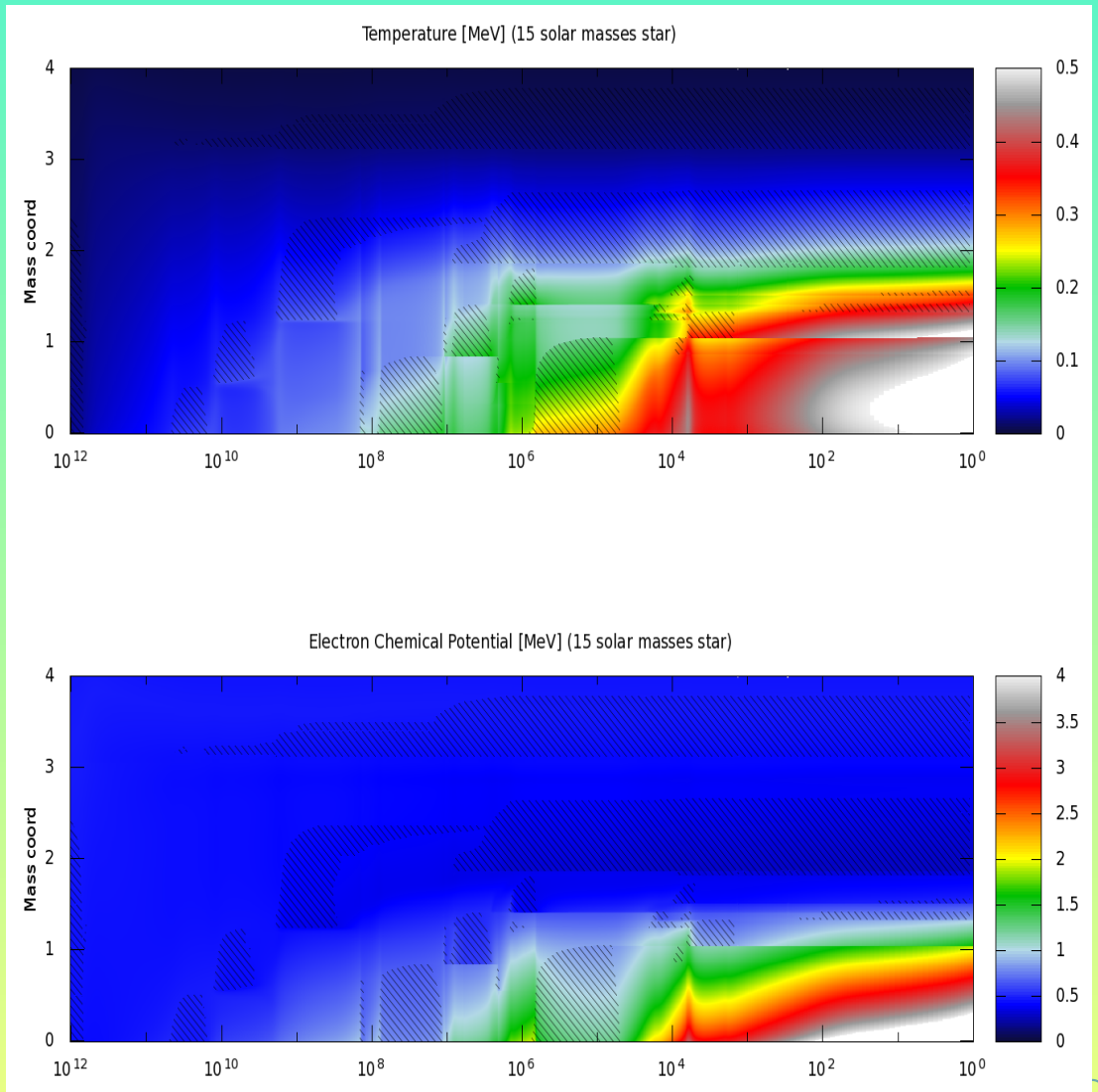
- $\langle \mathcal{E}_\nu \rangle = \frac{2}{5}\mu + 2kT$
- $L_\nu \propto kT^9$
- kT określa średni poziom wzbudzenia jąder i zawartość e^+
- μ określa próg na wychwyt e^- oraz rozpad β^-
- kT określa *czas* niezbędny do osiągnięcia **NSE**



Ewolucja gwiazdy o masie 15 $M_\odot$: kT & μ

Znaczenie temperatury i potencjału chem. dla emisji neutrin:

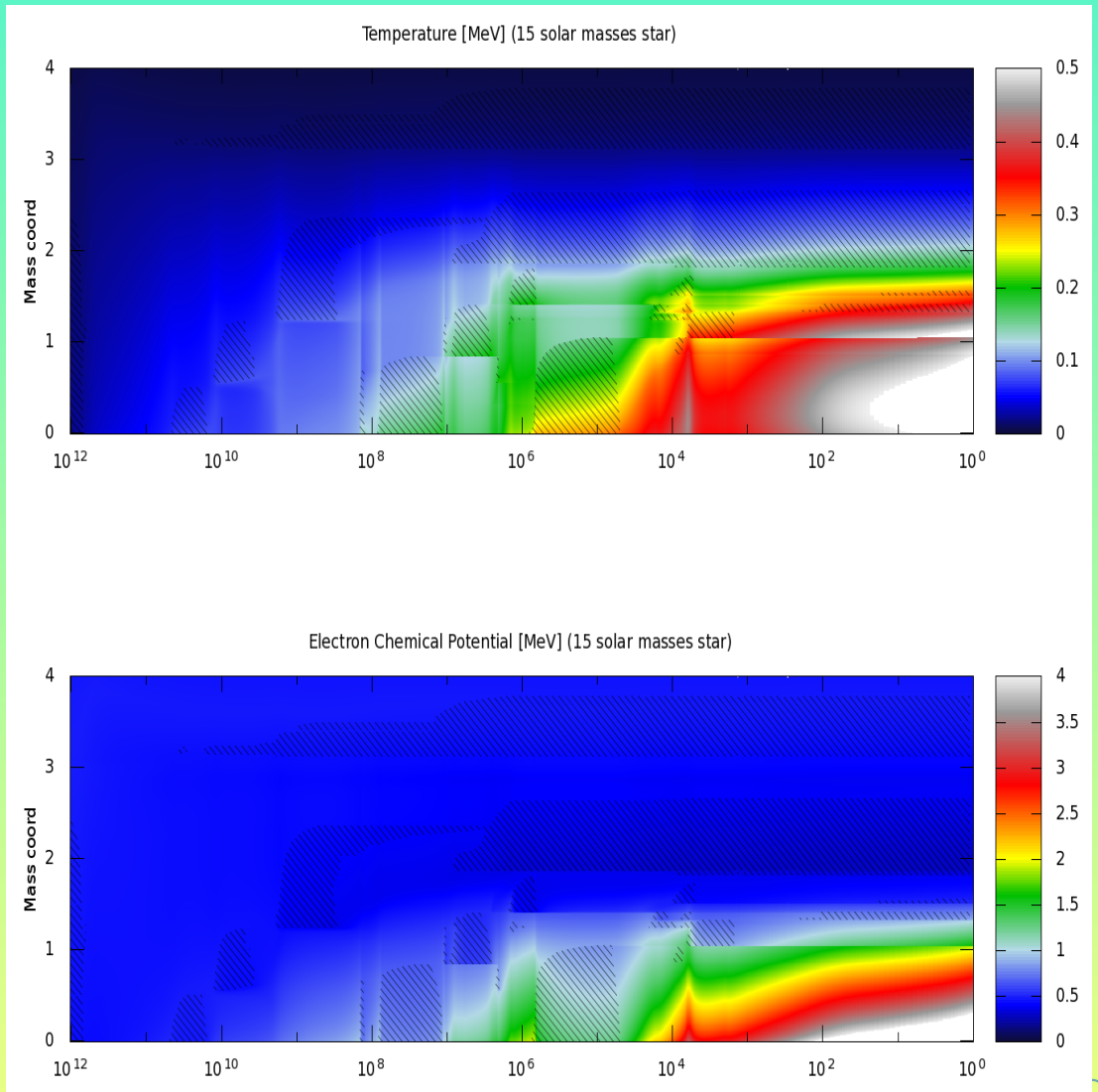
- $\langle \mathcal{E}_\nu \rangle = \frac{2}{5}\mu + 2kT$
- $L_\nu \propto kT^9$
- kT określa średni poziom wzbudzenia jąder i zawartość e^+
- μ określa próg na wychwyt e^- oraz rozpad β^-
- kT określa *czas* niezbędny do osiągnięcia **NSE**



Ewolucja gwiazdy o masie 15 $M_\odot$: kT & μ

Znaczenie temperatury i potencjału chem. dla emisji neutrin:

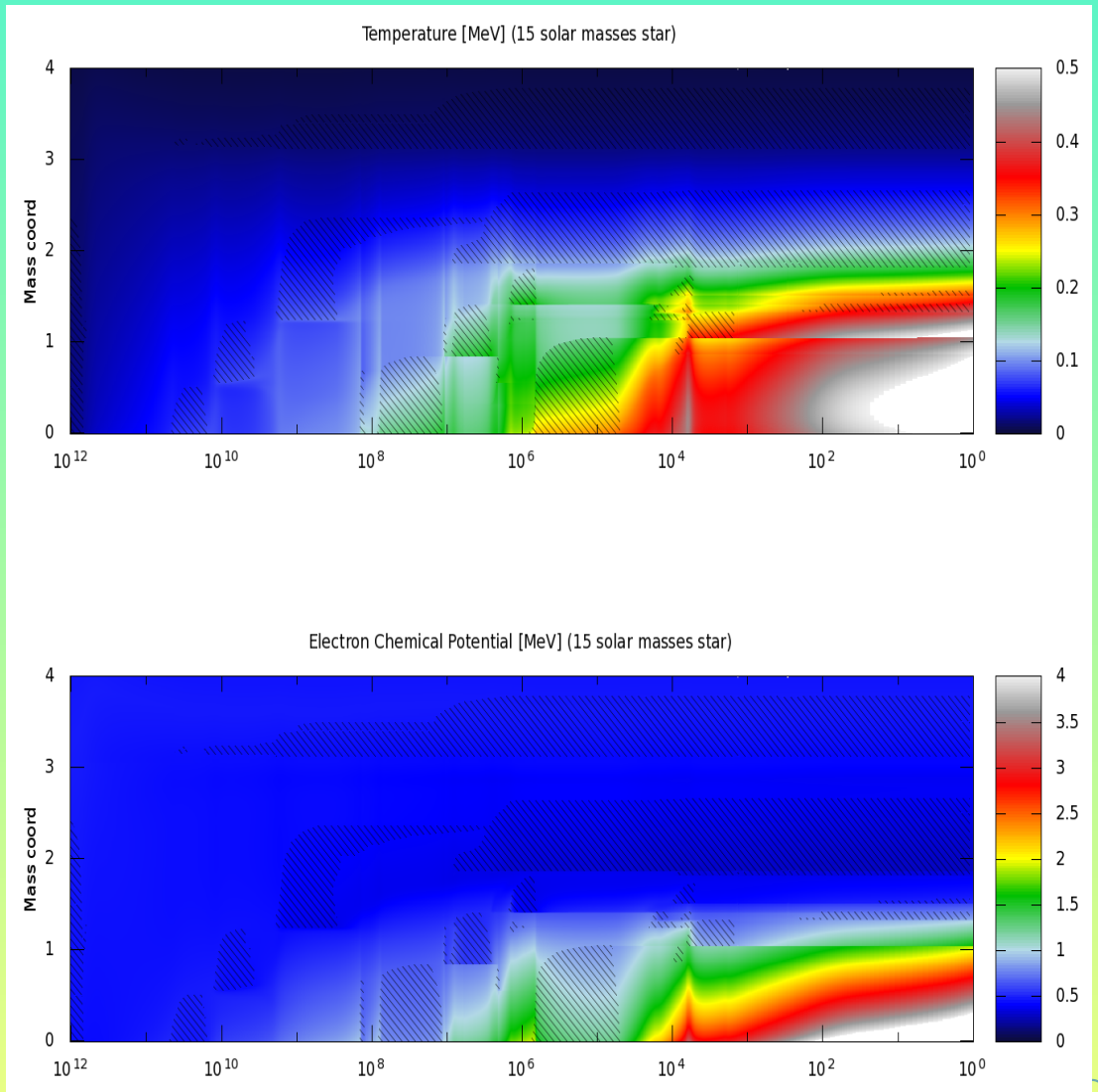
- $\langle \mathcal{E}_\nu \rangle = \frac{2}{5}\mu + 2kT$
- $L_\nu \propto kT^9$
- kT określa średni poziom wzbudzenia jąder i zawartość e^+
- μ określa próg na wychwyt e^- oraz rozpad β^-
- kT określa *czas* niezbędny do osiągnięcia **NSE**



Ewolucja gwiazdy o masie 15 $M_\odot$: kT & μ

Znaczenie temperatury i potencjału chem. dla emisji neutrin:

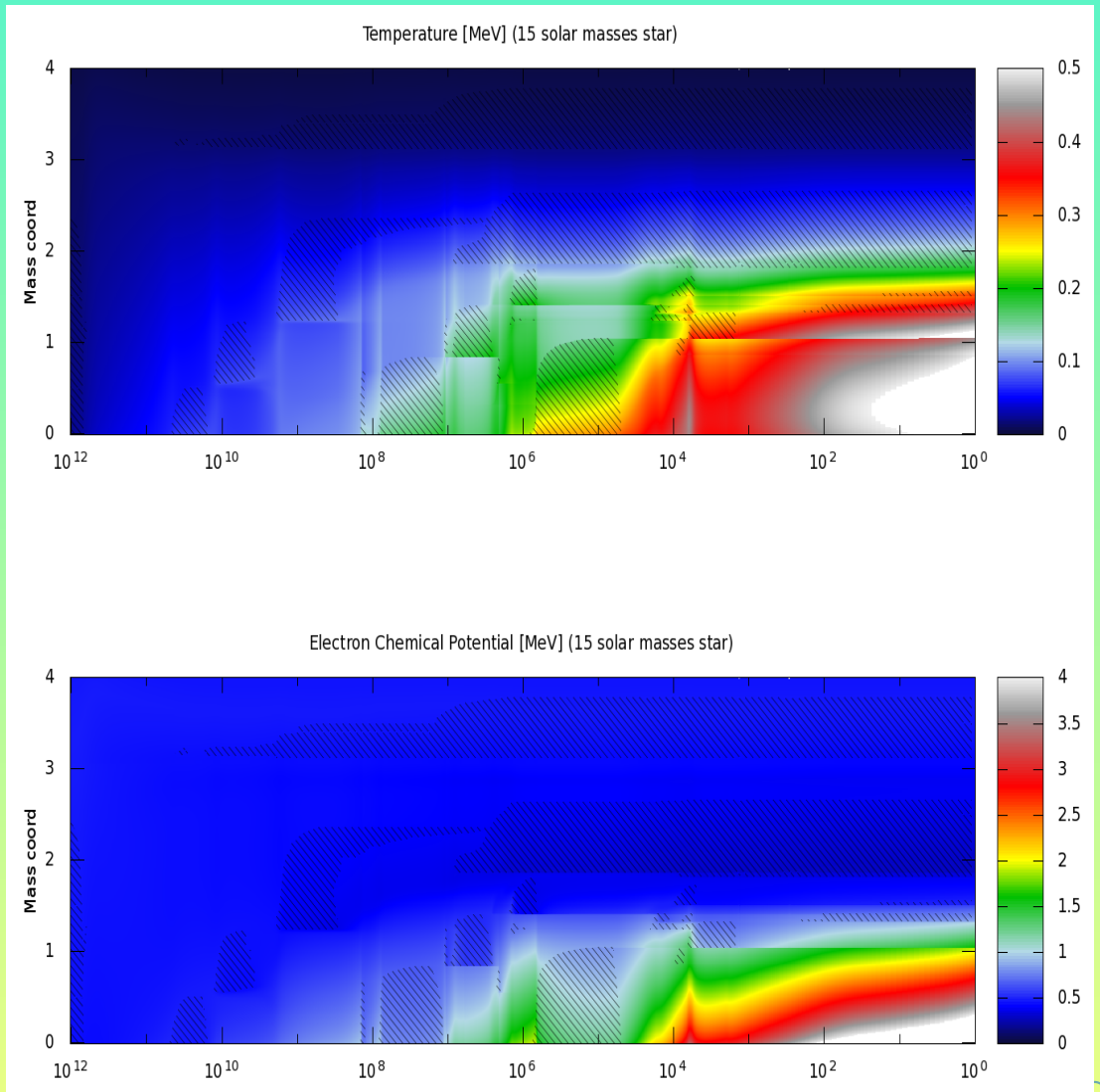
- $\langle \mathcal{E}_\nu \rangle = \frac{2}{5}\mu + 2kT$
- $L_\nu \propto kT^9$
- kT określa średni poziom wzbudzenia jąder i zawartość e^+
- μ określa próg na wychwyt e^- oraz rozpad β^-
- kT określa *czas* niezbędny do osiągnięcia **NSE**



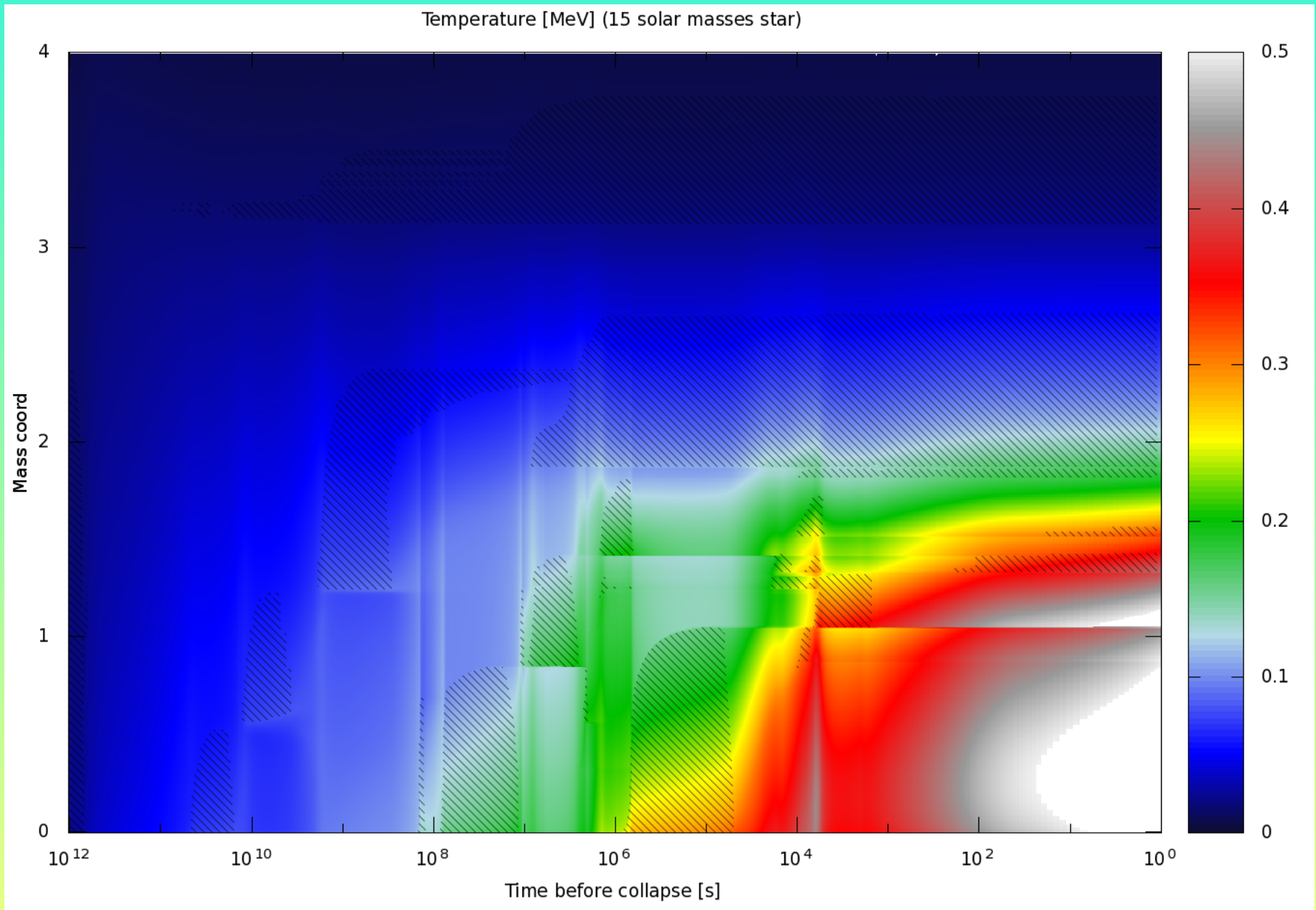
Ewolucja gwiazdy o masie 15 $M_\odot$: kT & μ

Znaczenie temperatury i potencjału chem. dla emisji neutrin:

