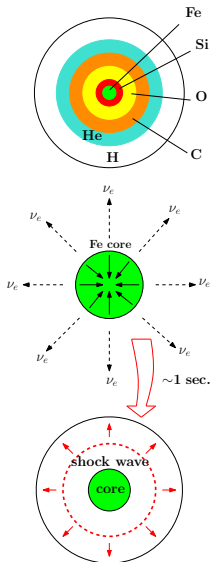


# НЕЙТРИНО-ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В СВЕРХНОВЫХ

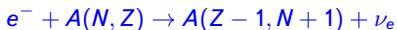
**Алан А. Джигоев** и А. И. Вдовин

Лаборатория Теоретической Физики  
Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна

НИИЯФ МГУ им. Д. В. Скобельцына, 25 Марта 2014



- Массивные звезды ( $M \geq 10M_{\odot}$ ) в конце своей жизни имеют структуру луковицы.
- До тех пор пока  $M_C < M_{Ch} = 1.44(2Y_e)^2 M_{\odot}$ , давление электронного газа уравнивает силу тяжести ( $Y_e$  – число электронов на нуклон).
- Равновесие нестабильно, так как
  - 1 Горение кремния увеличивает массу железного кора;
  - 2 Захват электронов



уменьшает давление электронного газа;

- Железный кор коллапсирует ( $\sim 1$  сек.) под действием силы тяжести.
- При достижении  $\rho \sim 10^{14} \text{ g/cm}^3$  образуется взрывная волна которая запускает взрыв сверхновой.

- Почти вся энергия коллапса ( $\sim 10^{53}$  эрг) излучается в виде нейтрино.
- Источники нейтрино



- Энергия нейтрино  $E_\nu \leq 20$  МэВ.
- Взаимодействие нейтрино с веществом становится **важным** при  $\rho \gtrsim 10^{11} \text{ г/см}^3$ :

## 1 Упругое рассеяние (запирание)



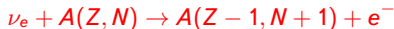
увеличивает лептонную фракцию в коре;

## 2 Неупругое рассеяние

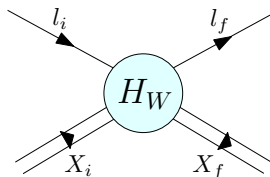


уменьшает  $E_\nu$  и нейтрино легче покидают кор ( $\lambda \sim E_\nu^{-2}$ );

## 3 Поглощение нейтрино



вместе с неупругим рассеянием может передать энергию взрывной волне.



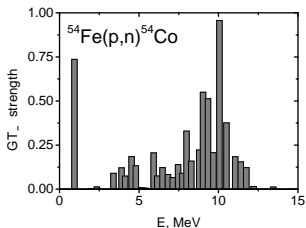
Золотое правило Ферми

$$\sigma, \lambda \sim \int |\langle f | H_W | i \rangle|^2 \delta(p_{X_f} + p_{l_f} - p_{X_i} + p_{l_i}) d^3 p_{X_f} d^3 p_{l_f}$$

При низких энергиях

$$|\langle f | H_W | i \rangle|^2 = |\langle X_f | \mathbf{F} | X_i \rangle|^2 + |\langle X_f | \mathbf{GT} | X_i \rangle|^2,$$

Anderson *et al*, PRC **41**,  
1447 (1990)



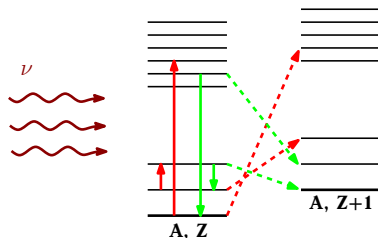
где

$$\mathbf{F} = \sum_{i=1}^A \mathbf{t}_{0,\pm}^i, \quad (\Delta J = 0, \Delta \pi = 0, \Delta T = 0)$$

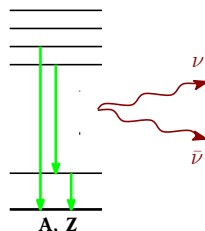
$$\mathbf{GT} = \sum_{i=1}^A \sigma^i \mathbf{t}_{0,\pm}^i, \quad (\Delta J = 0, 1, \Delta \pi = 0, \Delta T = 0, 1)$$

В условиях коллапса центральной части массивной звезды  $\nu - A$  реакции протекают при температуре  $T = 0.1 - 3.0$  МэВ ( $0.86$  МэВ  $\approx 10^{10}$  К). С вероятностью  $g_i(T) \sim (2J_i + 1) \exp(-E_i/T)$  происходит заселение возбужденных состояний ядра.

