

Физика горения в сверхновых типа Ia

Глазырин С.И.

Семинар 03.06.2015

Сверхновые типа Ia

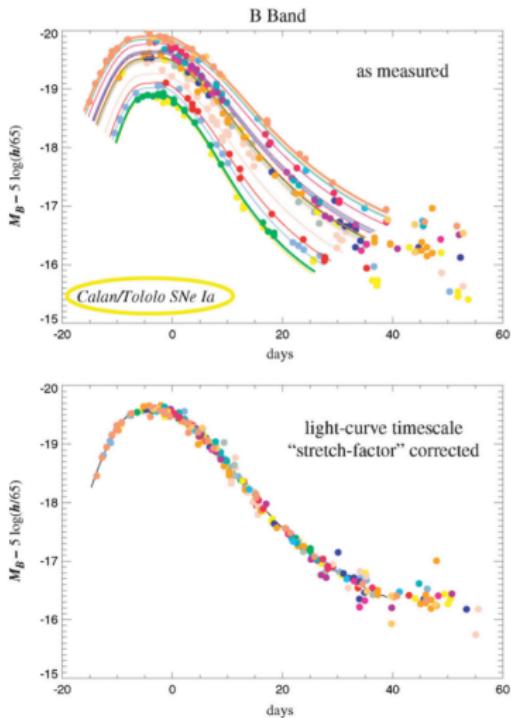
- Спектр: нет H, сильная линия SiII, линии Ca, Mg, S, O
- $M_{\text{IM}} \approx M_{\text{iron peak}}$
- Поздняя стадия свечения:
 $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$
- Хорошая “стандартизуемость”
(соотношение
Псковского–Филлипса)
- Вспышка – термоядерное
прогорание звезды (CO белого
карлика)



Сверхновая SN1994d
(типа Ia) около
галактики NGC 4526
(HST)

Соотношение Псковского–Филлипса

- Pskovskii Sov. Astron. (1977)
Phillips ApJL (1993)
- Позволяет использовать SNIa в качестве индикаторов космологических расстояний (но вторичных!)
- Нет теоретического обоснования
- Есть ли зависимость от z ?



Perlmutter RMP (2012)

Почему взрыв скорее всего связан с белыми карликами?

Нет водорода

БК состоят из С–О

Относительная повторяемость
событий

Чандraseкаровский
предел БК

Появление волны
горения

Неустойчивость при
 $M > M_{\text{Ch}}$
Положительная
теплоёмкость БК

Энерговыделение при прогорании БК соответствует масштабу энергии взрыва:

$$E \sim M_{\odot} q_{\text{C} \rightarrow \text{Ni}} \approx 2 \times 10^{51} \text{ эрг}$$

Режимы распространения горения

Белые карлики, как “мёртвые звёзды”, необходимо “поджечь”.

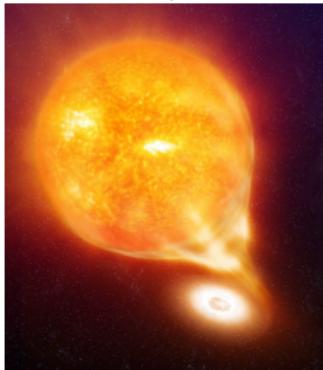
- Тепловой взрыв всей звезды трудно осуществим – горение возникает локально
- Если зажигание происходит вследствие неустойчивости – оно будет в центре и по звезде пойдёт волна горения

Существуют два режима стационарного горения: дефлаграция и детонация

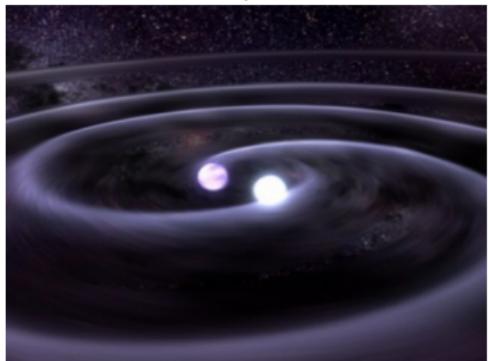
- Чистая детонация приводит к переизбытку элементов железного пика: $M_{\text{Ni}} \approx M_{\text{Ch}}$
- Чистая дефлаграция – отсутствие взрыва или слабый взрыв
- Успешным может быть смешанный режим с дефлаграционно–детонационным переходом