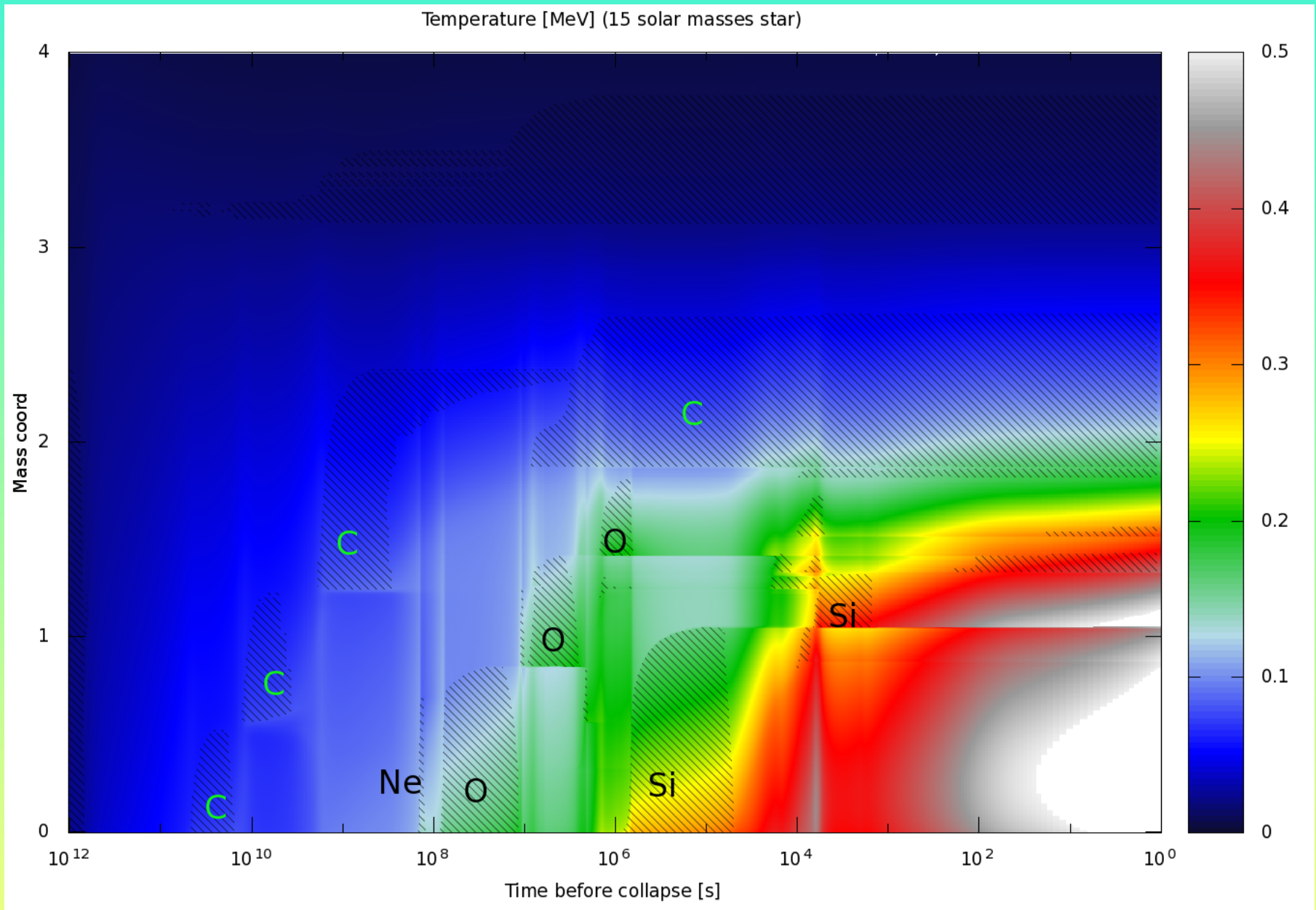
- $\langle \mathcal{E}_\nu \rangle = \frac{2}{5}\mu + 2kT$
- $L_\nu \propto kT^9$
- kT określa średni poziom wzbudzenia jąder i zawartość e^+
- μ określa próg na wychwyt e^- oraz rozpad β^-
- kT określa *czas* niezbędny do osiągnięcia **NSE**



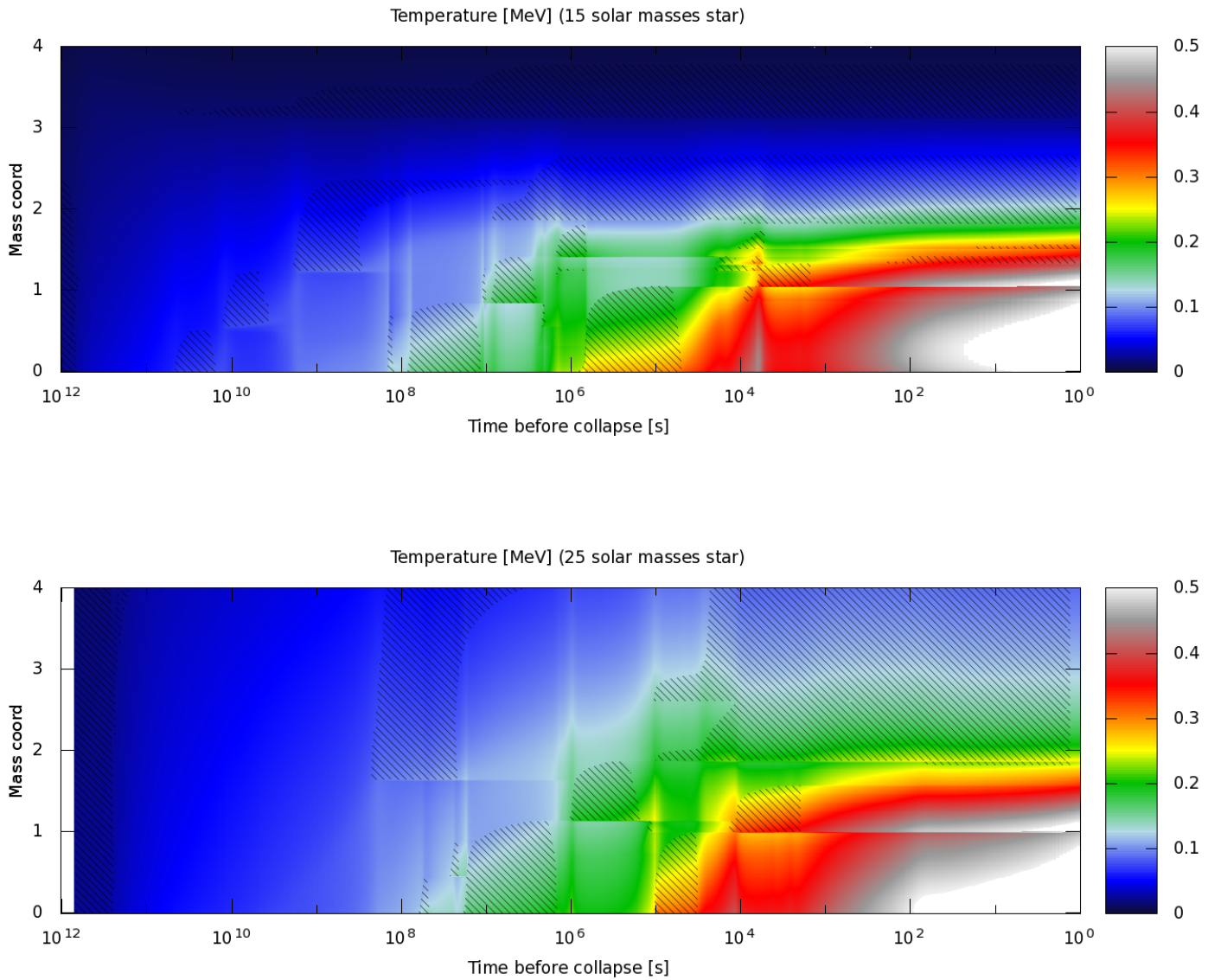
Ewolucja gwiazdy o masie 15 $M_\odot$: temperatura



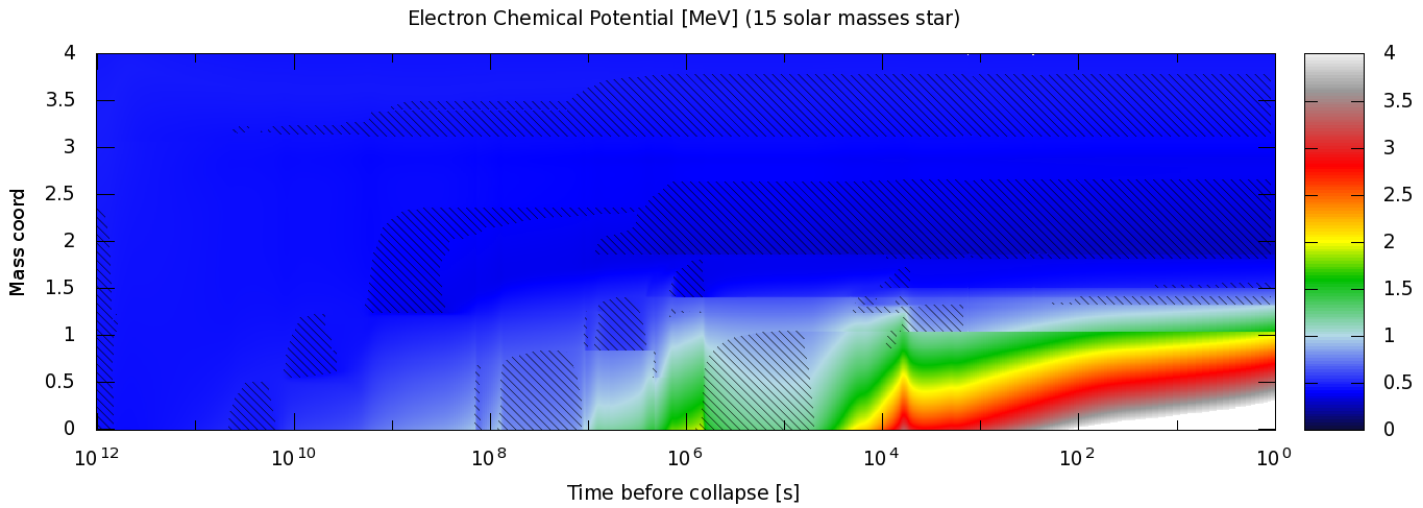
Ewolucja gwiazdy o masie 15 $M_\odot$: temperatura

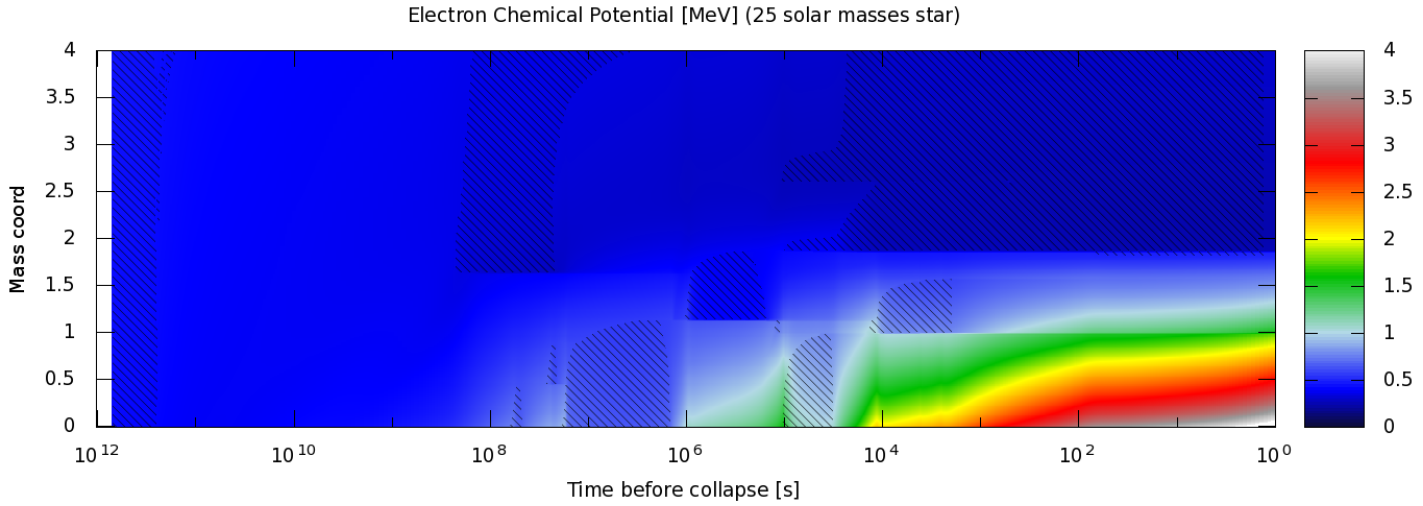


Ewolucja gwiazdy o masie 15 i 25 $M_\odot$: temperatura



Ewolucja gwiazdy o masie 15 i 25 $M_\odot$: potencjał chemiczny

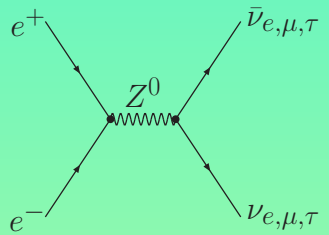


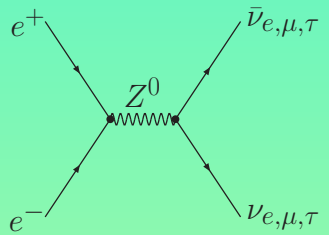


Procesy termicznej emisji neutrin

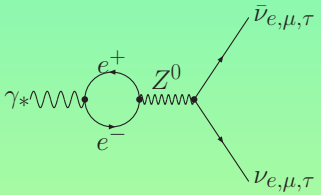
Trzy klasyczne procesy termiczne:

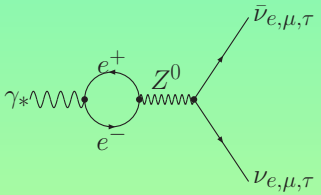
1. Anihilacja par e^+e^-:



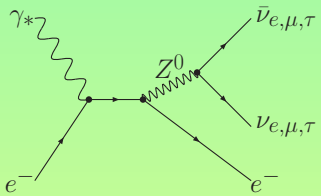


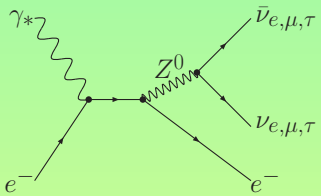
2. Rozpad plazmonu:





3. Fotoprodukcja neutrin:





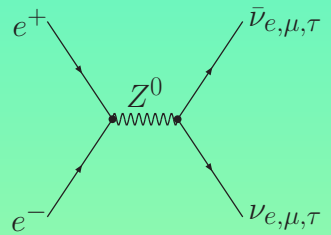
Inne potencjalnie istotne procesy:

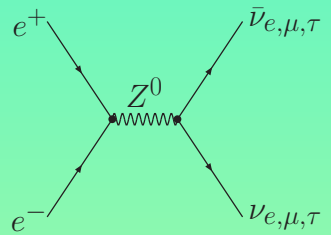
4. Bremmstrahlung (`widmo nieznane`)
5. Rekombinacja (`proces nieuwzględniany`)

Procesy termicznej emisji neutrin

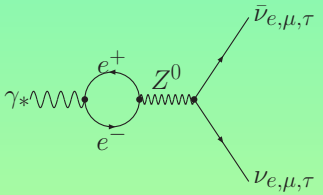
Trzy klasyczne procesy termiczne:

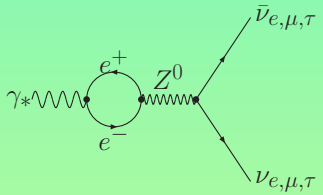
1. Anihilacja par e^+e^-:



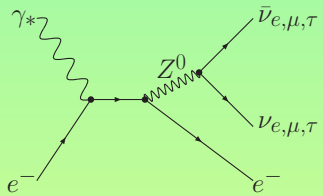


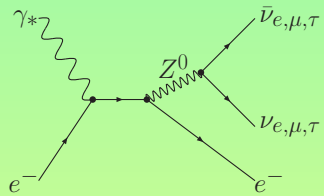
2. Rozpad plazmonu:





3. Fotoprodukcja neutrin:





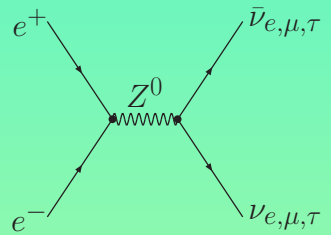
Inne potencjalnie istotne procesy:

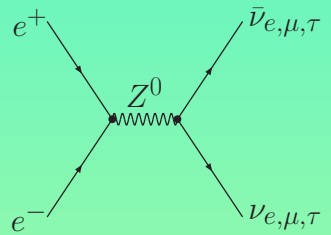
4. Bremmstrahlung (`widmo nieznane`)
5. Rekombinacja (`proces nieuwzględniany`)

Procesy termicznej emisji neutrin

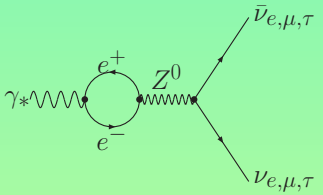
Trzy klasyczne procesy termiczne:

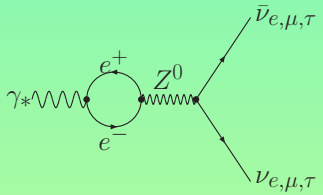
1. Anihilacja par e^+e^-:



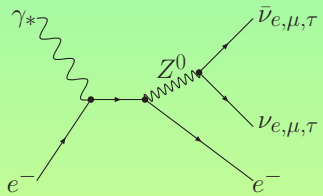


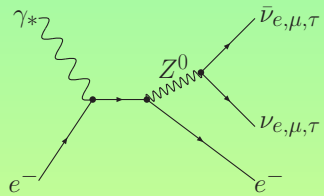
2. Rozpad plazmonu:





3. Fotoprodukcja neutrin:





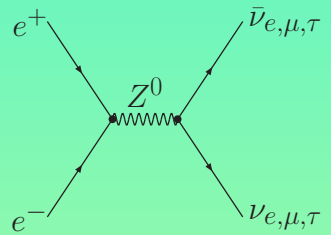
Inne potencjalnie istotne procesy:

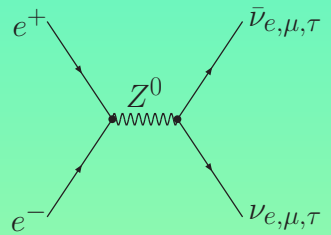
4. Bremmstrahlung (widmo nieznane)
5. Rekombinacja (proces nieuwzględniany)

Procesy termicznej emisji neutrin

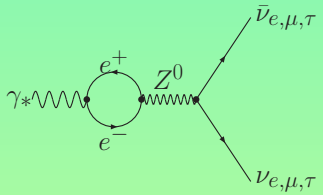
Trzy klasyczne procesy termiczne:

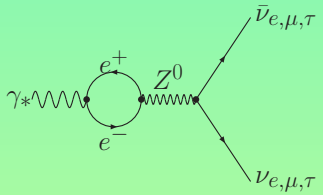
1. Anihilacja par e^+e^-:



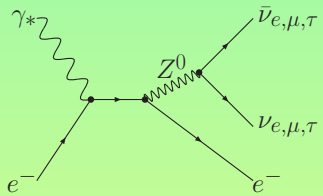


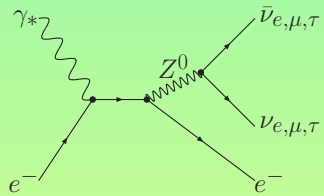
2. Rozpad plazmonu:





3. Fotoprodukcja neutrin:





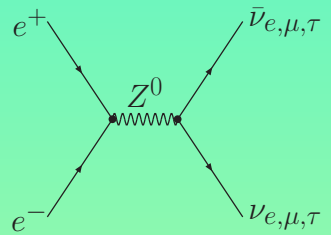
Inne potencjalnie istotne procesy:

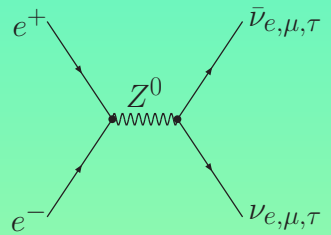
4. Bremmstrahlung (`widmo nieznane`)
5. Rekombinacja (`proces nieuwzględniany`)

Procesy termicznej emisji neutrin

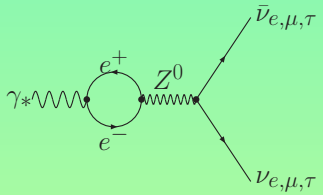
Trzy klasyczne procesy termiczne:

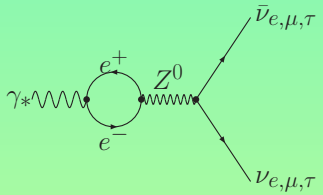
1. Anihilacja par e^+e^-:



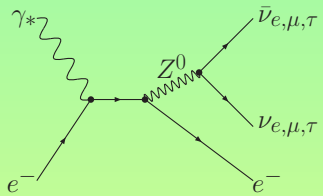


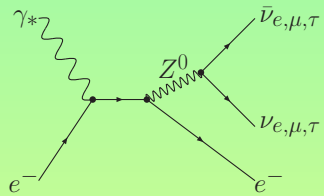
2. Rozpad plazmonu:





3. Fotoprodukcja neutrin:





Inne potencjalnie istotne procesy:

4. Bremmstrahlung (`widmo nieznane`)
5. Rekombinacja (`proces nieuwzględniany`)

Procesy słabe jądrowe (tzw. „new URCA")

$$\begin{array}{ccc} e^+ + (A, Z-1) & \longrightarrow & (A, Z) + \bar{\nu}_e \\ \uparrow & & \downarrow \\ \nu_e + e^+ + (A, Z-1) & \longleftarrow & (A, Z) \end{array} \qquad \begin{array}{ccc} e^- + (A, Z) & \longrightarrow & (A, Z-1) + \nu_e \\ \uparrow & & \downarrow \\ \bar{\nu}_e + e^- + (A, Z) & \longleftarrow & (A, Z-1) \end{array}$$

$$\lambda^p(\mathcal{E}_\nu) = \sum_{i,j=1}^{N_{max}} \frac{(2J_i+1)e^{-\frac{E_i}{kT}}}{G(N,Z,kT)} \lambda_{ij}^p \frac{\mathcal{E}_\nu^2 (Q_{ij} \pm \mathcal{E}_\nu)^2}{1+\exp\left(\frac{\pm\mathcal{E}_\nu \pm Q_{ij} \pm \mu}{kT}\right)} \Theta_p, \quad p = \varepsilon^\pm, \beta^\pm$$

Problem policzenia widma ν_e ($\bar{\nu}_e$) jest koncepcyjnie prosty, ale potrzebujemy ogromnej ilości danych jądrowych:

1. Masy nuklidów
2. Poziomy energetyczne E_i oraz ich spiny J_i
3. szybkości przejść słabych λ_{ij} pomiędzy poziomami wzbudzonymi
4. składu izotopowego materii (z wyjątkiem NSE)

Pełne dane eksperymentalne dotyczą głównie jąder stabilnych w warunkach laboratoryjnych. Dla pozostałych często nie znamy nawet masy i $T_{1/2}$.