Рассеяние нейтрино



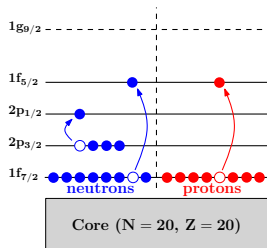
Зарядово-нейтральный  $\beta$ -распад



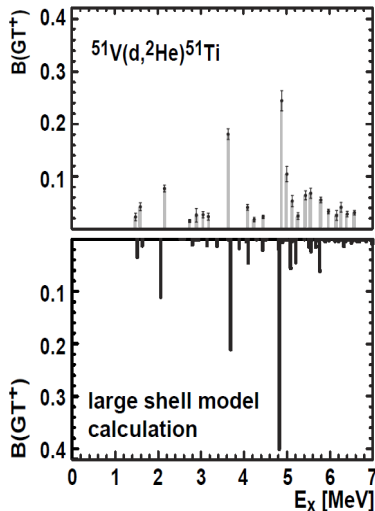
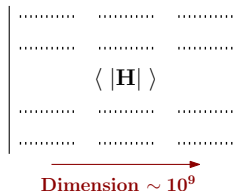
$$\sigma(E_\nu, T) = \sum_i g_i(T) \sigma_i(E_\nu), \quad \lambda(E_\nu, T) = \sum_i g_i(T) \lambda_i(E_\nu).$$

Для  $T = 1.0 \div 2.0$  МэВ средняя энергия возбуждения  $\langle E \rangle = 10 \div 30$  МэВ для ядер группы железа ( $A = 45 - 65$ ).

Bäumer *et al*, PRC **68**, 031303 (2003)



“GIANT” MATRIX



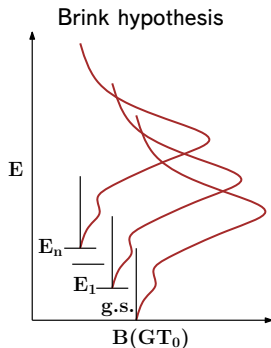
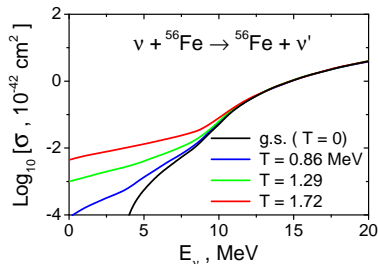
Сечение для  $\nu + A \rightarrow \nu' + A$  реакции:

$$\sigma(E_\nu, T) = \sigma_\uparrow(E_\nu) + \sigma_\downarrow(E_\nu, T), \quad \text{где}$$

$$\sigma_\uparrow(E_\nu) \sim \sum_f E_{\nu'}^2 |\langle \text{g.s.} | \sigma_{t0} | f \rangle|^2, \quad (E_{\nu'} = E_\nu - E_f);$$

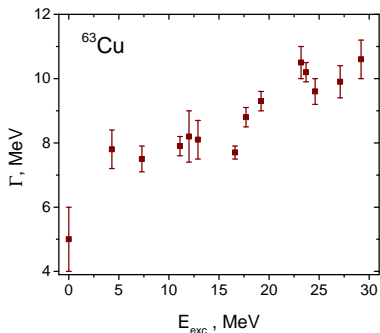
$$\sigma_\downarrow(E_\nu, T) \sim \sum_{i,f} E_{\nu'}^2 |\langle i | \sigma_{t0} | f \rangle|^2 \exp\left(-\frac{E_i}{T}\right), \quad (E_i > E_f)$$

$$|\langle i | \sigma_{t0} | f \rangle|^2 = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} |\langle f | \sigma_{t0} | i \rangle|^2;$$