Сверхновые типа Ia

WD+MS



WD+WD

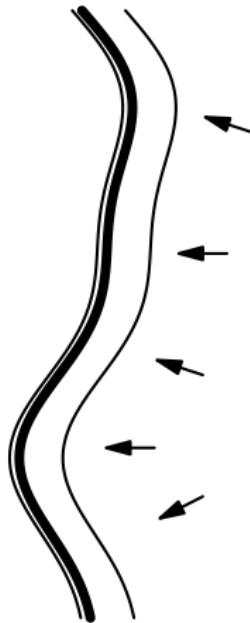


Одновырожденный сценарий:

- Быстрое термоядерное горение БК
- Необходим задержанный переход дефлаграции ($v \ll c_s$) в детонацию ($v > c_s$)

Структура дефлаграции

Для предсмешанного горения:

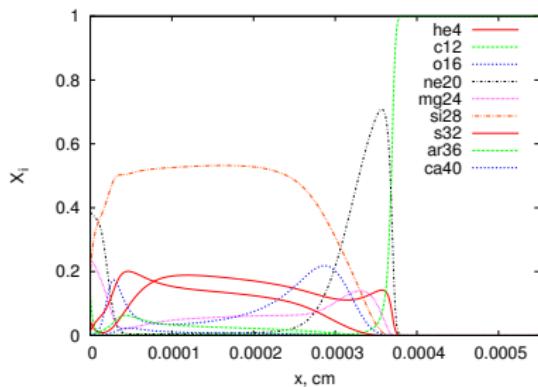
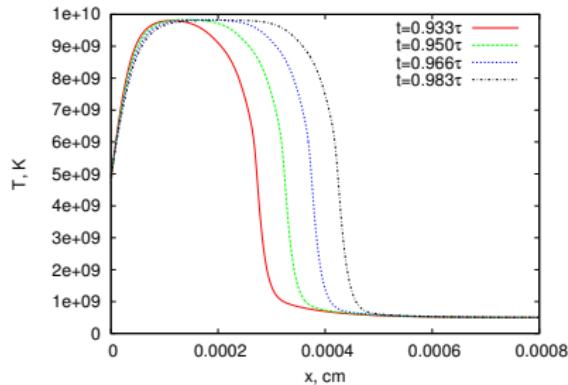


- Пламя – граница между реагентами и продуктами
- Пламя движется, так как горячие продукты разогревают реагенты теплопереносом и поджигают их
- Структура пламени: волна теплопроводности толщины δ , внутри которой тонкий, $Z\epsilon^{-1}\delta$, фронт горения

$$\left(\tau_{\text{therm}} = \frac{\delta^2}{\kappa} \right) = \left(\tau_{\text{nucl}} = \frac{q}{\dot{S}} \right)$$

$$\delta = \left(\frac{\kappa q}{\dot{S}} \right)^{1/2}, \quad u_n = \frac{\delta}{\tau_{\text{nucl}}} = \left(\frac{\kappa \dot{S}}{q} \right)^{1/2}.$$

Дефлаграция в сверхновых



Условия в центре БК

$$\rho \sim 10^9 \text{ г/см}^3$$
$$T \sim 10^8 - 10^{10} \text{ K}$$

$$v_{\text{flame}} \sim 100 \text{ км/с}$$
$$\delta_{\text{flame}} \sim 10^{-4} \text{ см}$$