Procesy słabe jądrowe (tzw. „new URCA")

$$\begin{array}{ccc} e^+ + (A, Z-1) & \longrightarrow & (A, Z) + \bar{\nu}_e \\ \uparrow & & \downarrow \\ \nu_e + e^+ + (A, Z-1) & \longleftarrow & (A, Z) \end{array} \qquad \begin{array}{ccc} e^- + (A, Z) & \longrightarrow & (A, Z-1) + \nu_e \\ \uparrow & & \downarrow \\ \bar{\nu}_e + e^- + (A, Z) & \longleftarrow & (A, Z-1) \end{array}$$

$$\lambda^p(\mathcal{E}_\nu) = \sum_{i,j=1}^{N_{max}} \frac{(2J_i+1)e^{-\frac{E_i}{kT}}}{G(N,Z,kT)} \lambda_{ij}^p \frac{\mathcal{E}_\nu^2 (Q_{ij} \pm \mathcal{E}_\nu)^2}{1+\exp\left(\frac{\pm\mathcal{E}_\nu \pm Q_{ij} \pm \mu}{kT}\right)} \Theta_p, \quad p = \varepsilon^\pm, \beta^\pm$$

Problem policzenia widma ν_e ($\bar{\nu}_e$) jest koncepcyjnie prosty, ale potrzebujemy ogromnej ilości danych jądrowych:

1. Masy nuklidów
2. Poziomy energetyczne E_i oraz ich spiny J_i
3. szybkości przejść słabych λ_{ij} pomiędzy poziomami wzbudzonymi
4. składu izotopowego materii (z wyjątkiem NSE)

Pełne dane eksperymentalne dotyczą głównie jąder stabilnych w warunkach laboratoryjnych. Dla pozostałych często nie znamy nawet masy i $T_{1/2}$.

Procesy słabe jądrowe (tzw. „new URCA")

$$\begin{array}{ccc} e^+ + (A, Z-1) & \longrightarrow & (A, Z) + \bar{\nu}_e \\ \uparrow & & \downarrow \\ \nu_e + e^+ + (A, Z-1) & \longleftarrow & (A, Z) \end{array} \qquad \begin{array}{ccc} e^- + (A, Z) & \longrightarrow & (A, Z-1) + \nu_e \\ \uparrow & & \downarrow \\ \bar{\nu}_e + e^- + (A, Z) & \longleftarrow & (A, Z-1) \end{array}$$

$$\lambda^p(\mathcal{E}_\nu) = \sum_{i,j=1}^{N_{max}} \frac{(2J_i+1)e^{-\frac{E_i}{kT}}}{G(N,Z,kT)} \lambda_{ij}^p \frac{\mathcal{E}_\nu^2 (Q_{ij} \pm \mathcal{E}_\nu)^2}{1+\exp\left(\frac{\pm\mathcal{E}_\nu \pm Q_{ij} \pm \mu}{kT}\right)} \Theta_p, \quad p = \varepsilon^\pm, \beta^\pm$$

Problem policzenia widma ν_e ($\bar{\nu}_e$) jest koncepcyjnie prosty, ale potrzebujemy ogromnej ilości danych jądrowych:

1. Masy nuklidów
2. Poziomy energetyczne E_i oraz ich spiny J_i
3. szybkości przejść słabych λ_{ij} pomiędzy poziomami wzbudzonymi
4. składu izotopowego materii (z wyjątkiem NSE)

Pełne dane eksperymentalne dotyczą głównie jąder stabilnych w warunkach laboratoryjnych. Dla pozostałych często nie znamy nawet masy i $T_{1/2}$.

Procesy słabe jądrowe (tzw. „new URCA")

$$\begin{array}{ccc} e^+ + (A, Z-1) & \longrightarrow & (A, Z) + \bar{\nu}_e \\ \uparrow & & \downarrow \\ \nu_e + e^+ + (A, Z-1) & \longleftarrow & (A, Z) \end{array} \qquad \begin{array}{ccc} e^- + (A, Z) & \longrightarrow & (A, Z-1) + \nu_e \\ \uparrow & & \downarrow \\ \bar{\nu}_e + e^- + (A, Z) & \longleftarrow & (A, Z-1) \end{array}$$

$$\lambda^p(\mathcal{E}_\nu) = \sum_{i,j=1}^{N_{max}} \frac{(2J_i+1)e^{-\frac{E_i}{kT}}}{G(N,Z,kT)} \lambda_{ij}^p \frac{\mathcal{E}_\nu^2 (Q_{ij} \pm \mathcal{E}_\nu)^2}{1+\exp\left(\frac{\pm\mathcal{E}_\nu \pm Q_{ij} \pm \mu}{kT}\right)} \Theta_p, \quad p = \varepsilon^\pm, \beta^\pm$$

Problem policzenia widma ν_e ($\bar{\nu}_e$) jest koncepcyjnie prosty, ale potrzebujemy ogromnej ilości danych jądrowych:

1. Masy nuklidów
2. Poziomy energetyczne E_i oraz ich spiny J_i
3. szybkości przejść słabych λ_{ij} pomiędzy poziomami wzbudzonymi
4. składu izotopowego materii (z wyjątkiem NSE)

Pełne dane eksperymentalne dotyczą głównie jąder stabilnych w warunkach laboratoryjnych. Dla pozostałych często nie znamy nawet masy i $T_{1/2}$.

Procesy słabe jądrowe (tzw. „new URCA")

$$\begin{array}{ccc} e^+ + (A, Z-1) & \longrightarrow & (A, Z) + \bar{\nu}_e \\ \uparrow & & \downarrow \\ \nu_e + e^+ + (A, Z-1) & \longleftarrow & (A, Z) \end{array} \qquad \begin{array}{ccc} e^- + (A, Z) & \longrightarrow & (A, Z-1) + \nu_e \\ \uparrow & & \downarrow \\ \bar{\nu}_e + e^- + (A, Z) & \longleftarrow & (A, Z-1) \end{array}$$

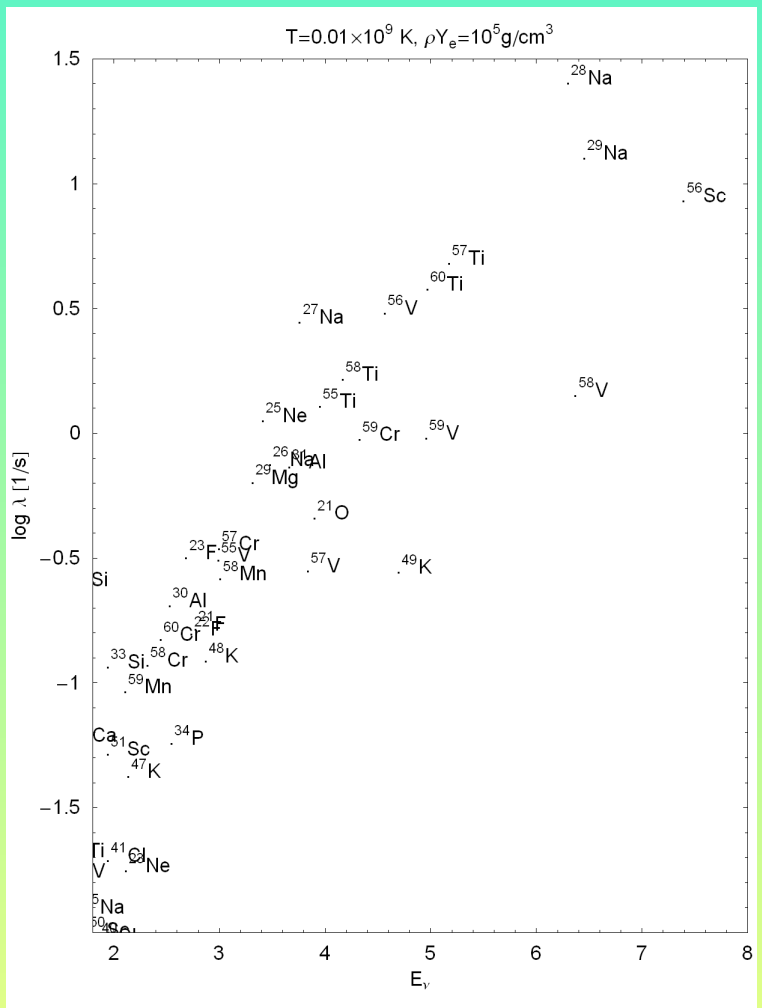
$$\lambda^p(\mathcal{E}_\nu) = \sum_{i,j=1}^{N_{max}} \frac{(2J_i+1)e^{-\frac{E_i}{kT}}}{G(N,Z,kT)} \lambda_{ij}^p \frac{\mathcal{E}_\nu^2 (Q_{ij} \pm \mathcal{E}_\nu)^2}{1+\exp\left(\frac{\pm\mathcal{E}_\nu \pm Q_{ij} \pm \mu}{kT}\right)} \Theta_p, \quad p = \varepsilon^\pm, \beta^\pm$$

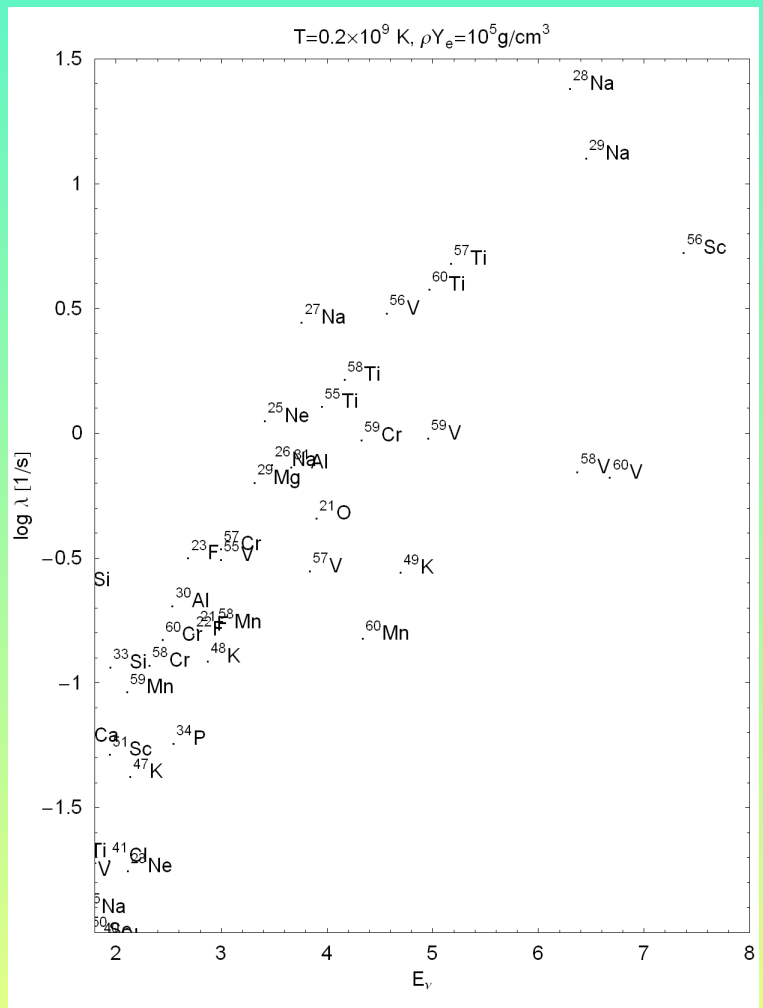
Problem policzenia widma ν_e ($\bar{\nu}_e$) jest koncepcyjnie prosty, ale potrzebujemy ogromnej ilości danych jądrowych:

1. Masy nuklidów
2. Poziomy energetyczne E_i oraz ich spiny J_i
3. szybkości przejść słabych λ_{ij} pomiędzy poziomami wzbudzonymi
4. składu izotopowego materii (z wyjątkiem NSE)

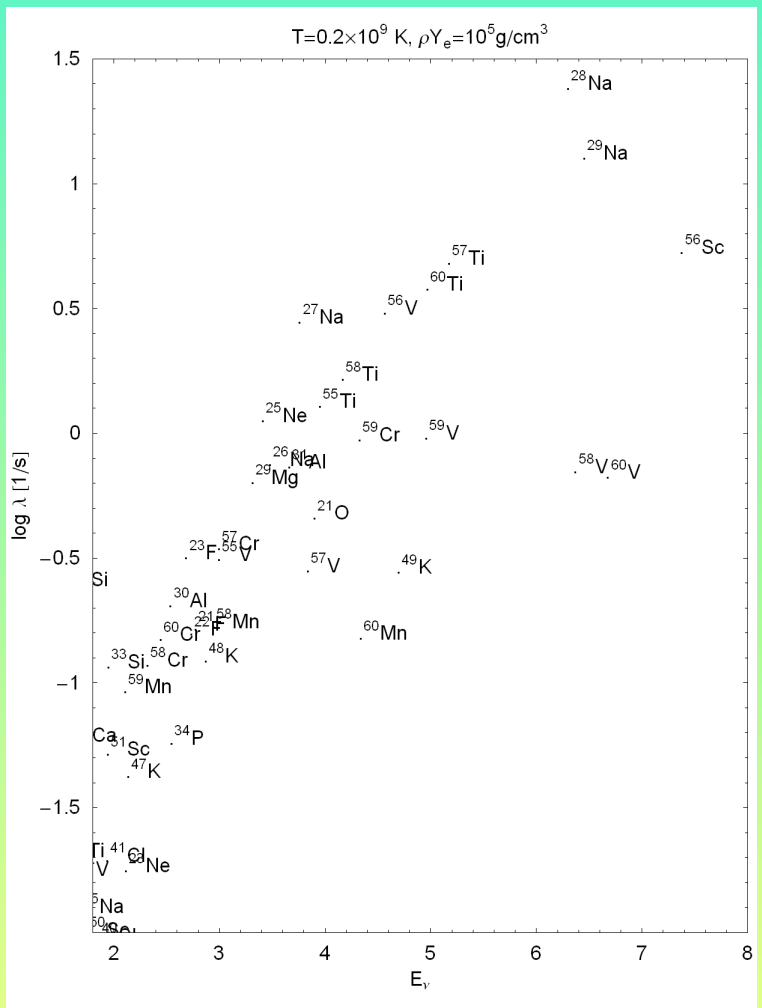
Pełne dane eksperymentalne dotyczą głównie jąder stabilnych w warunkach laboratoryjnych. Dla pozostałych często nie znamy nawet masy i $T_{1/2}$.

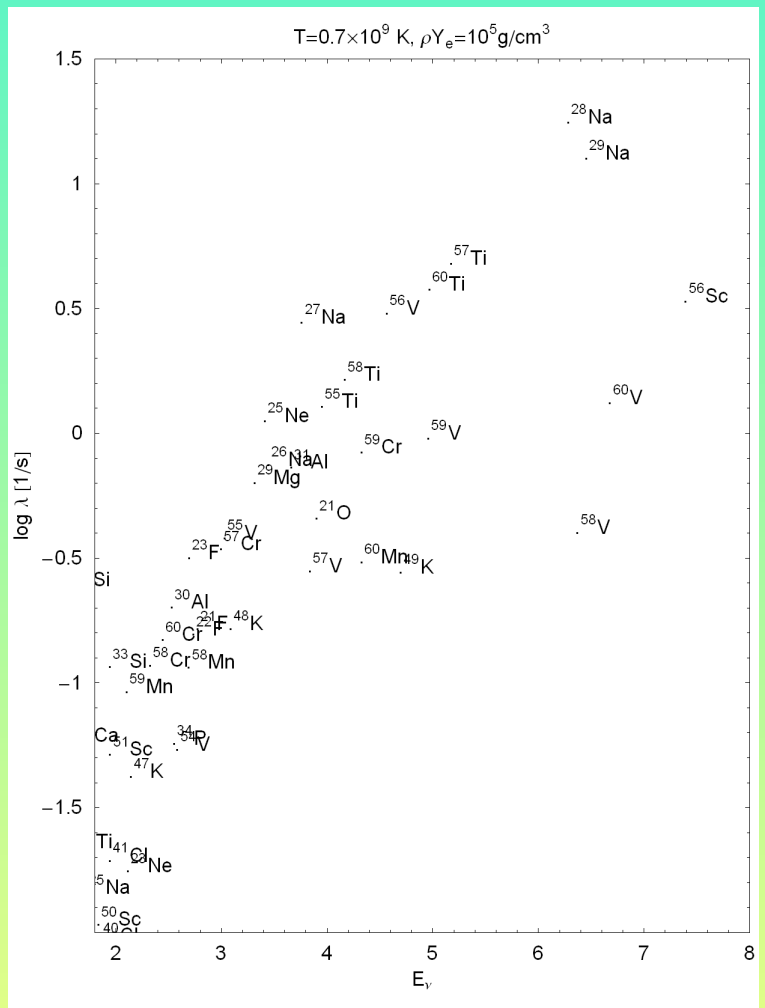
Średnie energie neutrin dla kompilacji FFN



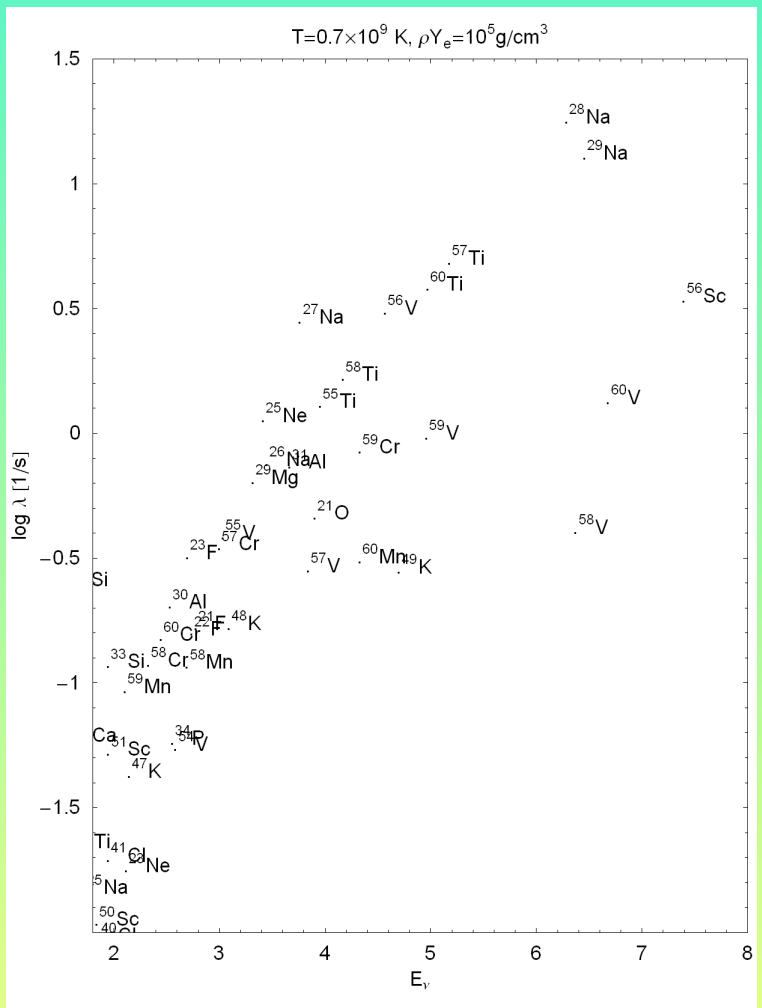


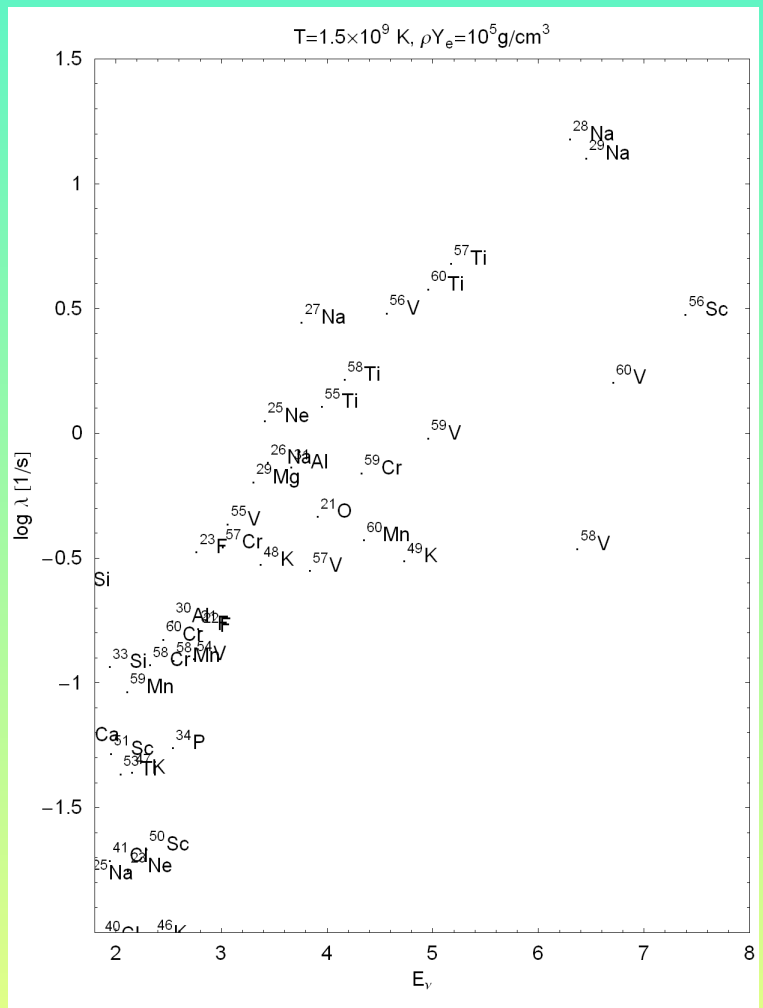
Średnie energie neutrin dla kompilacji FFN