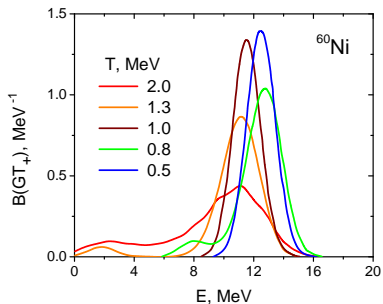
Sampaio *et al*,  
Phys. Lett. B **511**, 11 (2001)

# Нарушение гипотезы Бринка



Зависимость ширины ГДР в  $^{63}\text{Cu}$  от энергии возбуждения начального состояния ядра.

Kicińska-Habior *et al.* Phys. Rev. C **36**, 612 (1987)

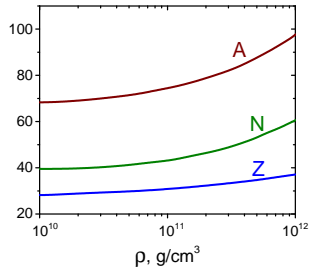
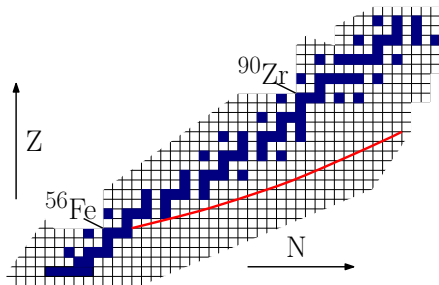


Зависимость распределения силы  $\text{GT}_+$  переходов в  $^{60}\text{Ni}$  от температуры ядра (результат SMCC расчетов).

Radha *et al.* Phys. Rev. C **56**, 3079 (1997)



# Состав ядерной материи в коре сверхновой



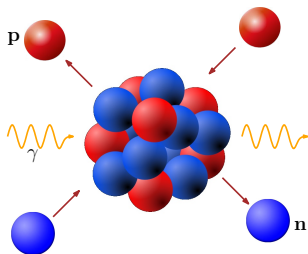
# Два подхода к проблеме

## "Стандартный" подход

- 1 Нахождение распределения силы ГТ переходов с основного и возбужденных состояний ядра;
- 2 Расчет скоростей и сечений реакции для основного и возбужденных состояний;
- 3 Усреднение скоростей и сечений по бoльцмановскому распределению.

## Альтернативный подход

- 1 Нахождение ГТ-распределения в **нагретом ядре**;
- 2 Расчет скоростей и сечений для **нагретого ядра**;
- 3 Использование Большого Канонического Ансамбля.



- В ТПД основное (равновесное) и возбужденные состояния нагретой системы являются СФ теплового гамильтониана  $\mathcal{H}$ :

$$\mathcal{H} = H(a^\dagger, a) - H(\tilde{a}^\dagger, \tilde{a}).$$

- Тепловой вакуум (равновесное состояние) :

$$\mathcal{H}|0(T)\rangle = 0, \quad A|0(T)\rangle = e^{\mathcal{H}/2T} \tilde{A}^\dagger |0(T)\rangle.$$

Тогда

$$\langle 0(T)|A|0(T)\rangle = \langle\langle A \rangle\rangle.$$

- Возбужденные состояния  $\mathcal{H} = \sum_k \omega_k(T)(Q_k^\dagger Q_k - \tilde{Q}_k^\dagger \tilde{Q}_k)$

$|0(T)\rangle \rightarrow |Q_k\rangle$  – возбуждение;  $|0(T)\rangle \rightarrow |\tilde{Q}_k\rangle$  – девозбуждение .