При ДДТ

$$\rho \sim 10^7 \text{ г/см}^3$$

$$v_{\text{flame}} \sim 1 \text{ км/с}$$
$$\delta_{\text{flame}} \sim 1 \text{ мм}$$

$$c_s \sim 10000 \text{ км/с}$$

$$R_{\text{WD}} \sim 1000 \text{ км}$$

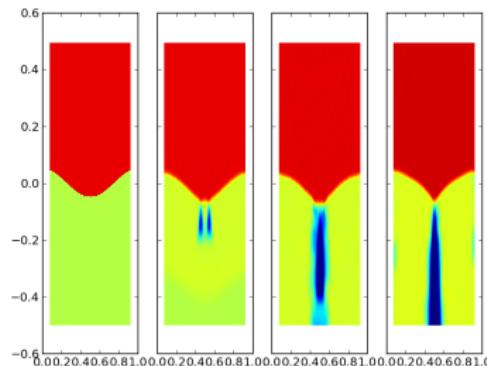
Переход в детонацию

- Объёмный взрыв в области повышенного давления перед распространяющейся волной
- Спонтанный механизм

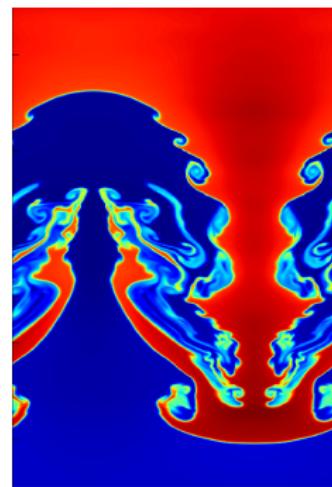
$$v_{\text{spont}} = \left(\frac{d\tau_b(x)}{dx} \right)^{-1}$$

Требуется ускорение пламени до $v \lesssim c_s$

Неустойчивости пламени



Ландау–Даррье



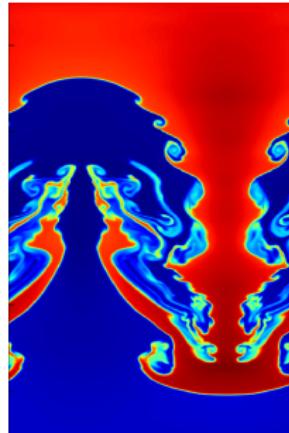
Рэлея–Тейлора–Ландау

Неустойчивость Рэлея–Тейлора–Ландау

- Возникает при

$$\nabla \rho \cdot g < 0$$

- Турбулизует течение



Линейная стадия

$$\omega = ku_n \frac{\mu}{1 + \mu} \left(\sqrt{1 + \mu - \frac{1}{\mu}} - \frac{\mu^2 - 1}{\mu^2} \frac{g}{ku_n^2} - 1 \right)$$

Нелинейная стадия: образуется зона перемешивания с шириной

$$\Delta z \propto gt^2$$

Гидродинамика неустойчивого и турбулентного горения

$$\partial_t \rho + \partial_i (\rho v_i) = 0,$$

$$\partial_t (\rho X_\alpha) + \partial_i (\rho v_i X_\alpha) = \mathcal{R}_\alpha,$$

$$\partial_t (\rho v_i) + \partial_j (\rho v_i v_j + p \delta_{ij}) = \partial_j \tau_{ij} + \rho g,$$

$$\partial_t (\rho e) + \partial_i (\rho e v_i) + p \partial_i v_i = -\partial_i q_i + \tau_{ij} \partial_i v_j + \dot{S}.$$

- Прямые расчёты горения звезды: разрешение всех масштабов от δ до R_{WD}
- Прямые расчёты турбулентности: от l_{diss} до L_{turb}

Гидродинамика неустойчивого и турбулентного горения

Турбулентность – течение, сопровождающееся беспорядочными пульсациями всех величин во времени и в пространстве.