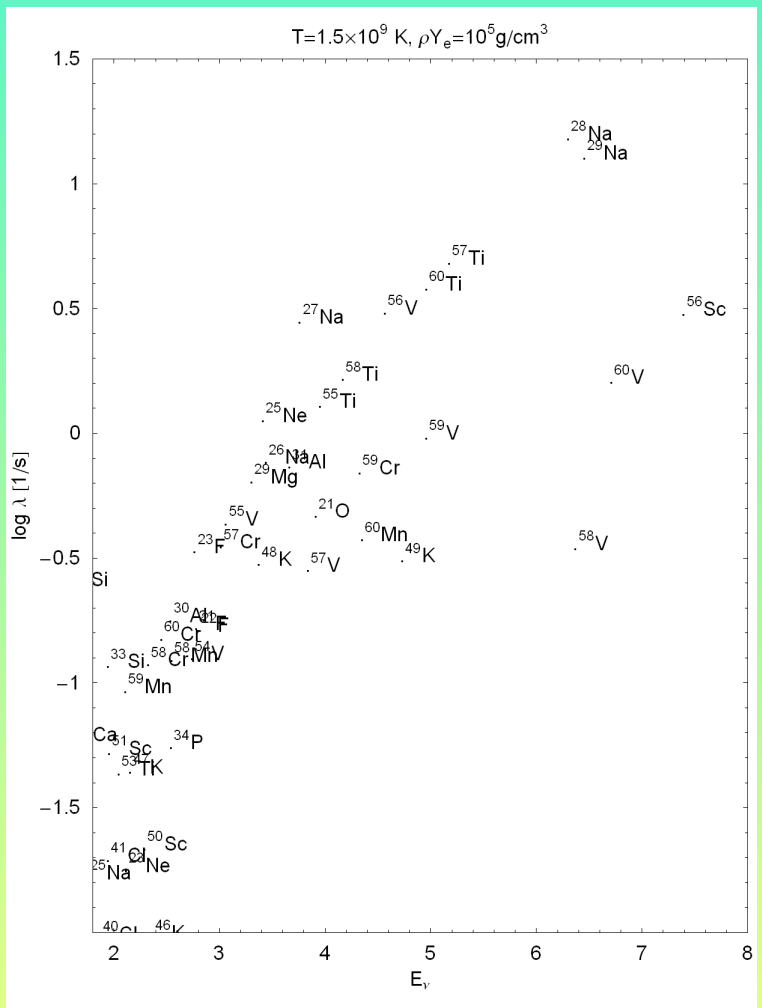


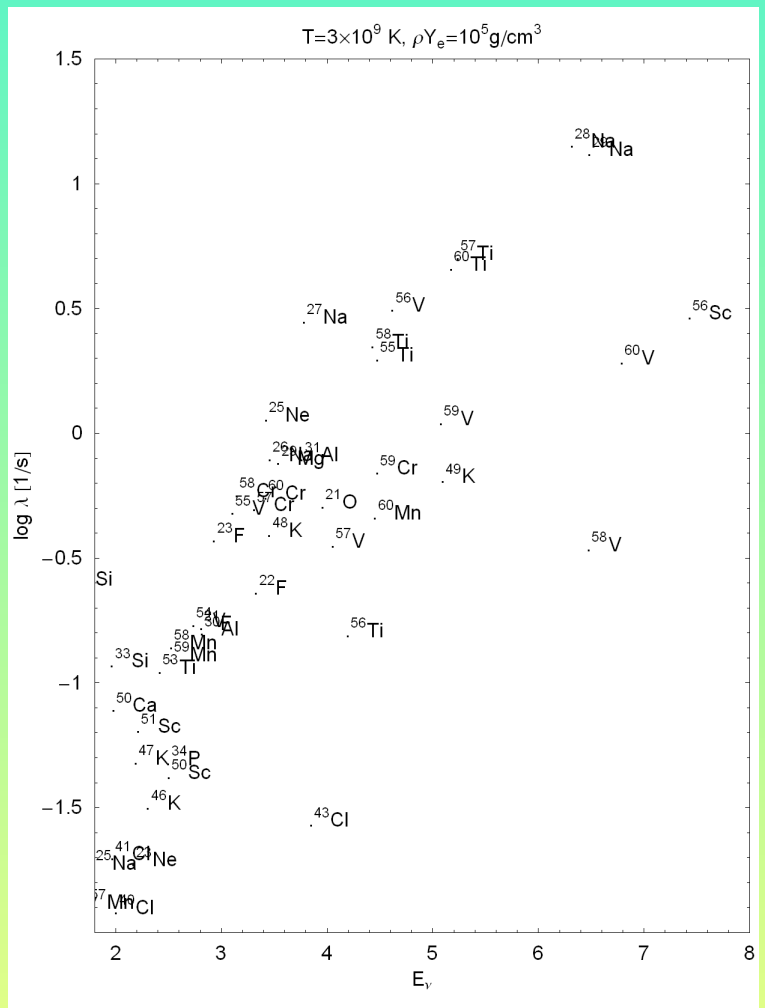
Średnie energie neutrin dla kompilacji FFN



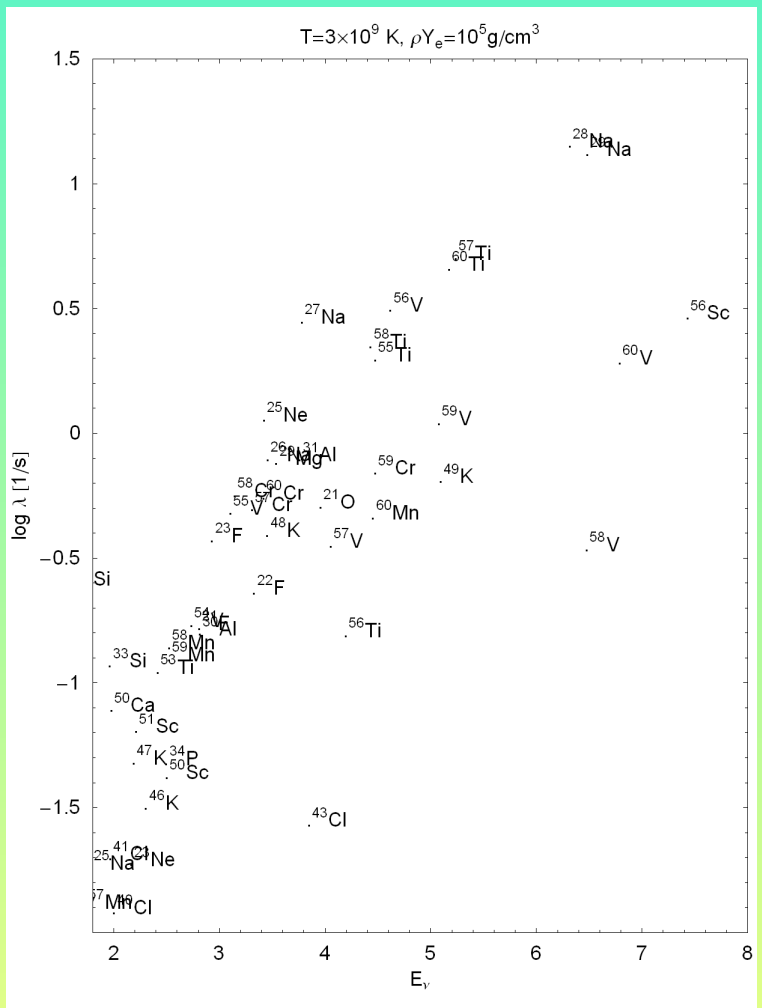


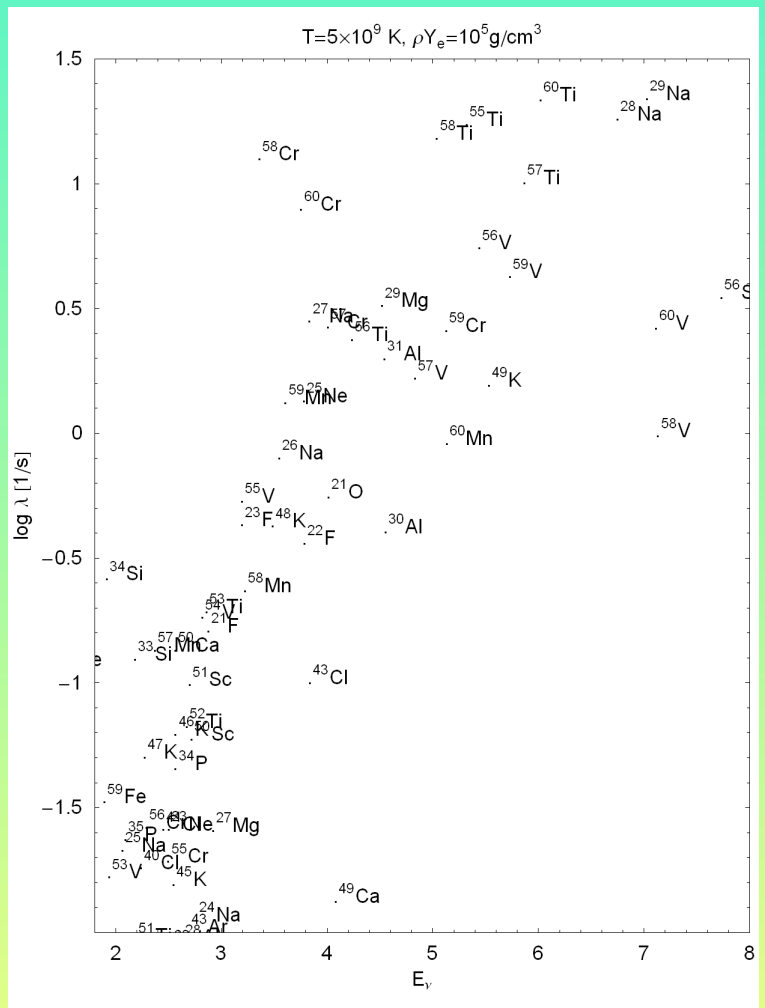
Średnie energie neutrin dla kompilacji FFN



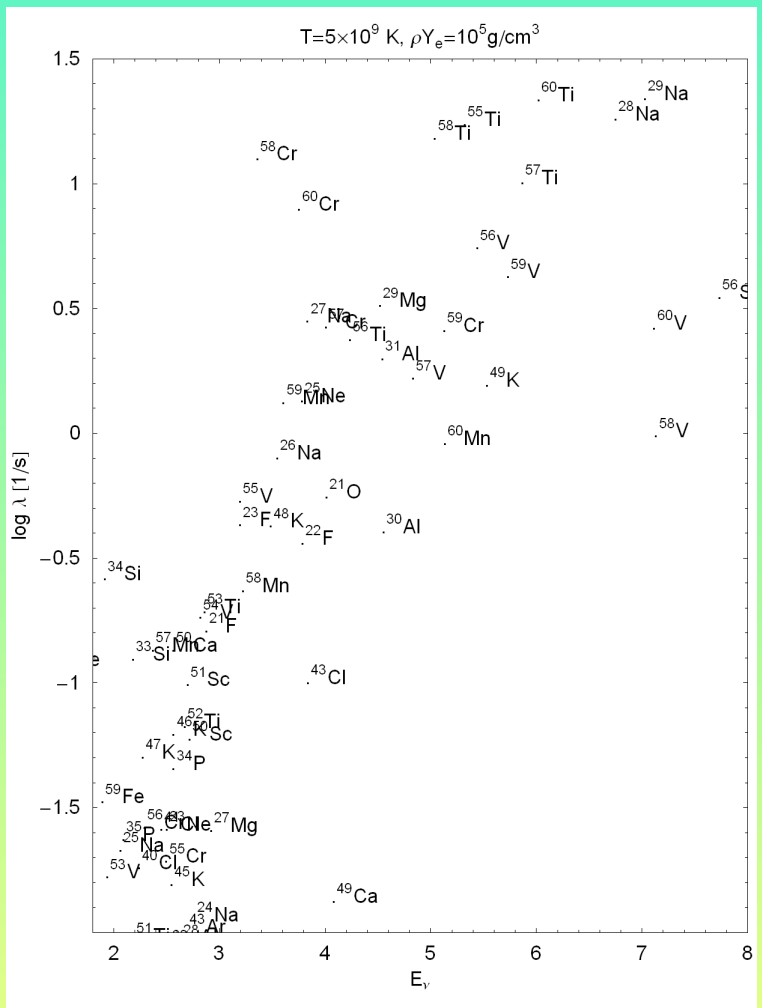


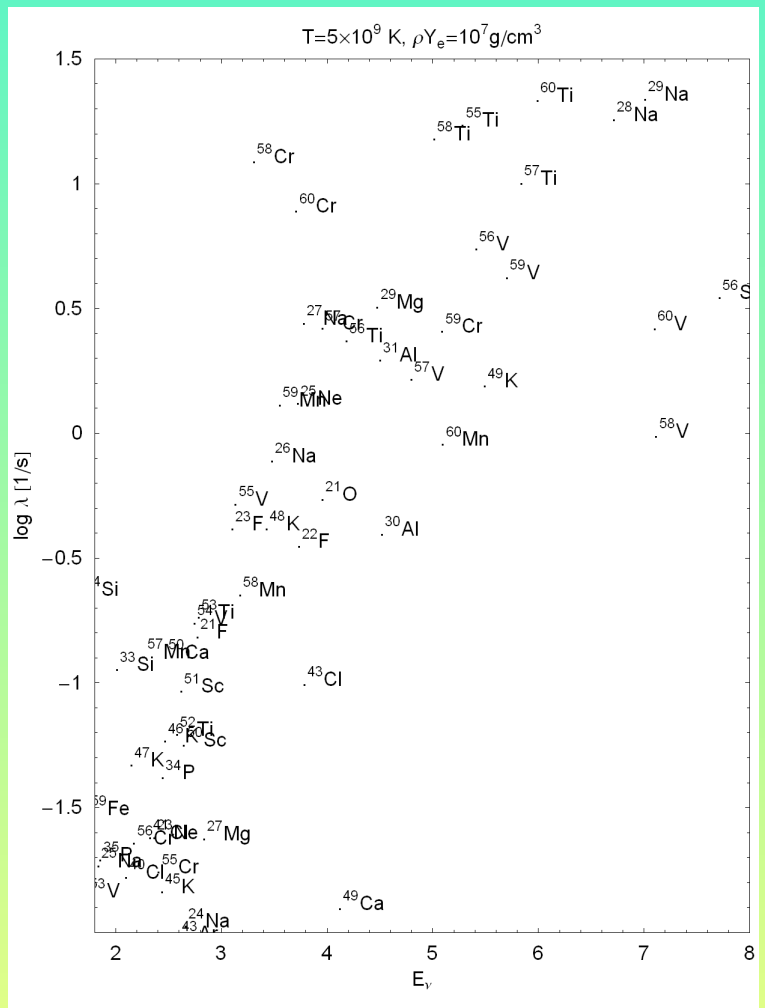
Średnie energie neutrin dla kompilacji FFN



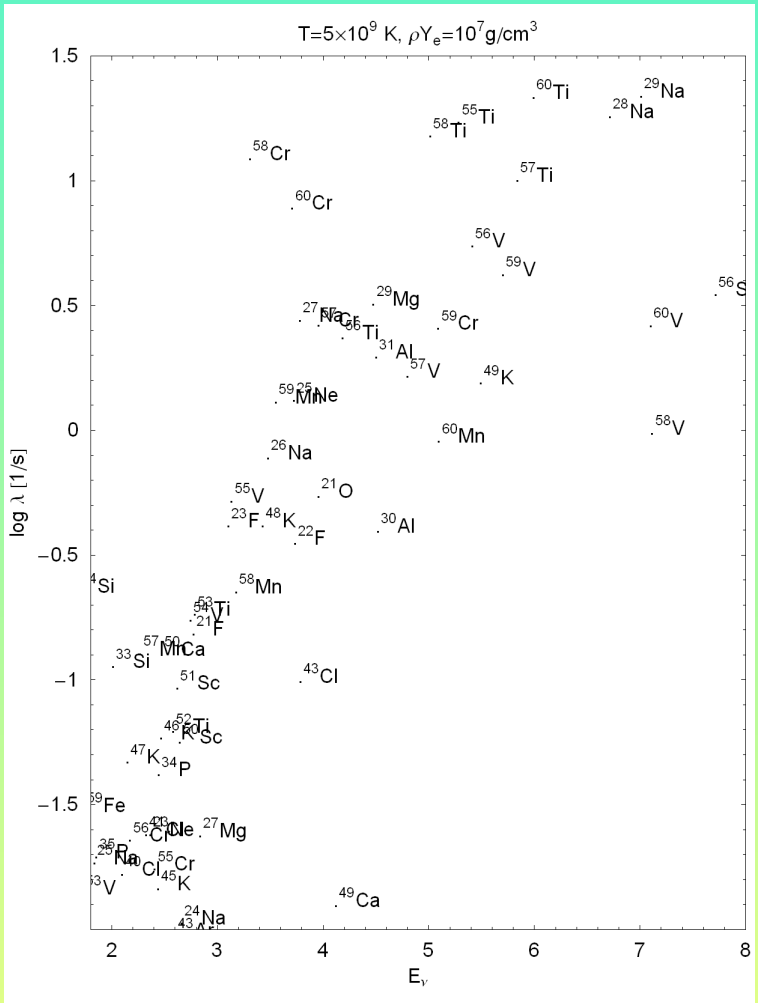


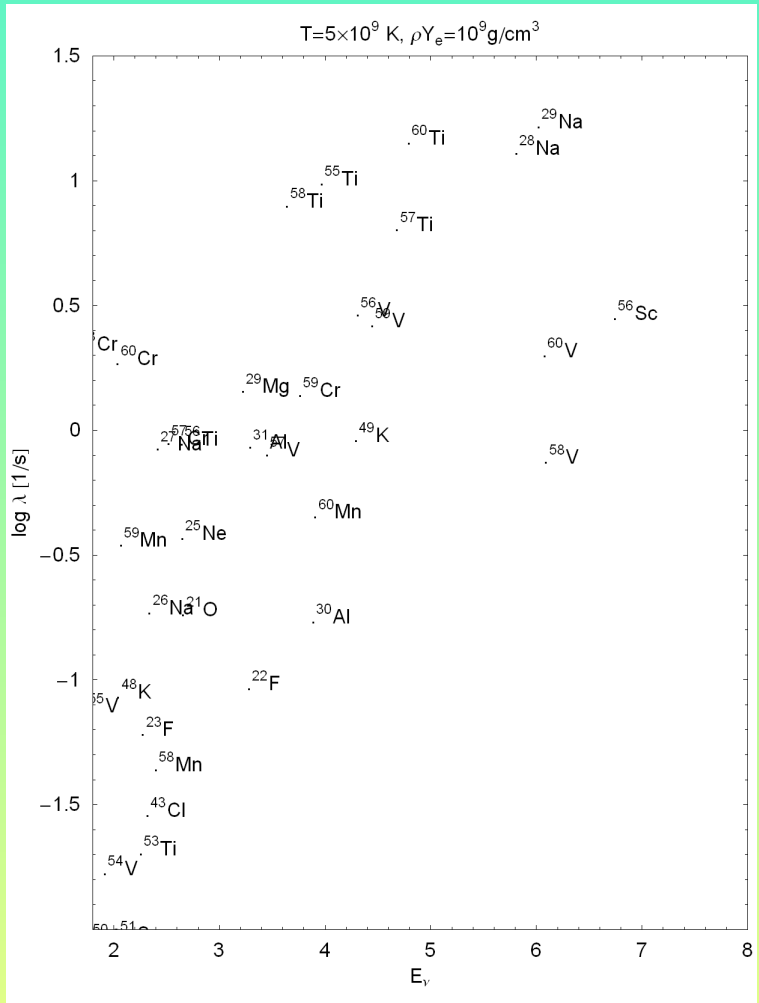
Średnie energie neutrin dla kompilacji FFN