- Принцип детального равновесия:  $\tilde{\Phi}_k = \exp\left(-\frac{\omega_k}{T}\right) \Phi_k.$

$$H_{QPM} = H_{sp} + H_{pair} + H_M^{ph} + H_{SM}^{ph},$$

$$H_{sp} = \sum_{\tau=p,n} \sum_{jm} (E_{\tau j} - \lambda_{\tau}) a_{\tau jm}^{\dagger} a_{\tau jm}, \quad (jm \equiv n, l, j, m),$$

$$H_{pair} = -\frac{1}{4} \sum_{\tau=p,n} G_{\tau} \sum_{jmj'm'} a_{\tau jm}^{\dagger} a_{\tau j\bar{m}}^{\dagger} a_{\tau j'm'} a_{\tau j'\bar{m}'}, \quad (a_{\tau j\bar{m}} = (-1)^{j-m} a_{\tau j-m}),$$

$$H_M^{ph} = -\frac{1}{2} \sum_{\lambda} (\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)} \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) \sum_{\mu} M_{\lambda\mu}^{\dagger} M_{\lambda\mu},$$

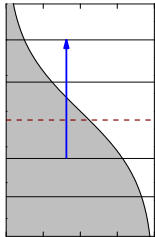
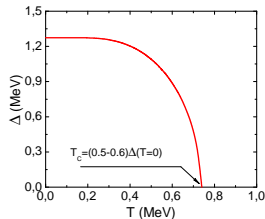
$$H_{SM}^{ph} = -\frac{1}{2} \sum_{L\lambda} (\kappa_0^{(L\lambda)} + \kappa_1^{(L\lambda)} \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) \sum_{\mu} S_{L\lambda\mu}^{\dagger} S_{L\lambda\mu},$$

$$M_{\lambda\mu}^{\dagger} = \sum_{jmj'm'} \langle jm | j^{\lambda} r^{\lambda} Y_{\lambda\mu} | j'm' \rangle a_{jm}^{\dagger} a_{j'm'}, \quad S_{L\lambda\mu}^{\dagger} = \sum_{jmj'm'} \langle jm | i^L r^L [Y_L \vec{\sigma}]_{\mu}^{\lambda} | j'm' \rangle a_{jm}^{\dagger} a_{j'm'}.$$

$$\mathcal{H}_{sp+pair} \approx \sum_{jm} \varepsilon_j(T) (\beta_{jm}^\dagger \beta_{jm} - \tilde{\beta}_{jm}^\dagger \tilde{\beta}_{jm})$$

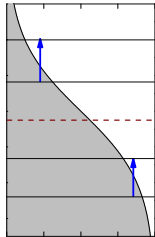
$$\langle 0(T) | \alpha_{jm}^\dagger \alpha_{jm} | 0(T) \rangle = [1 + \exp(\frac{\varepsilon_j}{T})]^{-1}$$

$$\beta^\dagger |0(T)\rangle \sim \alpha^\dagger |0(T)\rangle, \quad \tilde{\beta}^\dagger |0(T)\rangle \sim \alpha |0(T)\rangle$$



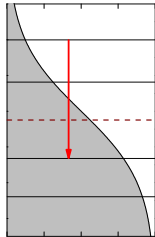
$$\varepsilon_{j_1} + \varepsilon_{j_2} > 0$$

$$\beta_1^\dagger \beta_2^\dagger$$



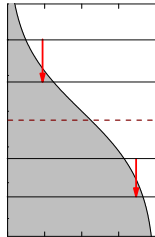
$$\varepsilon_{j_1} - \varepsilon_{j_2} > 0$$

$$\beta_1^\dagger \tilde{\beta}_2^\dagger$$



$$-(\varepsilon_{j_1} + \varepsilon_{j_2}) < 0$$

$$\tilde{\beta}_1^\dagger \tilde{\beta}_2^\dagger$$



$$-(\varepsilon_{j_1} - \varepsilon_{j_2}) < 0$$

$$\tilde{\beta}_1^\dagger \beta_2^\dagger$$

$$\mathcal{H} \approx \sum_{\lambda\mu k} \omega_{\lambda k}(T) (Q_{\lambda\mu k}^\dagger Q_{\lambda\mu k} - \tilde{Q}_{\lambda\mu k}^\dagger \tilde{Q}_{\lambda\mu k})$$