Процедура усреднения по пульсациям:

$$\bar{A}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} A(\mathbf{x}, t + \tau) d\tau,$$

$$A \equiv \bar{A} + A', \quad A \equiv \tilde{A} + A'', \quad \tilde{A} \equiv \frac{\overline{\rho A}}{\bar{\rho}}$$

Гидродинамика неустойчивого и турбулентного горения

После усреднения уравнений гидродинамики можно получить точное уравнение на энергию пульсаций скорости:

$$\partial_t \left(\frac{\overline{\rho(v'')^2}}{2} \right) + \partial_j \left(\tilde{v}_j \frac{\overline{\rho(v'')^2}}{2} \right) = - \overline{\rho v''_i v''_j \partial_j \tilde{v}_i} - \overline{v''_i \partial_i p} + \overline{v''_i \partial_j \tau_{ij}} - \frac{1}{2} \partial_j \left(\overline{\rho v''_j (v'')^2} \right)$$

Гидродинамика неустойчивого и турбулентного горения

После усреднения уравнений гидродинамики можно получить точное уравнение на энергию пульсаций скорости:

$$\partial_t \left(\frac{\overline{\rho(v'')^2}}{2} \right) + \partial_j \left(\tilde{v}_j \frac{\overline{\rho(v'')^2}}{2} \right) = - \overline{\rho v''_i v''_j \partial_j \tilde{v}_i} - \overline{v''_i \partial_i p} + \overline{v''_i \partial_j \tau_{ij}} - \frac{1}{2} \partial_j \left(\overline{\rho v''_j (v'')^2} \right)$$
$$\downarrow \qquad \qquad \qquad \downarrow \qquad \qquad \qquad \downarrow \qquad \qquad \qquad \downarrow \qquad \qquad \qquad \downarrow$$
$$\partial_t(\rho k) + \partial_i(\rho v_i k) = G_1 + G_2 - \rho \varepsilon + \partial_i(\rho c_k D \partial_i k)$$

- $k = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\overline{\rho(v'')^2}}{2}$ – турбулентная энергия
- G_1, G_2 – генерационные члены турбулентности
- ε – диссиpация турбулентной энергии в тепло
- $\partial_i(D \partial_i k)$ – диффузия турбулентной энергии за счёт турбулентности

RANS $k - \varepsilon$ модель турбулентного горения

$$\begin{aligned}\partial_t \rho + \partial_i(\rho v_i) &= 0, \\ \partial_t(\rho X_\alpha) + \partial_i(\rho v_i X_\alpha) &= \mathcal{R}_\alpha + \partial_i(\rho D \partial_i X_\alpha), \\ \partial_t(\rho v_i) + \partial_j(\rho v_i v_j + p \delta_{ij}) &= -\partial_j R_{ij} + \partial_j \tau_{ij} + \rho g, \\ \partial_t E + \partial_i(v_i(E+p)+q_i) &= -G_2 + \rho \varepsilon + \partial_i(p a_i - Q_i^T) + \dot{S},\end{aligned}$$

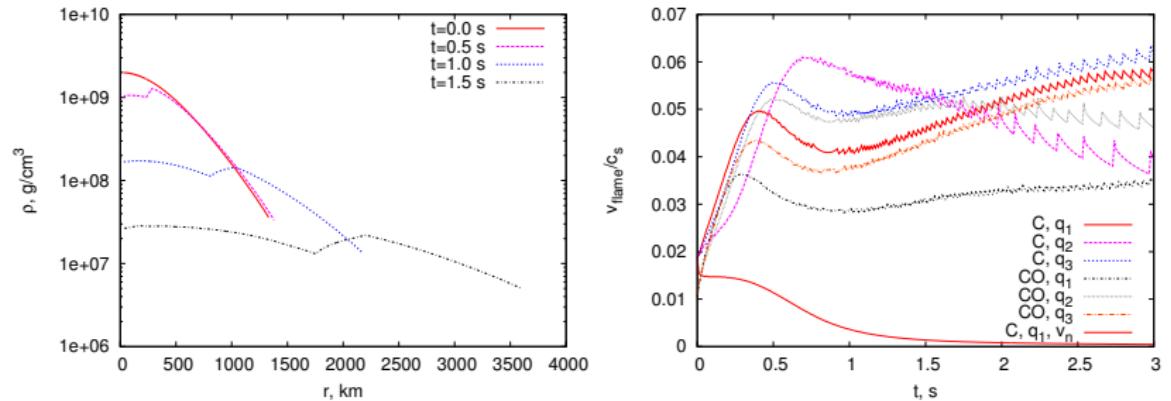
$$\begin{aligned}\partial_t(\rho k) + \partial_i(\rho k v_i) &= G_1 + G_2 - \rho \varepsilon + \partial_i(\rho c_k D \partial_i k), \\ \partial_t(\rho \varepsilon) + \partial_i(\rho \varepsilon v_i) &= \frac{\varepsilon}{k} (c_{\varepsilon 1} G_1 + c_{\varepsilon 2} G_2 - c_{\varepsilon 3} \rho \varepsilon) + \partial_i(\rho c_\varepsilon D \partial_i \varepsilon),\end{aligned}$$