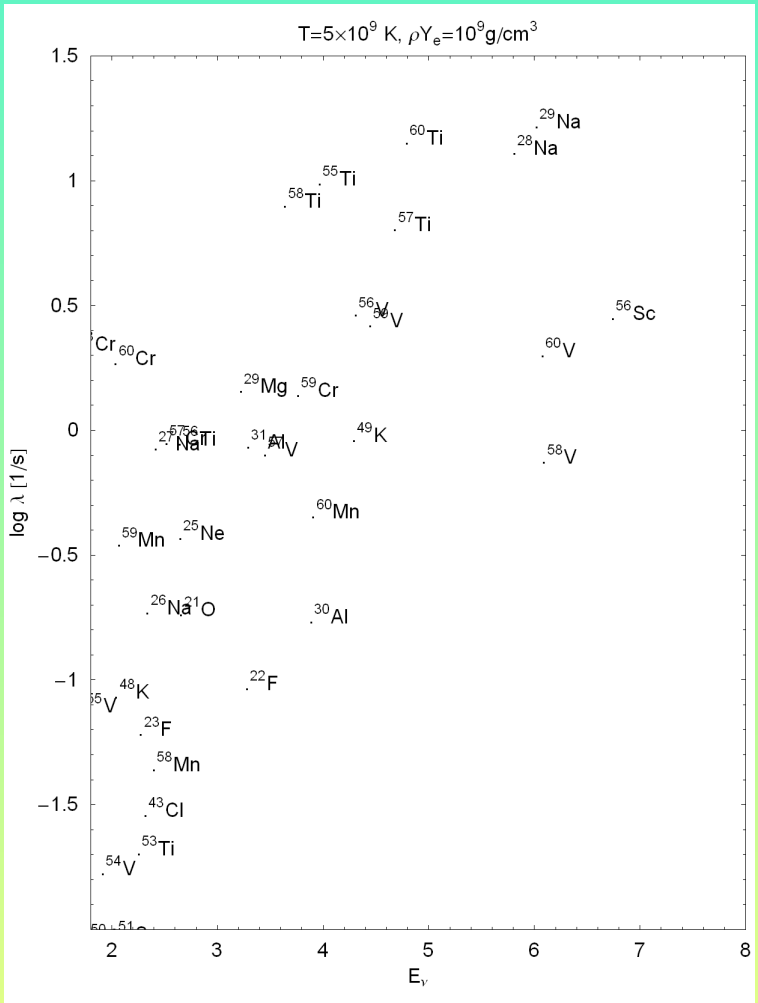


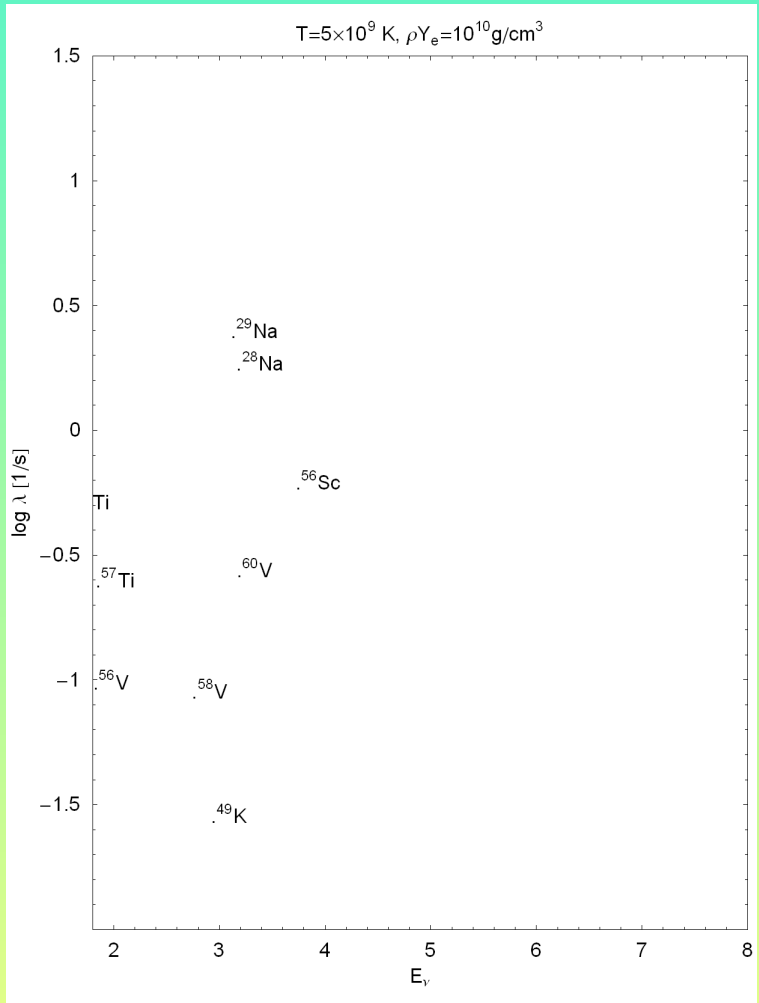
Średnie energie neutrin dla kompilacji FFN



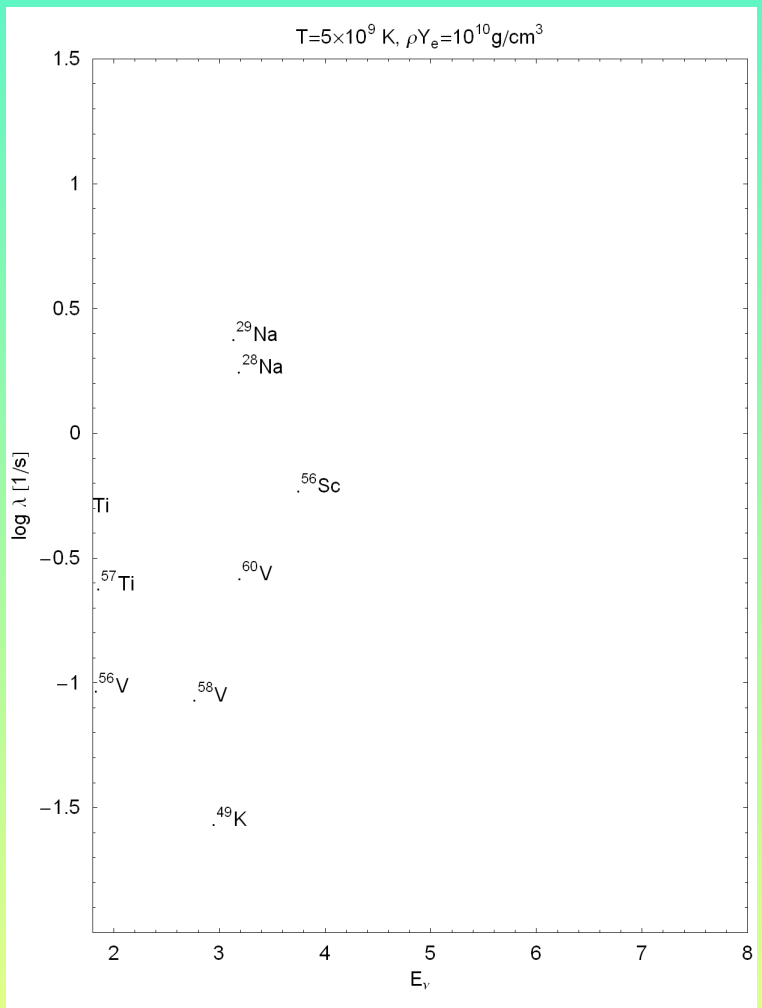


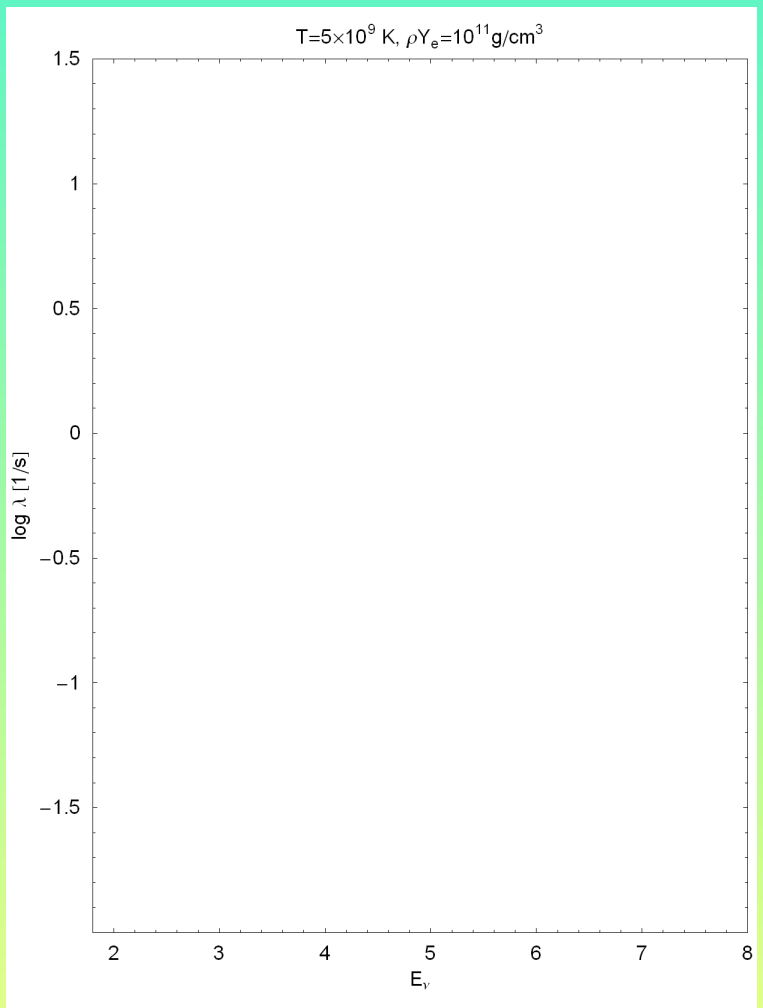
Średnie energie neutrin dla kompilacji FFN



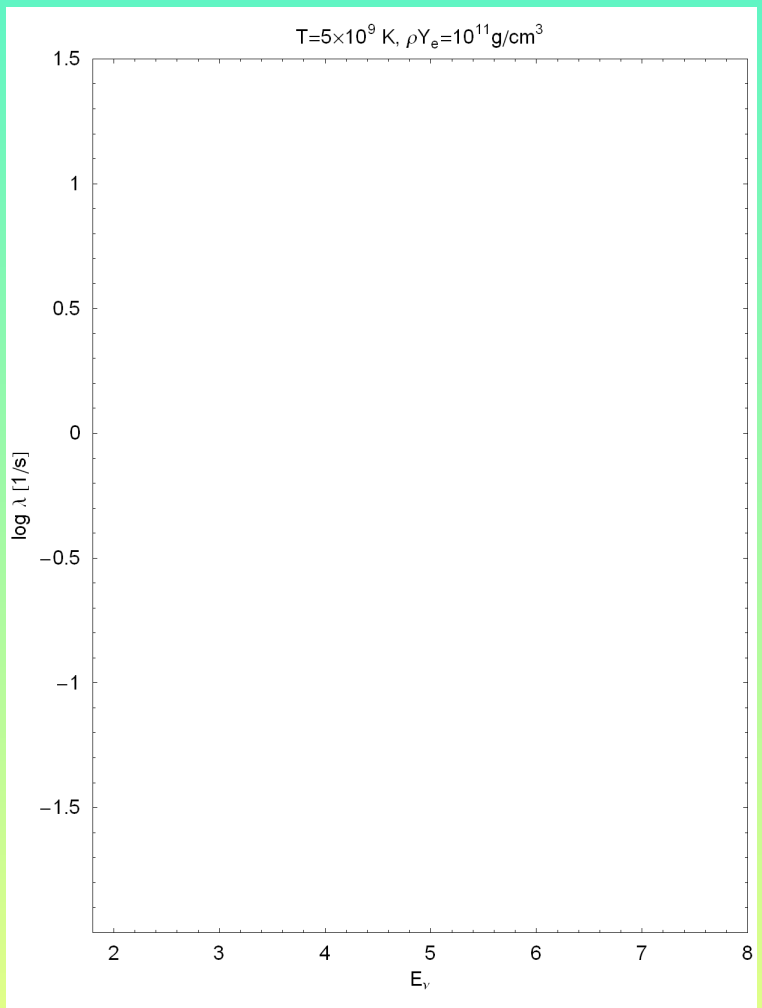


Średnie energie neutrin dla kompilacji FFN

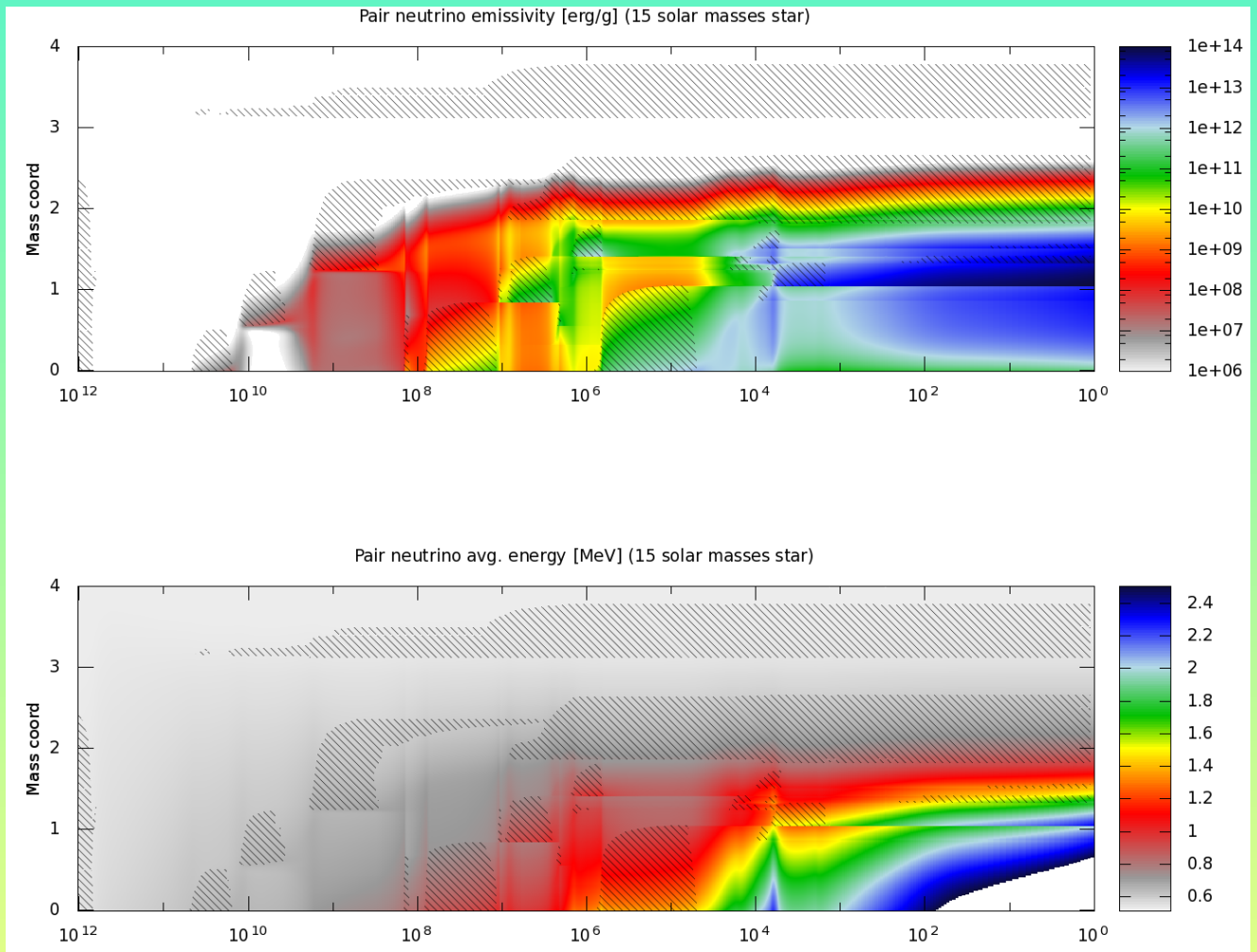




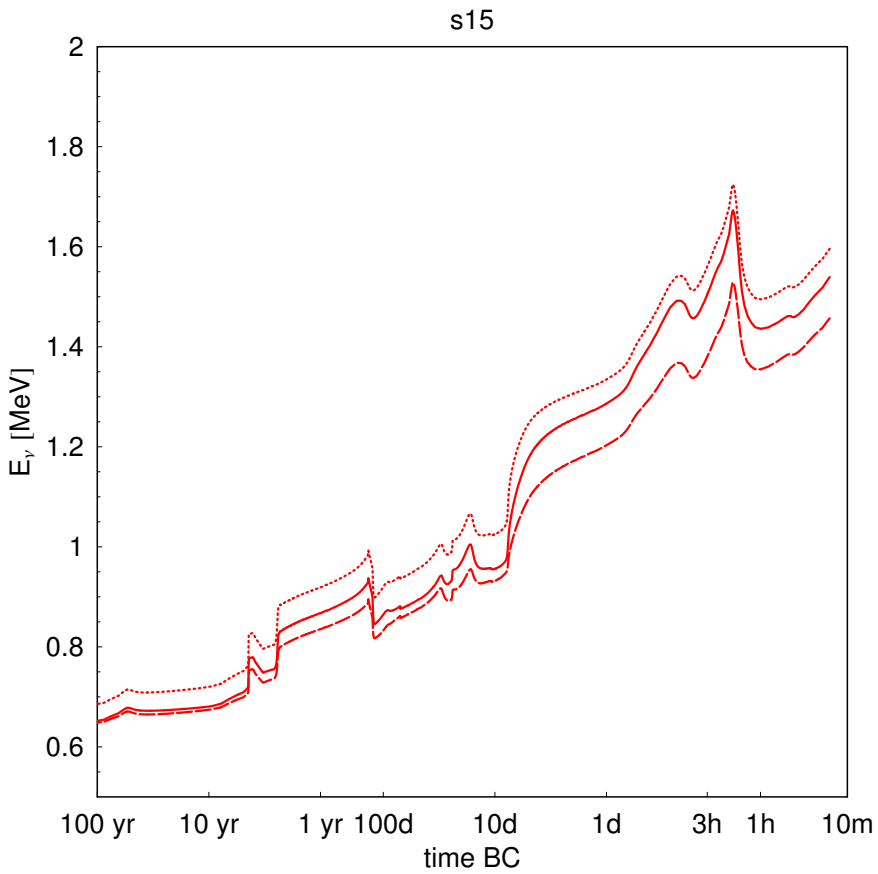
Średnie energie neutrin dla kompilacji FFN

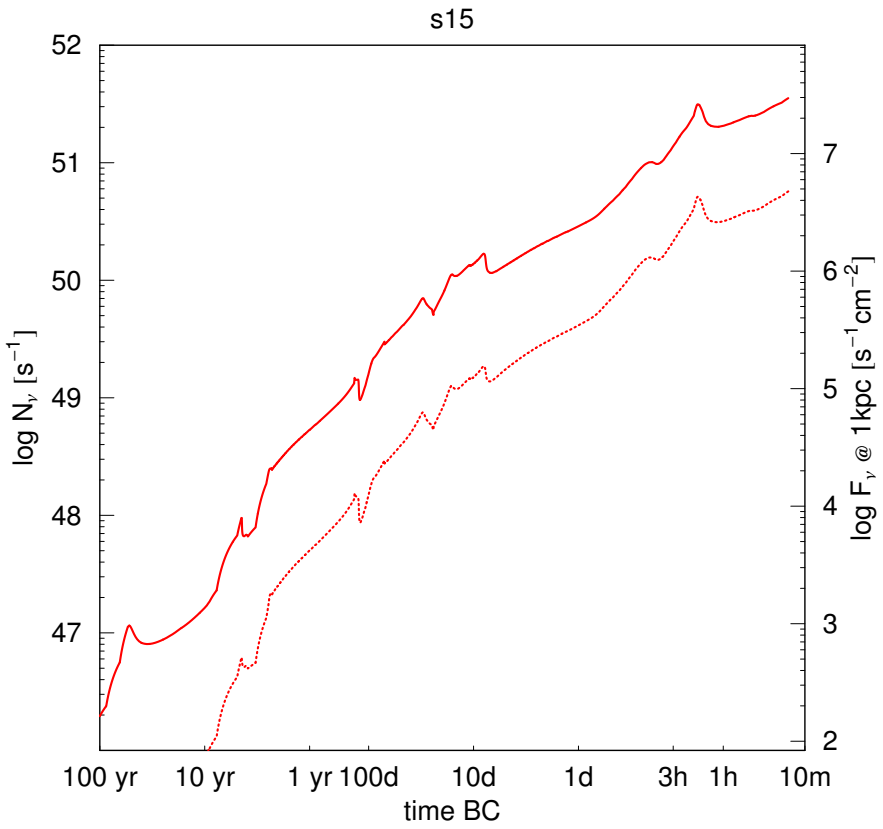


Emisja termiczna gwiazdy o masie 15 $M_\odot$

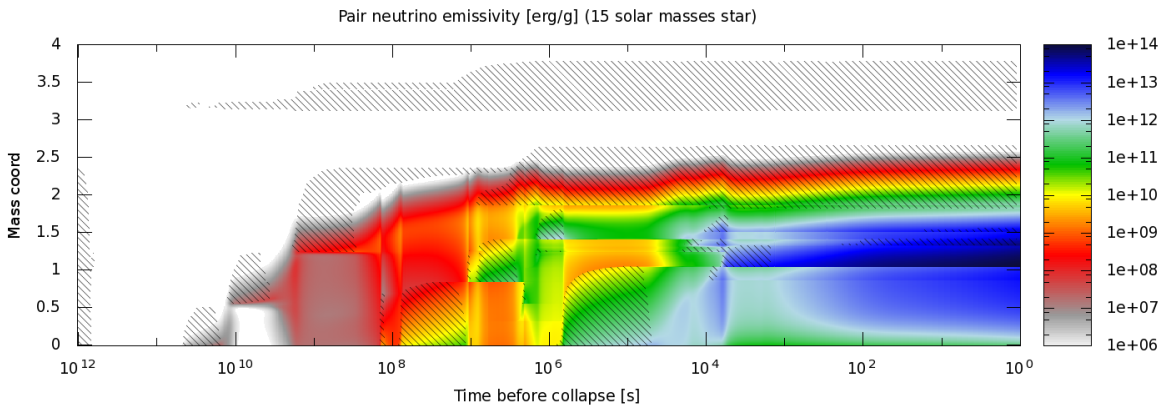


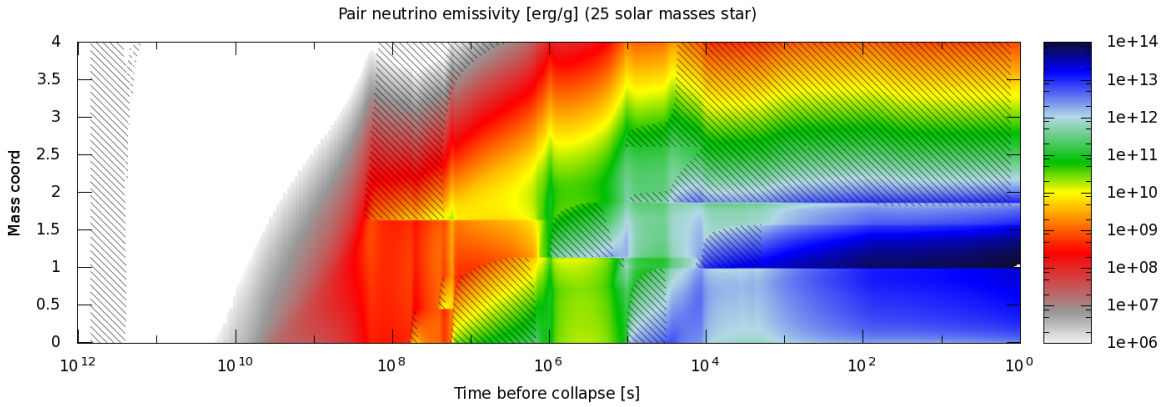
Całkowita emisja termiczna gwiazdy o masie 15 $M_\odot$