$$Q_{\lambda\mu k}^\dagger = \sum_{jj'} \left( \psi_{jj'}^{\lambda k} [\beta_j^\dagger \beta_{j'}^\dagger]_\mu^\lambda + \tilde{\psi}_{jj'}^{\lambda k} [\tilde{\beta}_j^\dagger \tilde{\beta}_{j'}^\dagger]_\mu^\lambda + \eta_{jj'}^{\lambda k} [\beta_j^\dagger \tilde{\beta}_{j'}^\dagger]_\mu^\lambda \right. \\ \left. + \phi_{jj'}^{\lambda k} [\beta_{j'} \beta_j]_\mu^\lambda + \tilde{\phi}_{jj'}^{\lambda k} [\tilde{\beta}_j \tilde{\beta}_{j'}]_\mu^\lambda + \xi_{jj'}^{\lambda k} [\beta_{j'} \tilde{\beta}_{j'}]_\mu^\lambda \right)$$

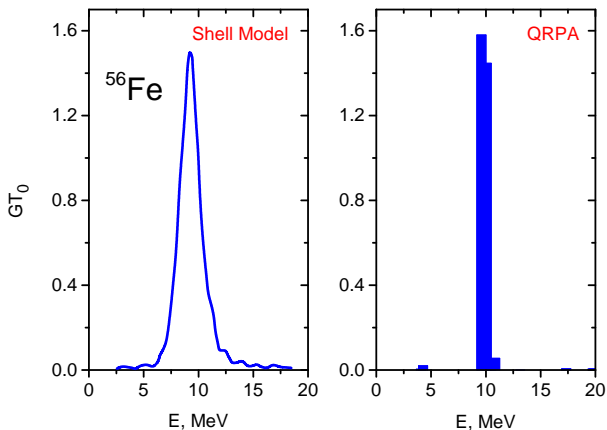
$$[Q_k, Q_{k'}^\dagger] = \delta_{kk'}, \quad [Q_k, Q_{k'}] = 0, \quad \text{etc.}$$

$$[\mathcal{H}, Q_k^\dagger] = \omega_k Q_k^\dagger, \quad [\mathcal{H}, \tilde{Q}_k^\dagger] = -\omega_k \tilde{Q}_k^\dagger.$$

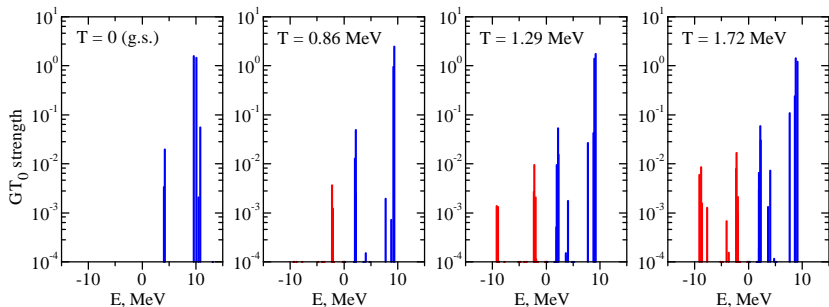
$$|0(T)\rangle + \nu \begin{cases} Q_k^\dagger |0(T)\rangle & \Phi_k = |\langle Q_k | \mathcal{T} | 0(T)\rangle|^2 \\ \tilde{Q}_k^\dagger |0(T)\rangle & \tilde{\Phi}_k = |\langle \tilde{Q}_k | \mathcal{T} | 0(T)\rangle|^2 \end{cases}$$

$$\tilde{\Phi}_k = \exp\left(-\frac{\omega_k}{T}\right) \Phi_k$$

# Распределение силы $GT_0$ переходов в $^{56}\text{Fe}$ при $T = 0$



# Распределение силы $GT_0$ переходов в $^{56}\text{Fe}$ при $T \neq 0$

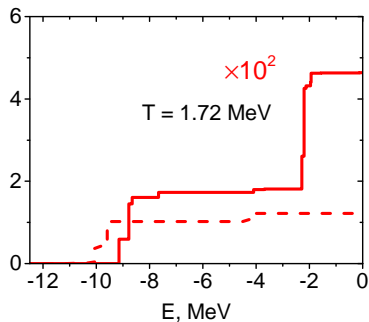
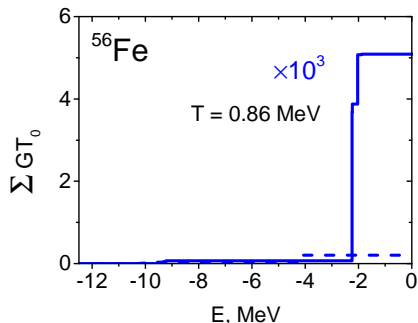