$$R_{ij} = -\rho D \left(\partial_i v_j + \partial_j v_i - \frac{2}{3} \delta_{ij} \partial_k v_k \right) + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij},$$

$$E = \rho e + \frac{\rho v^2}{2}, \quad D = c_D \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad a_i = -c_\alpha D \frac{\partial_i \rho}{\rho},$$

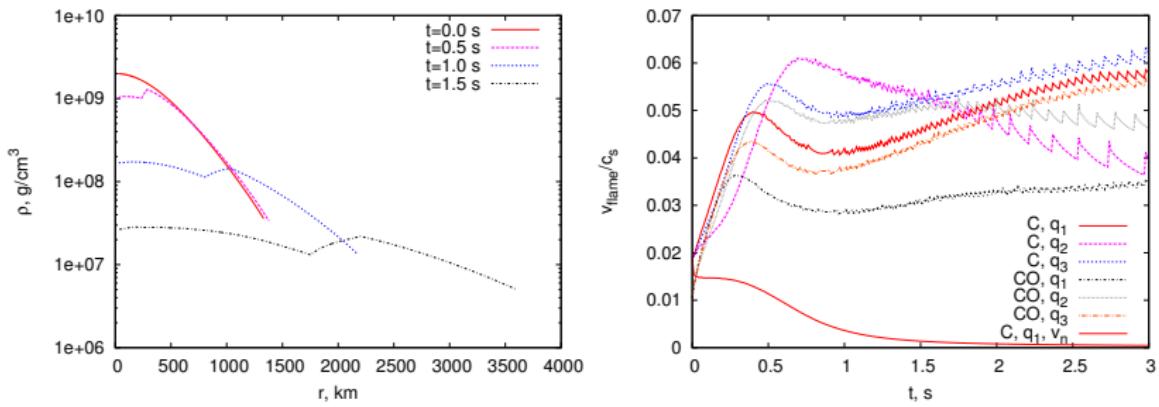
$$G_1 = -R_{ij} \partial_i v_j, \quad G_2 = a_i \partial_i p, \quad Q_i^T = -c_e \rho D \partial_i e.$$

Турбулентное горение БК (1D)



Горение БК по $k - \varepsilon$ модели в сферически–симметричном приближении

Турбулентное горение БК (1D)



Такие же скорости пламени получаются и в расчётах других групп. Это ускорение пламени недостаточно для непосредственного перехода в детонацию. Сейчас активно исследуется вопрос о возникновении детонации в малообъёмных, но высокоскоростных турбулентных пульсациях.

Нерешённые вопросы в моделях горения

Модели турбулентного горения в сверхновых

- Schmidt et al. Astron. Astrophys. (2006)
- Kerstein et al. ApJ (2009) “LEM model”
- Glazyrin ApSS (2014)

- Как определяется турбулентная скорость горения?
- Как меняются константы моделей при наличии горения?