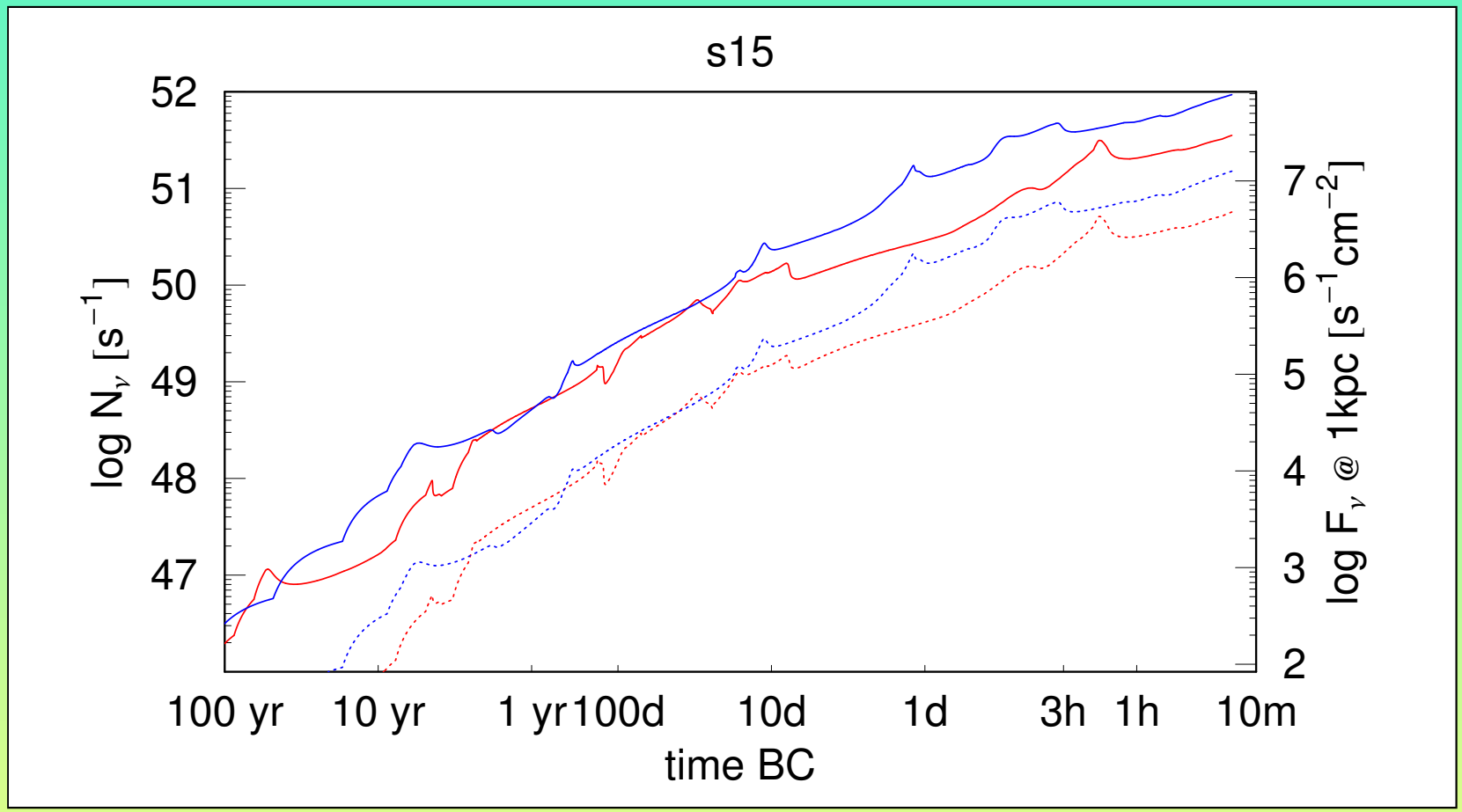


Emisja termiczna gwiazdy o masie 15 i 25 $M_\odot$

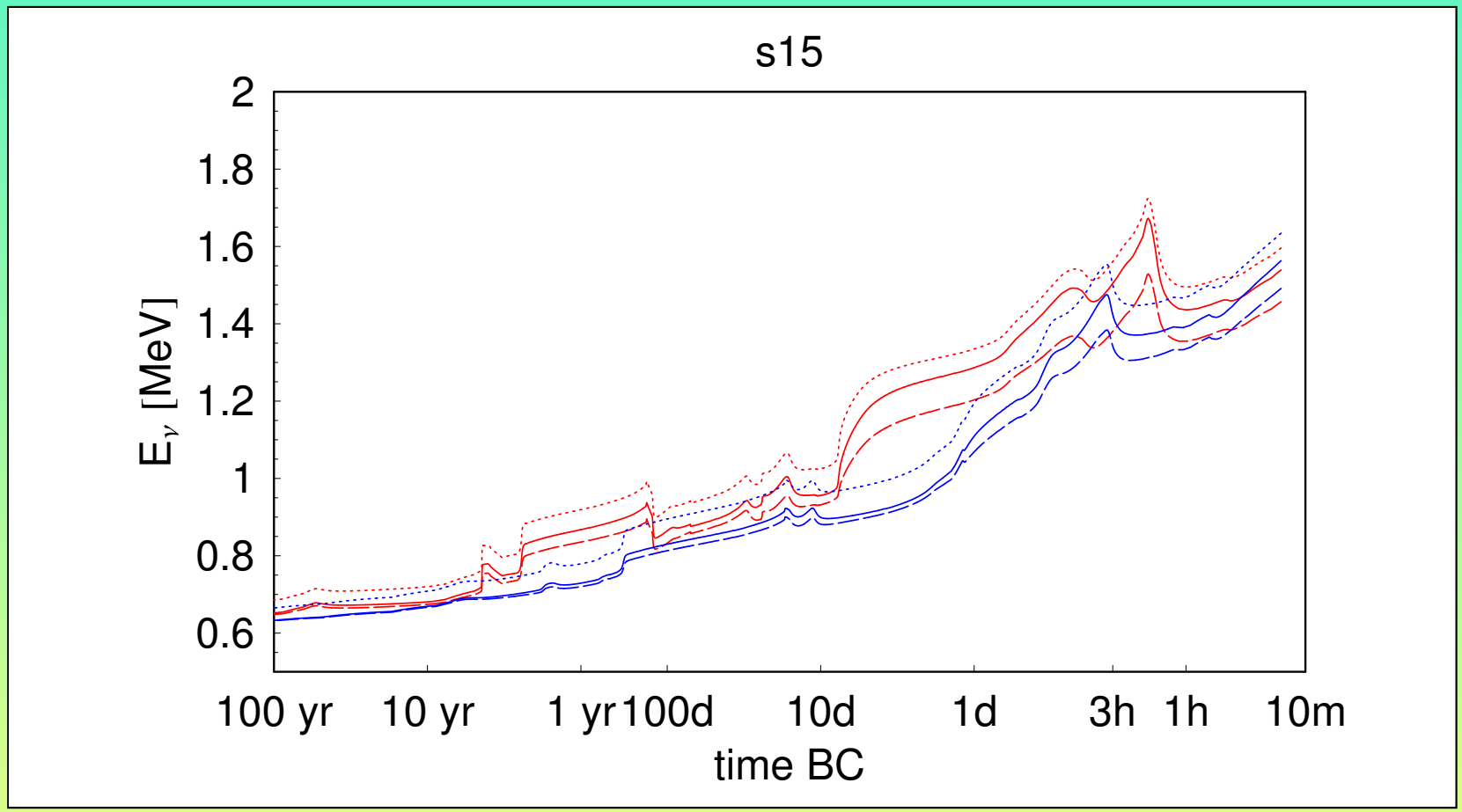




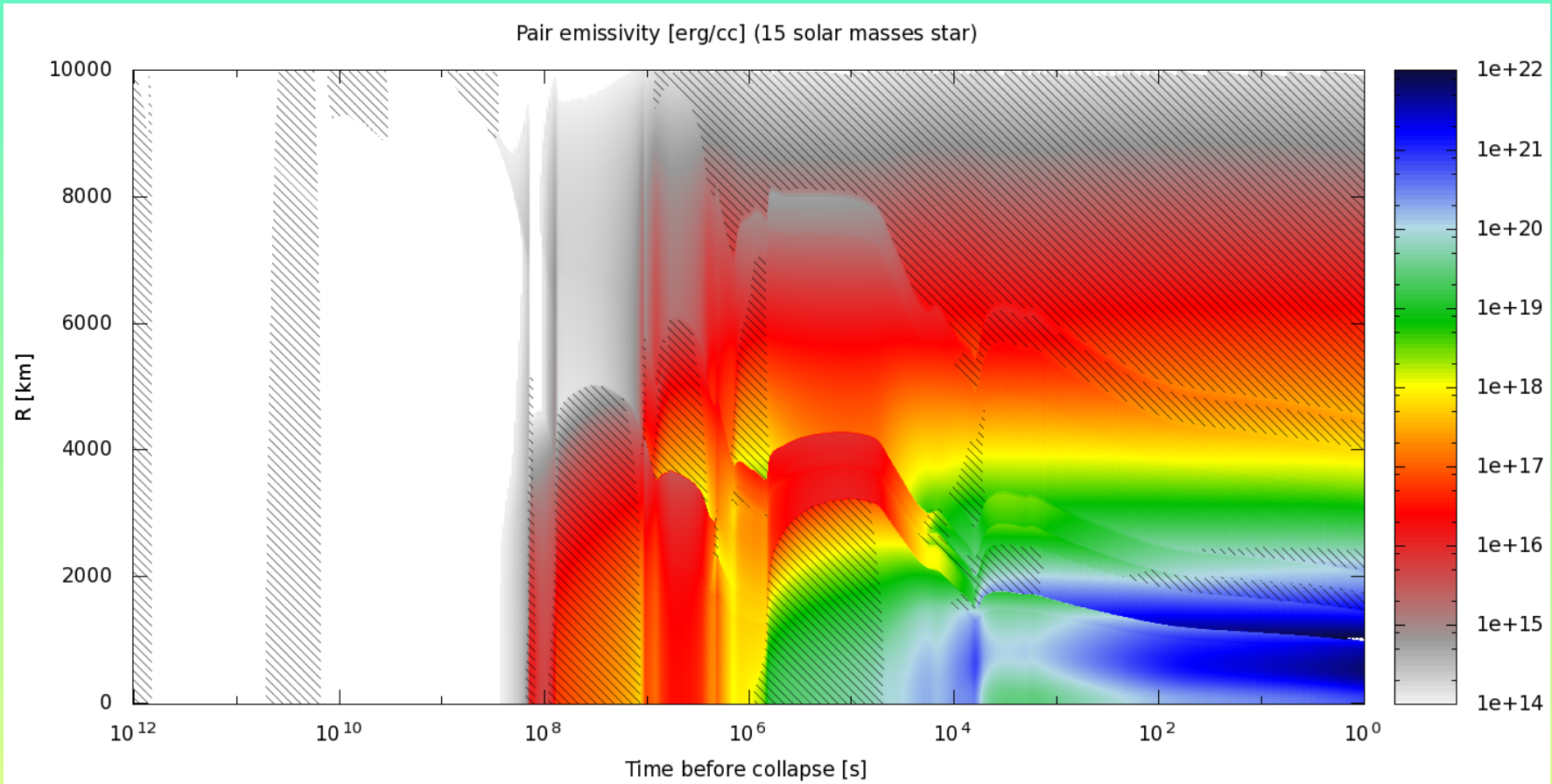
Całkowita emisja termiczna gwiazdy o masie 15 i 25 $M_\odot$



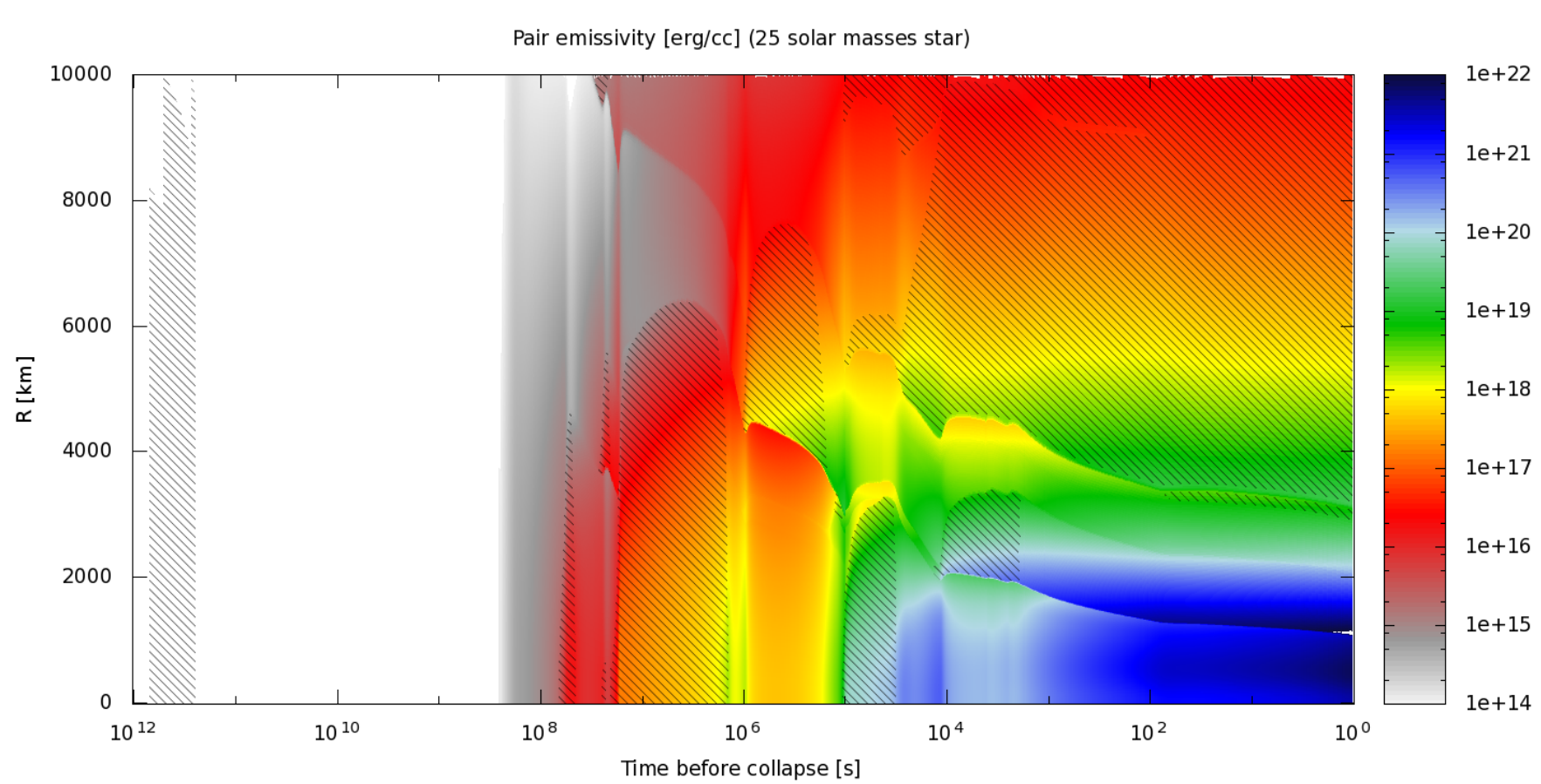
Całkowita emisja termiczna gwiazdy o masie 15 i 25 $M_\odot$



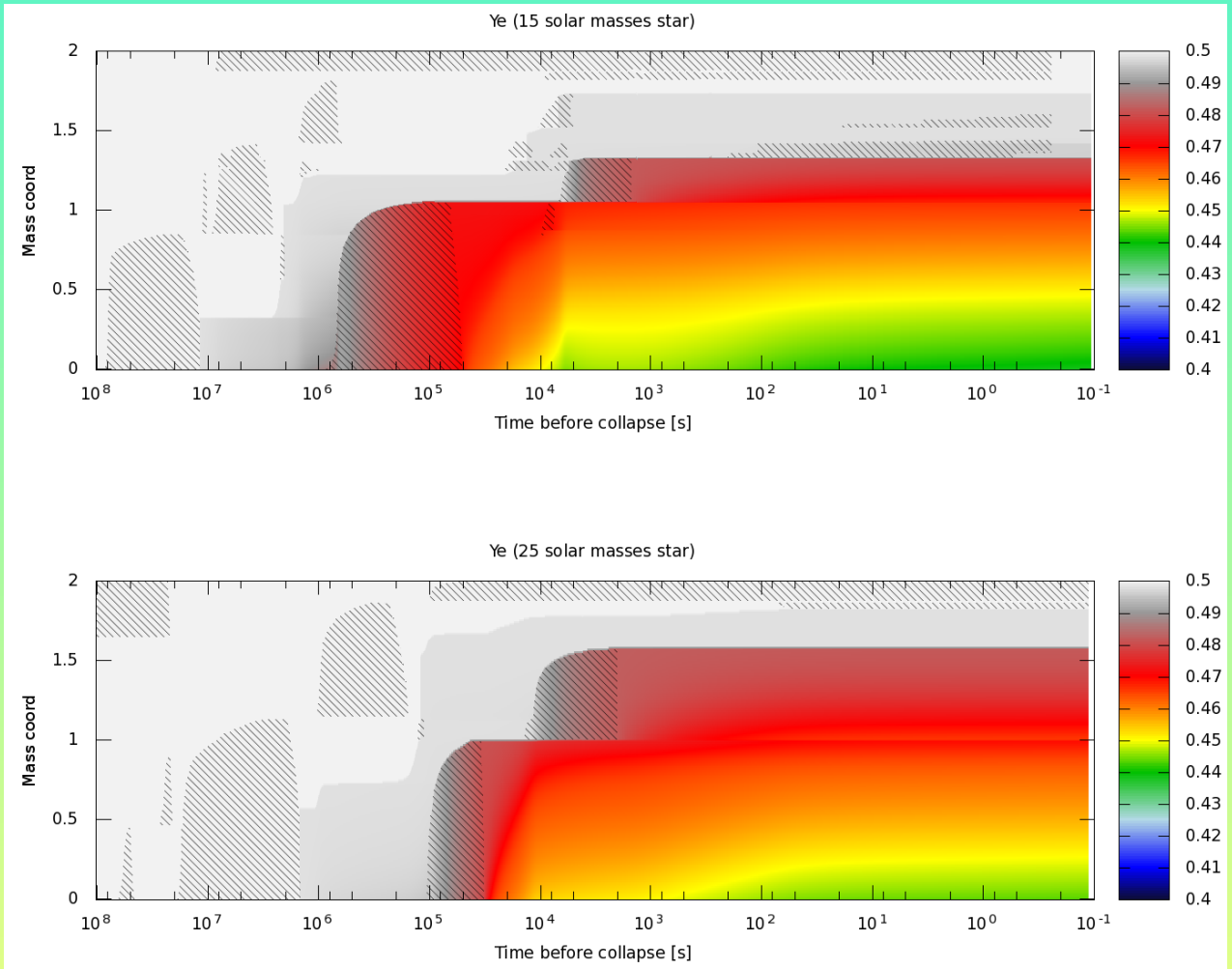
Emisja termiczna gwiazdy o masie 15 $M_\odot$