$T = 0.86$  MeV ( $10^{10}$  K) - температура перед началом коллапса в звезде с  $15M_{\odot}$ ;  $T = 1.29$  MeV ( $1.5 \times 10^{10}$  K) - температура в фазе захвата нейтрино;  $T = 1.72$  MeV ( $2 \times 10^{10}$  K) - температура в фазе термализации нейтрино.

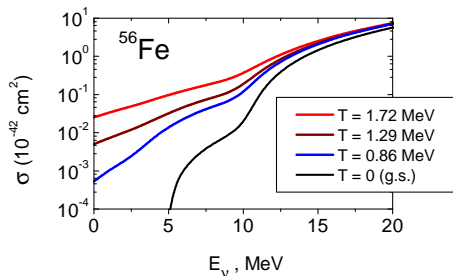


Принцип детального баланса

$$\Gamma T_0(-E_j) = \Gamma T_0(+E_j) \exp\left(-\frac{E_j}{T}\right).$$

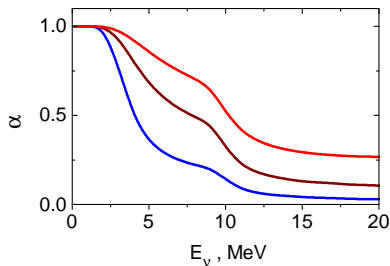


# Сечение реакции $\nu + {}^{56}\text{Fe} \rightarrow \nu' + {}^{56}\text{Fe}$ при $T \neq 0$

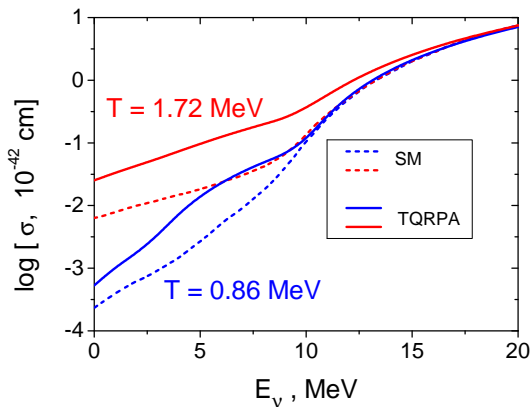


$$\sigma(E_\nu, T) = \sigma_\downarrow(E_\nu, T) + \sigma_\uparrow(E_\nu, T)$$

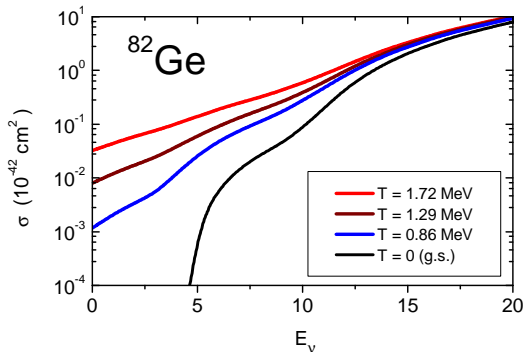
$$\alpha(E_\nu, T) = \frac{\sigma_\downarrow(E_\nu, T)}{\sigma(E_\nu, T) - \sigma_{\text{g.s.}}(E_\nu)}$$



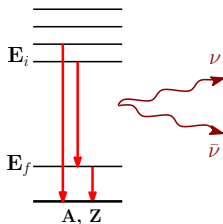
# Сечение реакции $\nu + {}^{56}\text{Fe} \rightarrow \nu' + {}^{56}\text{Fe}$ при $T \neq 0$



# Сечение реакции $\nu + {}^{82}\text{Ge} \rightarrow \nu' + {}^{82}\text{Ge}$ при $T \neq 0$



# Зарядово-нейтральный $\beta$ -распад ( $A^* \rightarrow A + \nu + \bar{\nu}$ )



Скорость распада:

$$\lambda_{if} = 3 \frac{G_F^2 g_A^2}{60 \pi^2 \hbar^7 c^6} (E_i - E_f)^5 B(GT_0)_{if}$$

$$= 3 \lambda_0 (E_i - E_f)^5 B(GT_0)_{if}, \quad \lambda_0 \approx 1.72 \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-5}$$

Полная скорость распада:  $\Lambda = \sum_{if} g_i \lambda_{if}$  где  $g_i \sim \exp(-E_i/T)$ .