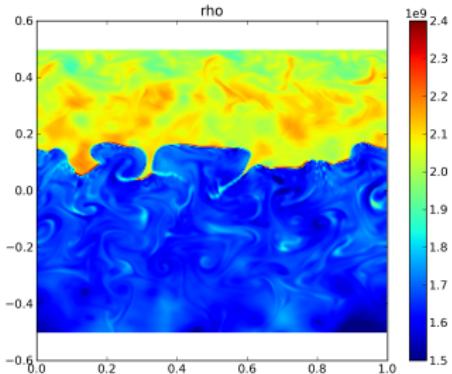
Влияние турбулентности на горение

Масштаб Гибсона: $v'(l_G) = u_n$.

$$Ka \equiv \left(\frac{\delta}{l_G} \right)^{1/2}, \quad Da \equiv \frac{u_n L}{v'_L \delta}$$

- Режим искривленного пламени

$$Ka \lesssim 1$$

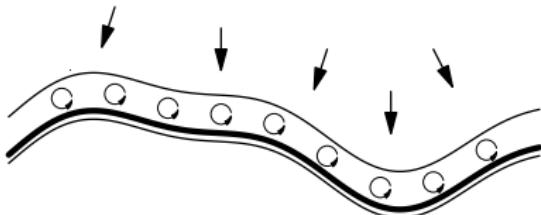


- Перемешанный режим (“stirred flame”)

$$Ka \gg 1, \quad Da > 1$$

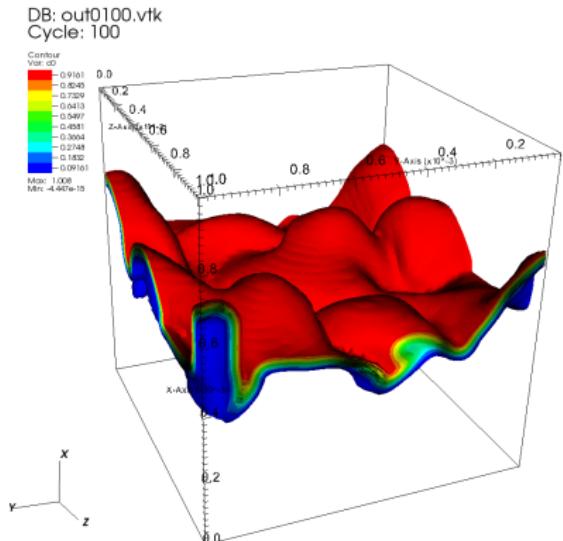
- Сильно перемешанный реактор (“well-stirred reactor”)

$$Ka \gg 1, \quad Da < 1$$

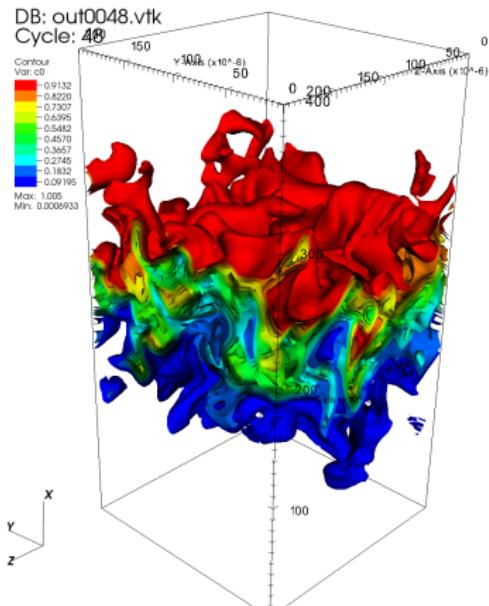


Различные режимы турбулентного горения

Искривлённое пламя: $Ka=1.1$



Перемешанное пламя: $Ka=5.6$



Приближение бесконечно тонкого пламени

- Описание пламени: например, с помощью функции уровня

$$\partial_t G + (\mathbf{v} \nabla) G = -\mathbf{v}_{\text{turb}}(x) |\nabla G|$$