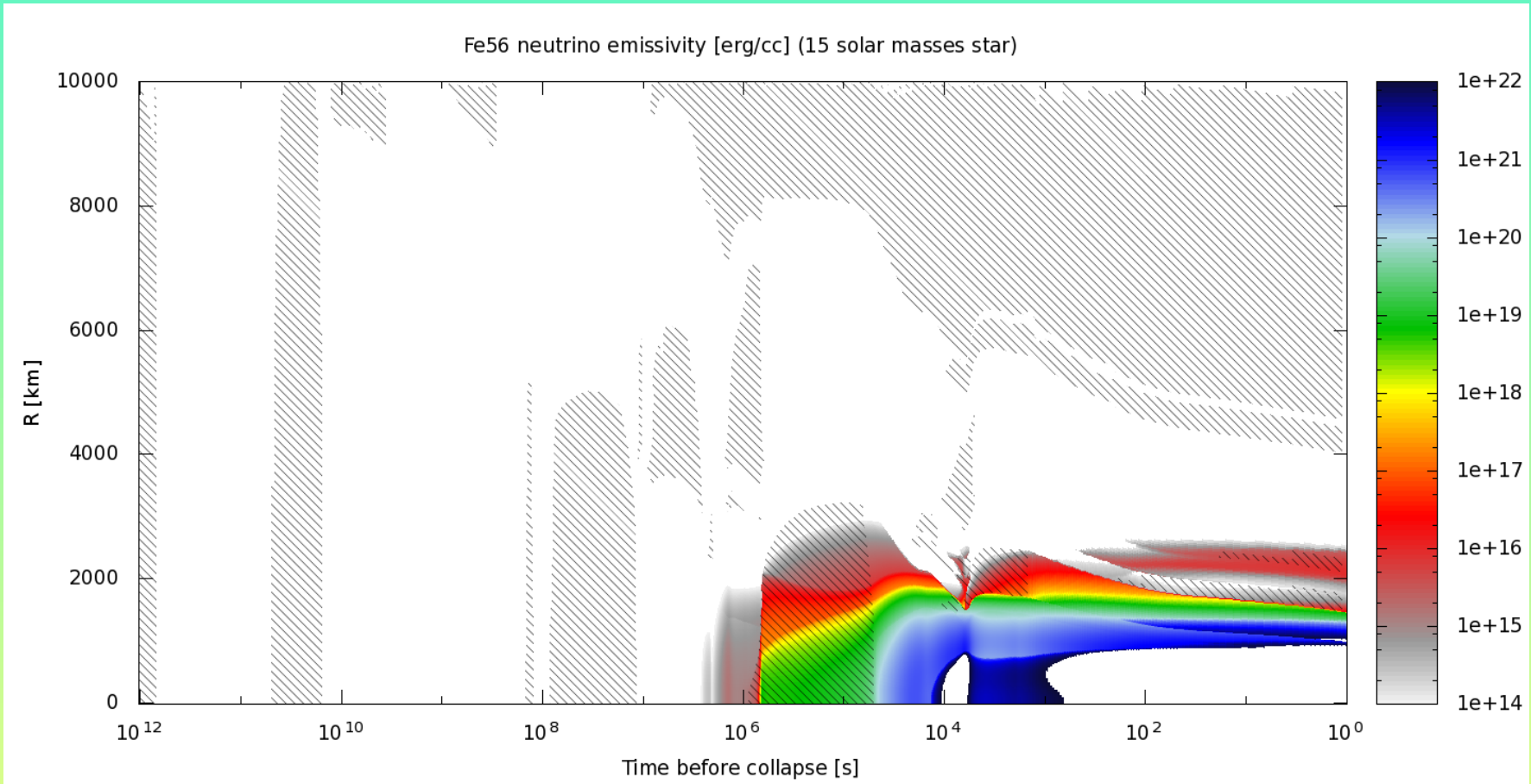
Emisja termiczna gwiazdy o masie 25 $M_\odot$



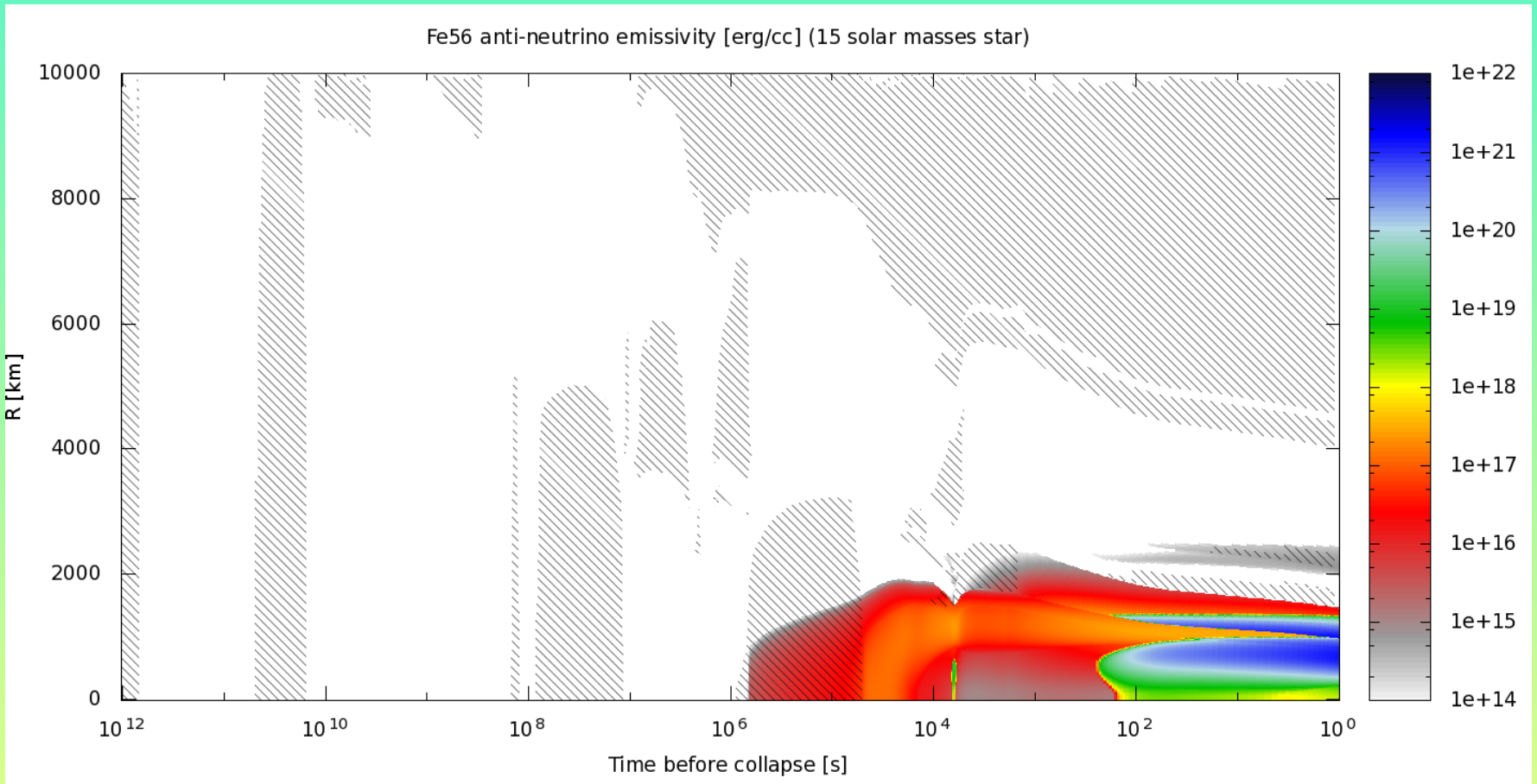
Y_e gwiazdy o masie 15 i 25 $M_\odot$



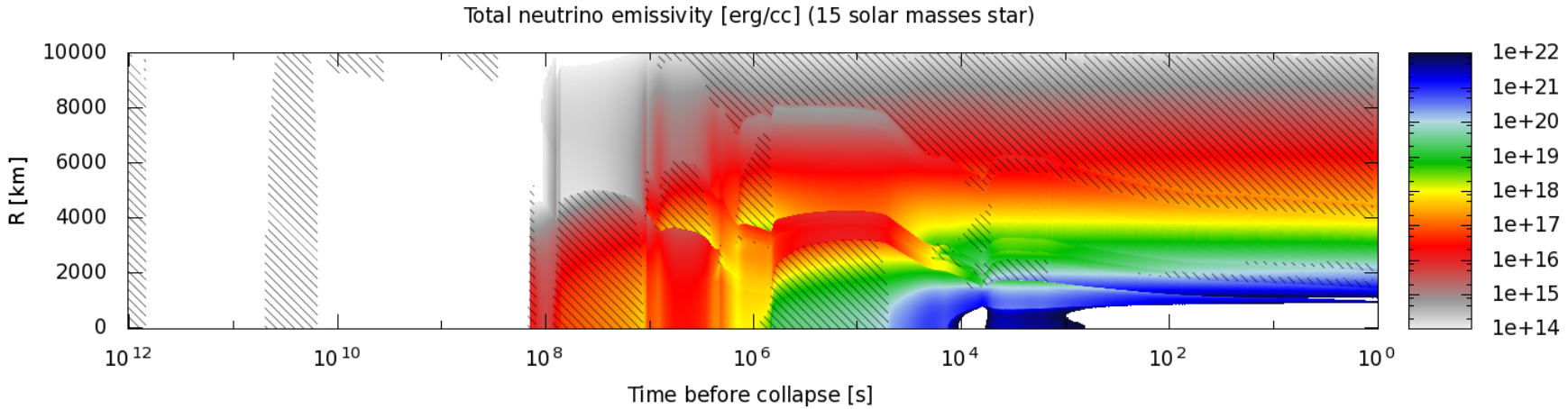
Emisja ^{56}Fe (ν_e) gwiazdy o masie 15 $M_\odot$

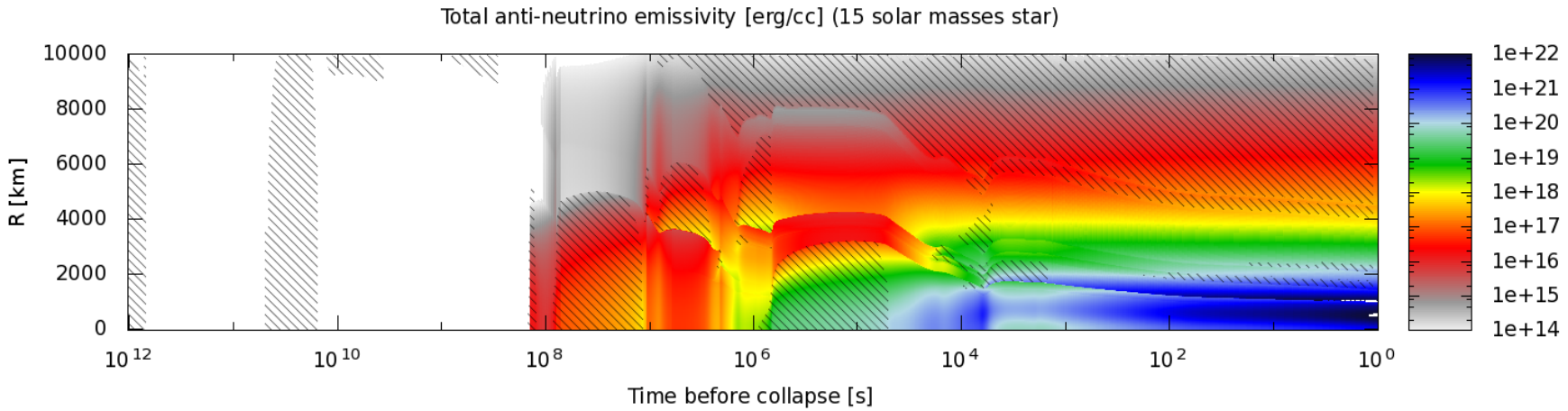


Emisja ^{56}Fe ($\bar{\nu}_e$) gwiazdy o masie 15 $M_\odot$

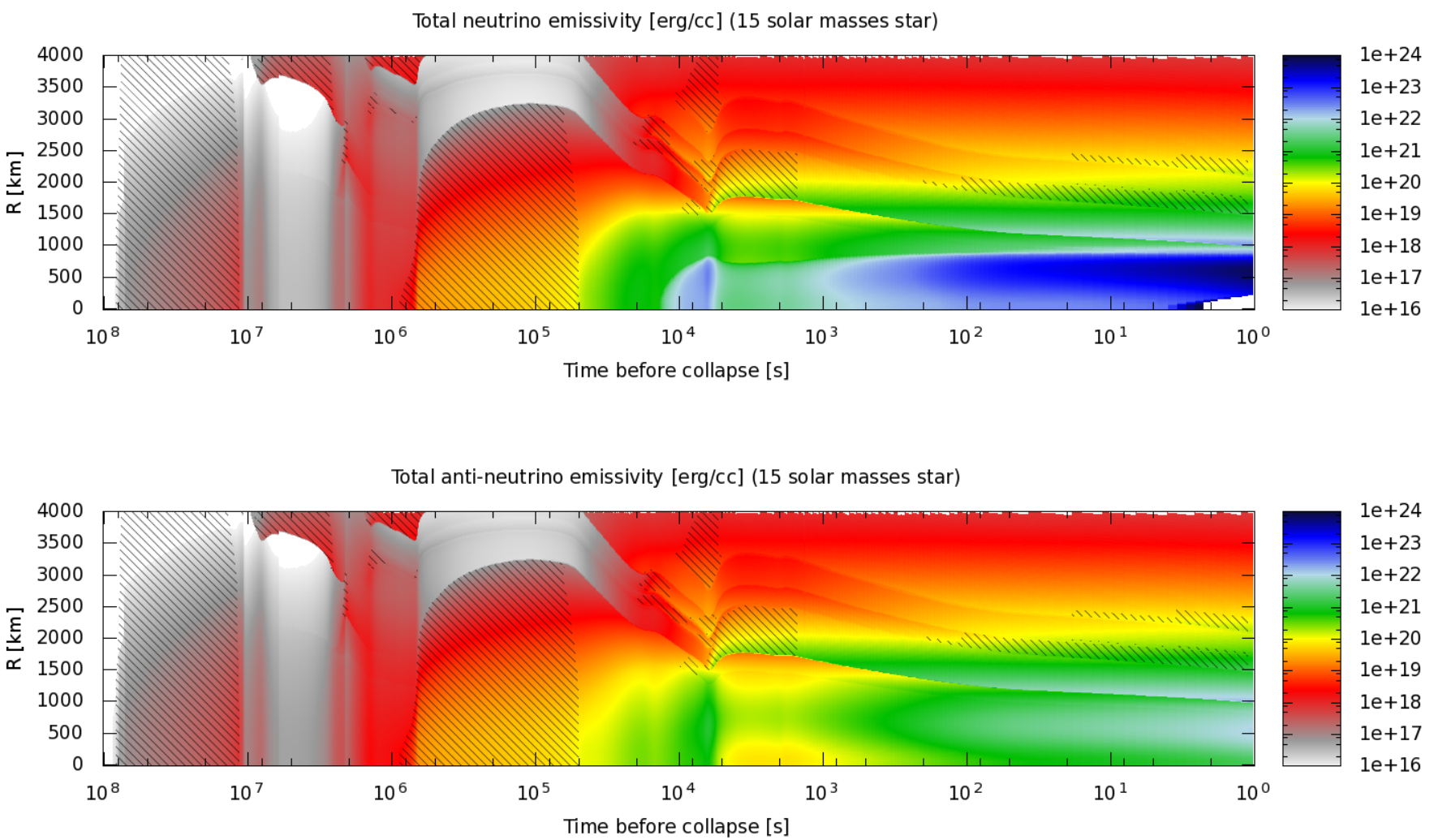


Emisja ν_e & $\bar{\nu}_e$ gwiazdy o masie 15 $M_\odot$

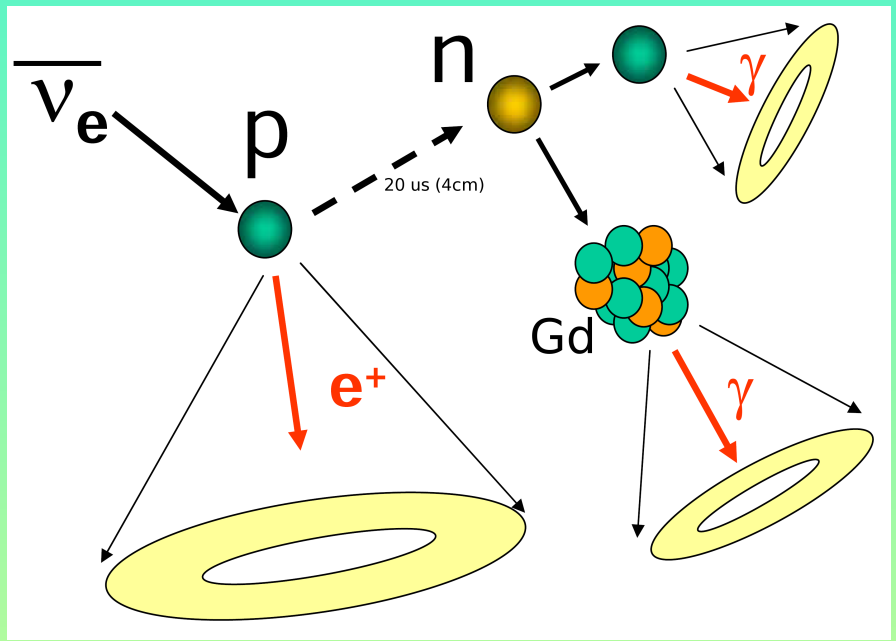




Emisja ν_e & $\bar{\nu}_e$ gwiazdy o masie 15 $M_\odot$ (zoom-in)



Oparta o H_2O detekcja $\bar{\nu}_e$



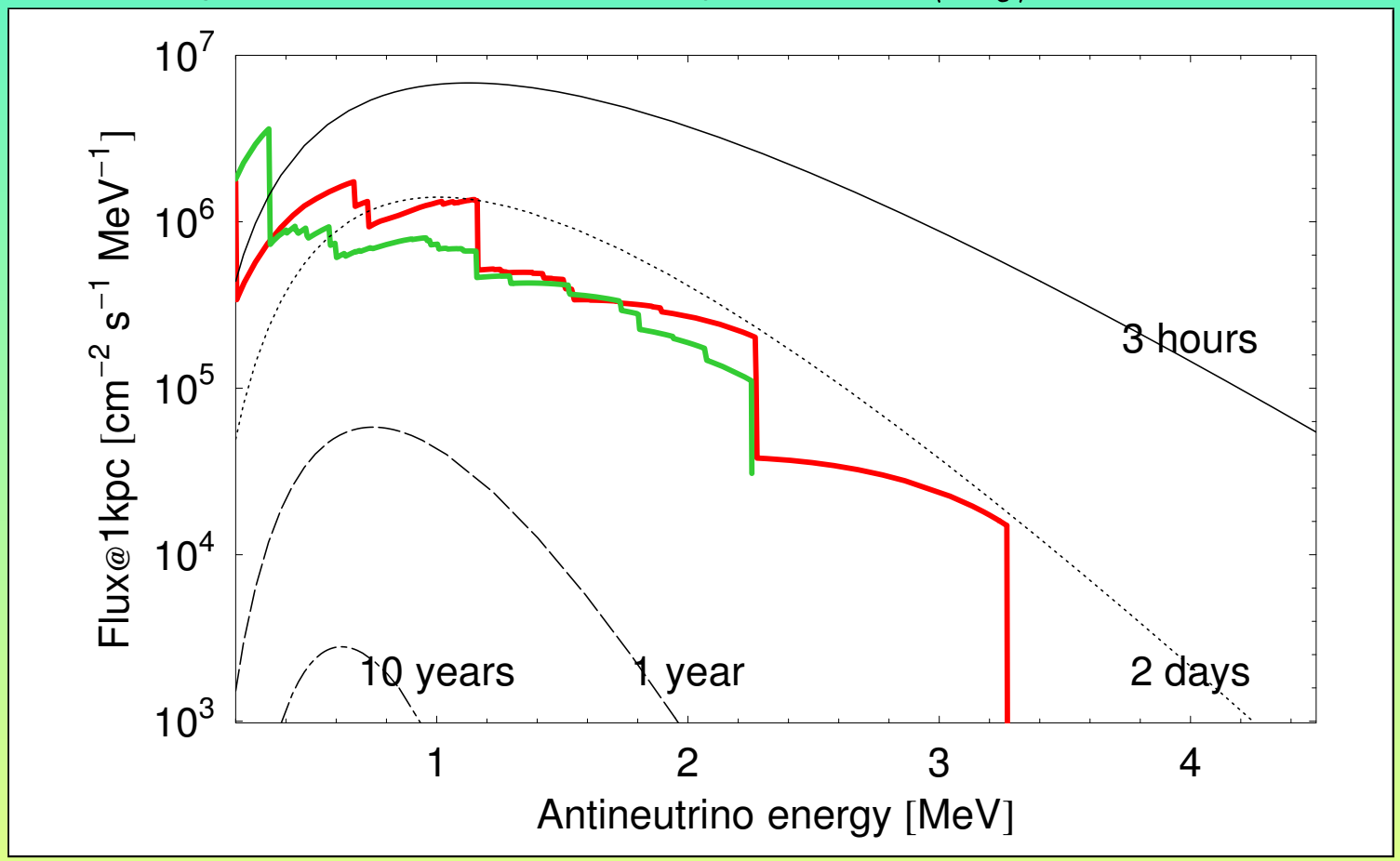
Rys. M. Nakahata (NNN05)

- genialnie prosta metoda detekcji $\bar{\nu}_e$ o energii $\langle \mathcal{E}_{\bar{\nu}_e} \rangle > 1.8\ MeV$
- 0.2% $GdCl_3$ daje 90% efektywność wychwytu neutronu w H_2O
- ułamek kosztu całego detektora \$5/kg
- skalowalna do Mt

Ogromne zainteresowanie fizyków, astrofizyków, geofizyków oraz IAEA !