Скорость распада в методе ТПСФ:

$$\Lambda_k = 3 \lambda_0 \omega_k^5 \tilde{\Phi}_k \quad \text{где} \quad \tilde{\Phi}_k = |\langle 0(T) | \sigma \tau_0 | \tilde{Q}_k \rangle|^2, \quad \omega_k = E_\nu + E_{\bar{\nu}}.$$

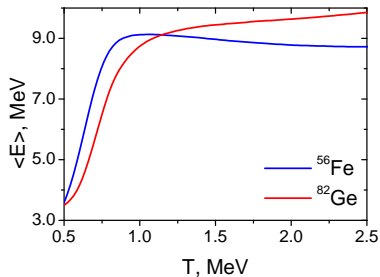
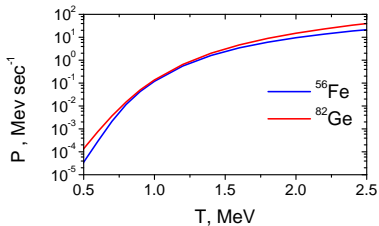
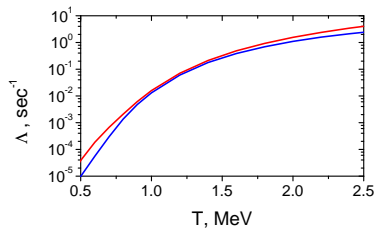
Полная скорость распада:

$$\Lambda = \sum_k \Lambda_k.$$

Скорость потери энергии:

$$P = \sum_k \omega_k \Lambda_k.$$

# Зарядово-нейтральный $\beta$ -распад ( $A^* \rightarrow A + \nu + \bar{\nu}$ )



Средняя энергия  $\nu\bar{\nu}$ -пары:  $\langle E \rangle = \frac{P}{\Lambda}$

# Поглощение нейтрино

Сечение реакции  $\nu_e + A(Z, N) \rightarrow A(Z+1, N-1) + e^-$

$$\sigma(E_\nu, T) = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_C}{\pi} \sum_k (E_e^k)^2 F(Z+1, E_e^k) B_k(GT_-) [1 - f(E_e^k)]$$

где  $B_k(GT_-) = |\langle Q_k | \sigma t_- | 0(T) \rangle|^2$  or  $|\langle \tilde{Q}_k | \sigma t_- | 0(T) \rangle|^2$ , а множитель  $[1 - f(E, \mu_e, T)]$  учитывает блокировку Паули для вылетающего электрона.

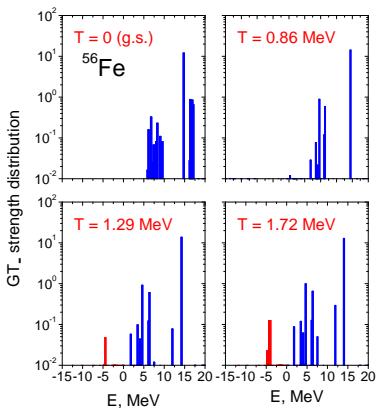
Химический потенциал газа электронов  $\mu_e$  является функцией  $\rho$  и  $T$ :

$$\mu_e = 8.3 \text{ MeV} \quad (T = 0.86 \text{ MeV}, \quad \rho = 10^{10} \text{ g/cm}^3);$$

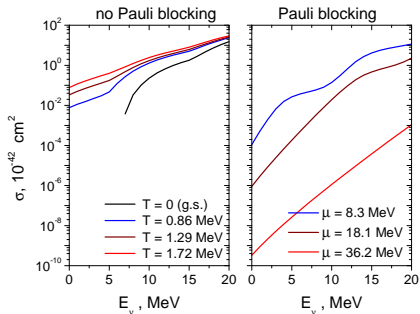
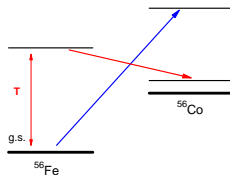
$$\mu_e = 18.1 \text{ MeV} \quad (T = 1.29 \text{ MeV}, \quad \rho = 10^{11} \text{ g/cm}^3);$$

$$\mu_e = 36.2 \text{ MeV} \quad (T = 1.72 \text{ MeV}, \quad \rho = 10^{12} \text{ g/cm}^3).$$

# Поглощение нейтрино ядром $^{56}\text{Fe}$ при $T \neq 0$

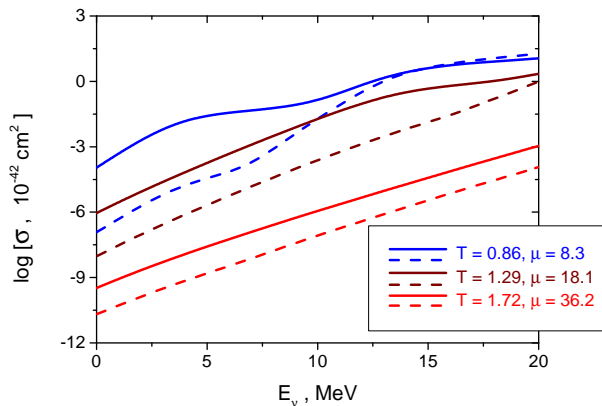


$$E_k = \pm\omega_k + \Delta\lambda_{pn} + \Delta M_{pn}$$

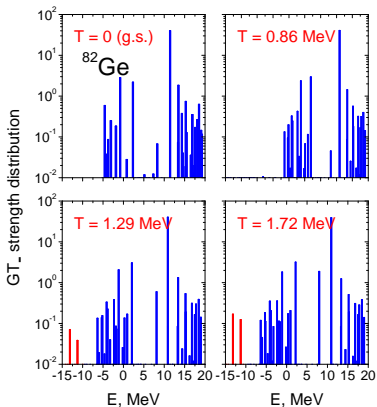




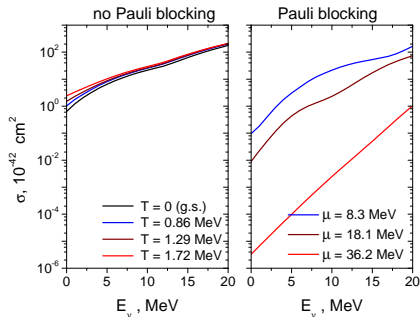
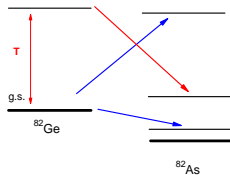
# Поглощение нейтрино ядром $^{56}\text{Fe}$ при $T \neq 0$



# Поглощение нейтрино ядром $^{82}\text{Ge}$ при $T \neq 0$



$$E_k = \pm\omega_k + \Delta\lambda_{pn} + \Delta M_{pn}$$



- Разработан новый подход позволяющий учесть влияние температуры на скорость и сечение нейтрино-ядерных реакций в сверхновых. В отличие от подхода основанного на модели оболочек, предлагаемый подход не использует гипотезу Бринка и позволяет проводить расчеты для нейтронно-избыточных ядер с  $A > 65$ .
- Рассчитанные сечения для неупругого рассеяния и поглощения низкоэнергетических нейтрино для  $^{56}\text{Fe}$  в несколько раз превышают аналогичные сечения полученные с использованием модели оболочек. Причина этого в нарушении гипотезы Бринка в предлагаемом подходе.
- Для того чтобы улучшить "предсказательную" силу подхода, необходимо включить в расчеты более реалистическое остаточное нуклон-нуклонное взаимодействие, например силы Скирма. Кроме того, необходимо учесть фрагментацию однофононных состояний за счет их связи с более сложными конфигурациями.