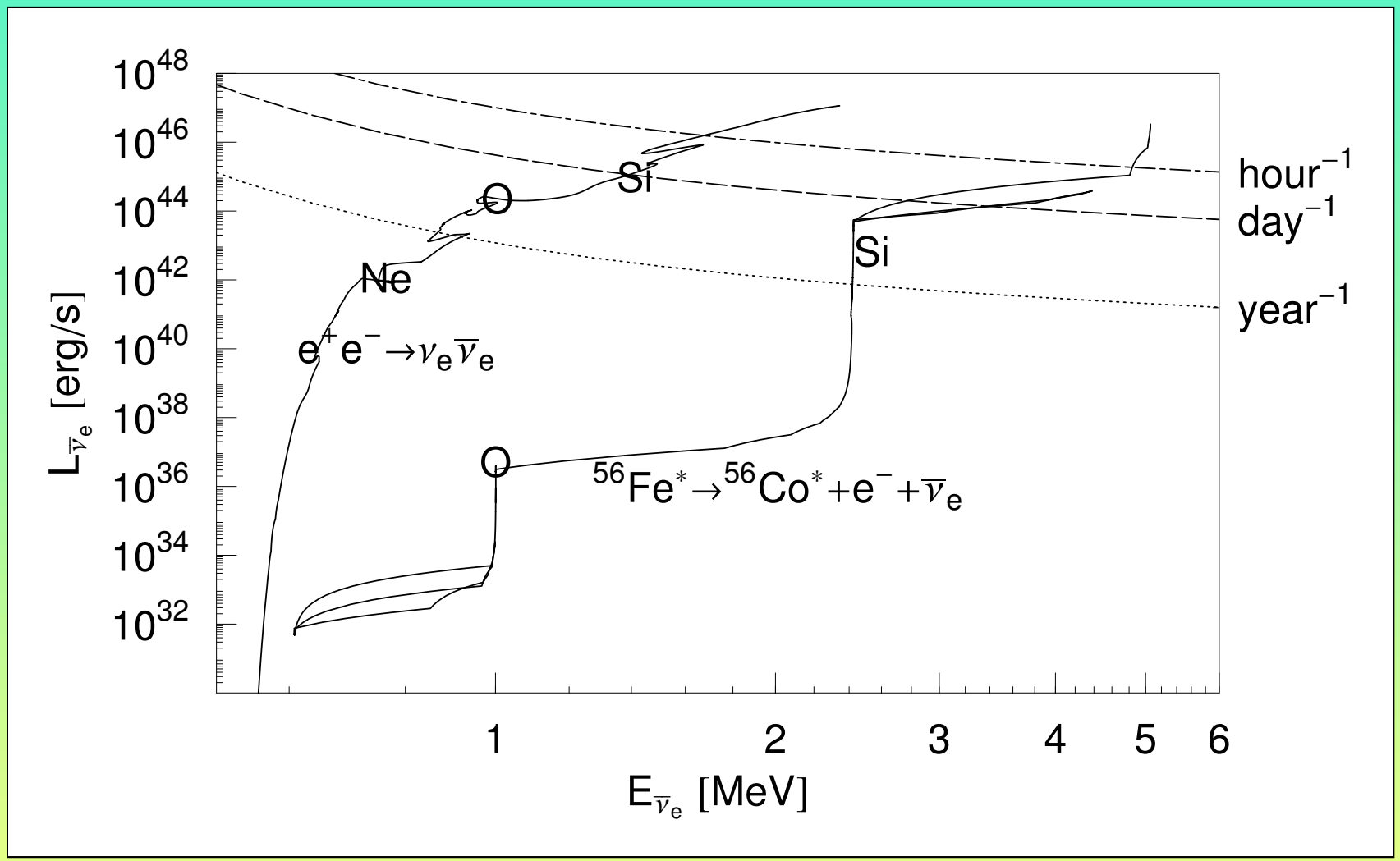
Geoneutrina & (geo?)reaktory *vs* pre-supernova

Wspólny mianownik: detekcja $\bar{\nu}_e$ dla $\langle \mathcal{E}_{\bar{\nu}_e} \rangle \sim 2 \ldots 6$ MeV

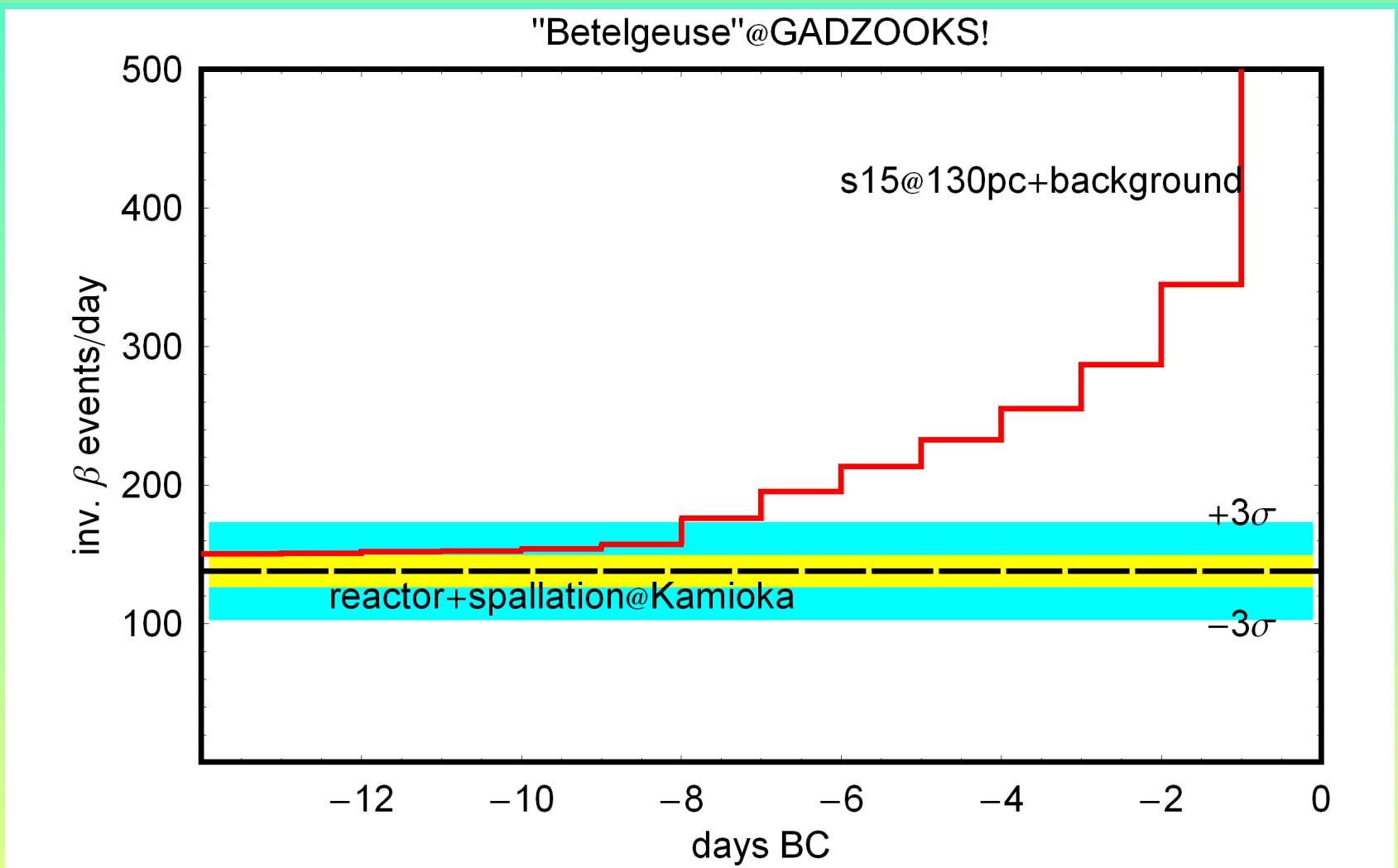


Potrzebujemy sygnału w zakresie energii pozbawionym tła!

Emisja termiczne *versus* rozpad β^- ^{56}Fe



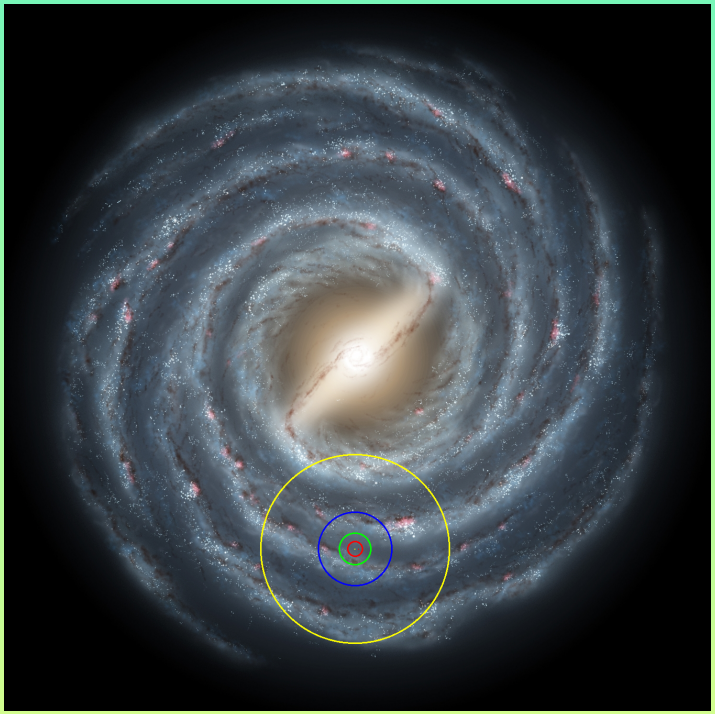
Detekcja neutrin z pre-supernowej jest możliwa!



Rys. A. Odrzywolek, „20 years after SN1987A" conference (2007)

Co dalej?

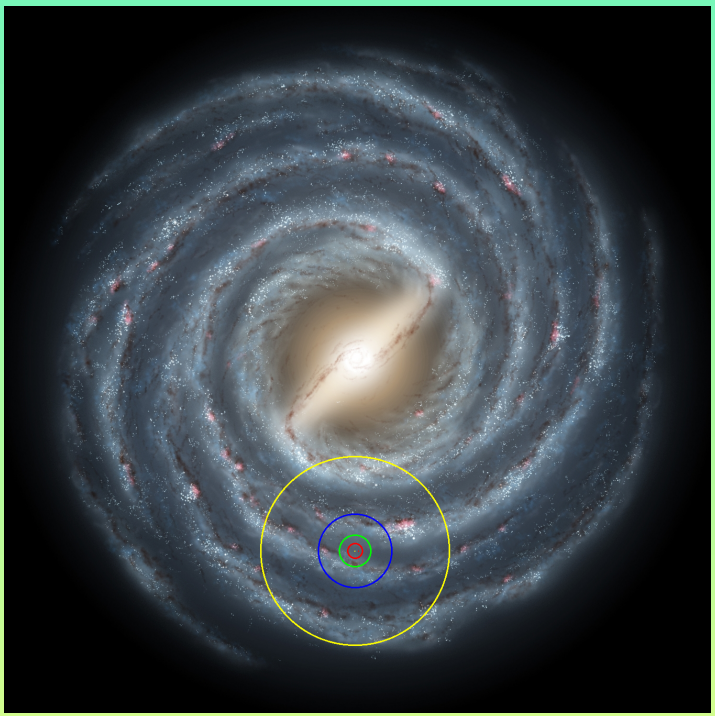
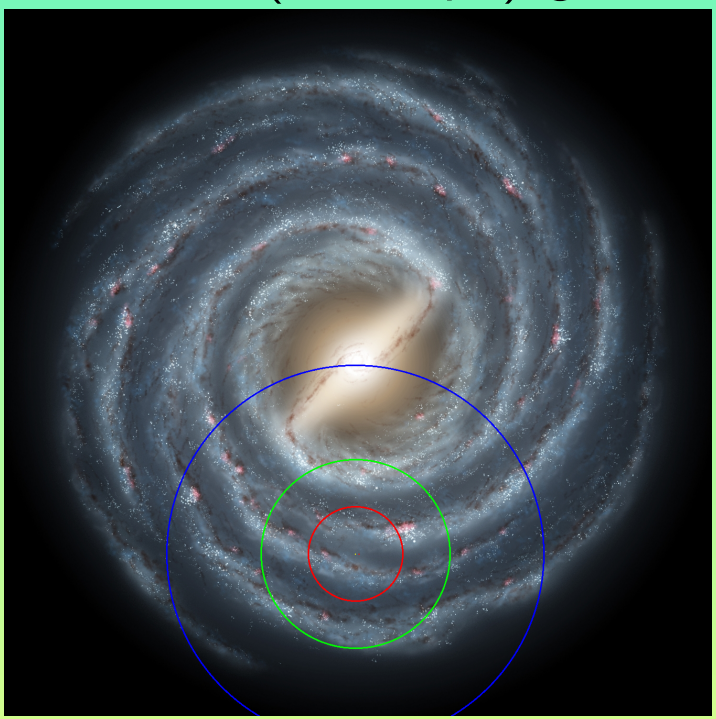
Udowodniliśmy, że detekcja neutrin z pre-supernowej jest możliwa dla Betelgeuse i kilkunastu innych bliskich (d$\leqslant$2 kpc) gwiazd.



PYTANIE NA DZIŚ BRZMI: *jak to zrobić dla całej Galaktyki ???*

Co dalej?

Udowodniliśmy, że detekcja neutrin z pre-supernowej jest możliwa dla Betelgeuse i kilkunastu innych bliskich (d$\leqslant$2 kpc) gwiazd.

PYTANIE NA DZIŚ BRZMI: *jak to zrobić dla całej Galaktyki ???*

Podsumowanie

- Tzw. „astronomia neutrinowa" nadal nie wyszła poza Słońce i SN 1987A
- Brak informacji o widmie i możliwości rozdzielenia strumienia neutrin termicznych i słabych na ν_e, $\bar{\nu}_e$, ν_μ blokował rozważania na temat detekcji innych źródeł
- Rozwój astronomii neutrinowej jest bezpośrednio powiązany z postępem technologicznym: LAGUNA (3 liquids), DUSEL (deep underground lab), Hyper-K (10xSuper-K) , Borexino, SNO+ (low background), HANOHANO (underwater), GADZOOKS! (gadolinium) i inne
- Obserwacje pre-supernowych wydaja się być w zasięgu ręki

Podsumowanie

- Tzw. „astronomia neutrinowa" nadal nie wyszła poza Słońce i SN 1987A
- Brak informacji o widmie i możliwości rozdzielenia strumienia neutrin termicznych i słabych na ν_e, $\bar{\nu}_e$, ν_μ blokował rozważania na temat detekcji innych źródeł
- Rozwój astronomii neutrinowej jest bezpośrednio powiązany z postępem technologicznym: LAGUNA (3 liquids), DUSEL (deep underground lab), Hyper-K (10xSuper-K) , Borexino, SNO+ (low background), HANOHANO (underwater), GADZOOKS! (gadolinium) i inne
- Obserwacje pre-supernowych wydaja się być w zasięgu ręki

Podsumowanie

- Tzw. „astronomia neutrinowa" nadal nie wyszła poza Słońce i SN 1987A
- Brak informacji o widmie i możliwości rozdzielenia strumienia neutrin termicznych i słabych na ν_e, $\bar{\nu}_e$, ν_μ blokował rozważania na temat detekcji innych źródeł
- Rozwój astronomii neutrinowej jest bezpośrednio powiązany z postępem technologicznym: LAGUNA (3 liquids), DUSEL (deep underground lab), Hyper-K (10xSuper-K) , Borexino, SNO+ (low background), HANOHANO (underwater), GADZOOKS! (gadolinium) i inne
- Obserwacje pre-supernowych wydaja się być w zasięgu ręki

Podsumowanie

- Tzw. „astronomia neutrinowa" nadal nie wyszła poza Słońce i SN 1987A
- Brak informacji o widmie i możliwości rozdzielenia strumienia neutrin termicznych i słabych na ν_e, $\bar{\nu}_e$, ν_μ blokował rozważania na temat detekcji innych źródeł
- Rozwój astronomii neutrinowej jest bezpośrednio powiązany z postępem technologicznym: LAGUNA (3 liquids), DUSEL (deep underground lab), Hyper-K (10xSuper-K) , Borexino, SNO+ (low background), HANOHANO (underwater), GADZOOKS! (gadolinium) i inne
- Obserwacje pre-supernowych wydaja się być w zasięgu ręki

Podsumowanie - c.d.

- Wiedza i doświadczenie zebrane w trakcie projektu obliczenia widma neutrinowego masywnej gwiazdy przekładają się bezpośrednio na supernowe Ia, białe karły, rozbłyski rentgenowskie, emisję z dysków akrecyjnych i innych obiektów astrofizycznych
- Realistyczne obliczenia widma neutrin z procesów słabych wymaga uwzględnienia setek jąder np. obecne modele SNIa $\sim$400, X-bursts $\sim$1600 nuklidów
- Rozbieżności dla niektórych z jąder sięgają 12 rzędów wielkości
- Niewykluczone jest, że astronomia neutrinowa w przyszłości da wyniki bardziej precyzyjne niz astrofizyka teoretyczna, SN-1987A tylko rozpoczęła wyścig

Podsumowanie - c.d.

- Wiedza i doświadczenie zebrane w trakcie projektu obliczenia widma neutrinowego masywnej gwiazdy przekładają się bezpośrednio na supernowe Ia, białe karły, rozbłyski rentgenowskie, emisję z dysków akrecyjnych i innych obiektów astrofizycznych
- Realistyczne obliczenia widma neutrin z procesów słabych wymaga uwzględnienia setek jąder np. obecne modele SNIa $\sim$400, X-bursts $\sim$1600 nuklidów
- Rozbieżności dla niektórych z jąder sięgają 12 rzędów wielkości
- Niewykluczone jest, że astronomia neutrinowa w przyszłości da wyniki bardziej precyzyjne niz astrofizyka teoretyczna, SN-1987A tylko rozpoczęła wyścig

Podsumowanie - c.d.

- Wiedza i doświadczenie zebrane w trakcie projektu obliczenia widma neutrinowego masywnej gwiazdy przekładają się bezpośrednio na supernowe Ia, białe karły, rozbłyski rentgenowskie, emisję z dysków akrecyjnych i innych obiektów astrofizycznych
- Realistyczne obliczenia widma neutrin z procesów słabych wymaga uwzględnienia setek jąder np. obecne modele SNIa $\sim$400, X-bursts $\sim$1600 nuklidów
- Rozbieżności dla niektórych z jąder sięgają 12 rzędów wielkości
- Niewykluczone jest, że astronomia neutrinowa w przyszłości da wyniki bardziej precyzyjne niz astrofizyka teoretyczna, SN-1987A tylko rozpoczęła wyścig

Podsumowanie - c.d.

- Wiedza i doświadczenie zebrane w trakcie projektu obliczenia widma neutrinowego masywnej gwiazdy przekładają się bezpośrednio na supernowe Ia, białe karły, rozbłyski rentgenowskie, emisję z dysków akrecyjnych i innych obiektów astrofizycznych
- Realistyczne obliczenia widma neutrin z procesów słabych wymaga uwzględnienia setek jąder np. obecne modele SNIa $\sim$400, X-bursts $\sim$1600 nuklidów
- Rozbieżności dla niektórych z jąder sięgają 12 rzędów wielkości
- Niewykluczone jest, że astronomia neutrinowa w przyszłości da wyniki bardziej precyzyjne niz astrofizyka teoretyczna, SN-1987A tylko rozpoczęła wyścig

Ważne referencje

Antineutrino detection:
J. F. Beacom and M. R. Vagins, Phys. Rev. Lett. 93, 171101 (2004)
J. G. Learned, White paper on Gigaton Array
Thermal neutrinos:
E. Braaten and D. Segel, Phys. Rev. D 48, 1478 - 1491 (1993)
S. Ratkovic, S. Dutta & M. Prakash, Phys. Rev. D 67, 123002 (2003)
S. Esposito et. al., Mod.Phys.Lett. A17 (2002) 491-502
Itoh et. al. series
M. Misiaszek et. al., Phys. Rev. D74, 043006 (2006)
Pre-supernova stars:
S. E. Woosley, A. Heger, T. A. Weaver, RMP 74, 1015 - 1071 (2002)
R. Hirschi, G. Meynet, A. Maeder, A&A 425, 649-670 (2004)
A. Odrzywołek, *20 years after SN1987A*