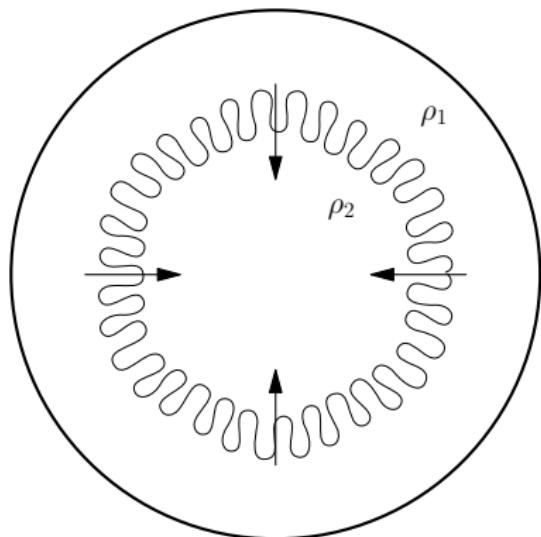
- Скорость пламени

$$\mathbf{v}_{\text{turb}} = F(u_n, v')$$

Формула Яхота: $\frac{\mathbf{v}_{\text{turb}}}{u_n} = \exp\left(\frac{\overline{v'^2}}{v_{\text{turb}}^2}\right)$

Формула Щёлкина: $\frac{\mathbf{v}_{\text{turb}}}{u_n} = \left(1 + C_t \frac{\overline{v'^2}}{u_n^2}\right)^{1/2}$

Генерация турбулентности в SNIa



$$\rho_1 > \rho_2$$

- На пламени падает плотность, сила тяжести направлена в центр и растёт с радиусом



условия для развития РТЛ

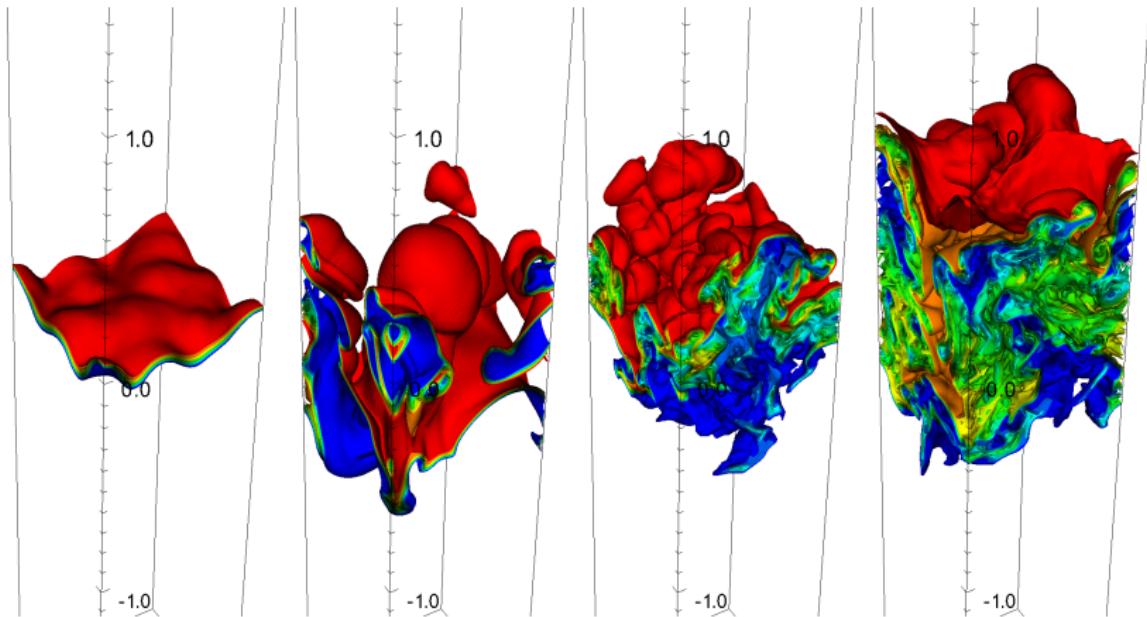
- Генерация турбулентности G_2 :

$$\partial_t(\rho k) = G_2 + \dots$$

$$G_2 \propto (\partial_i \rho)(\partial_i p) \propto g \nabla \rho$$

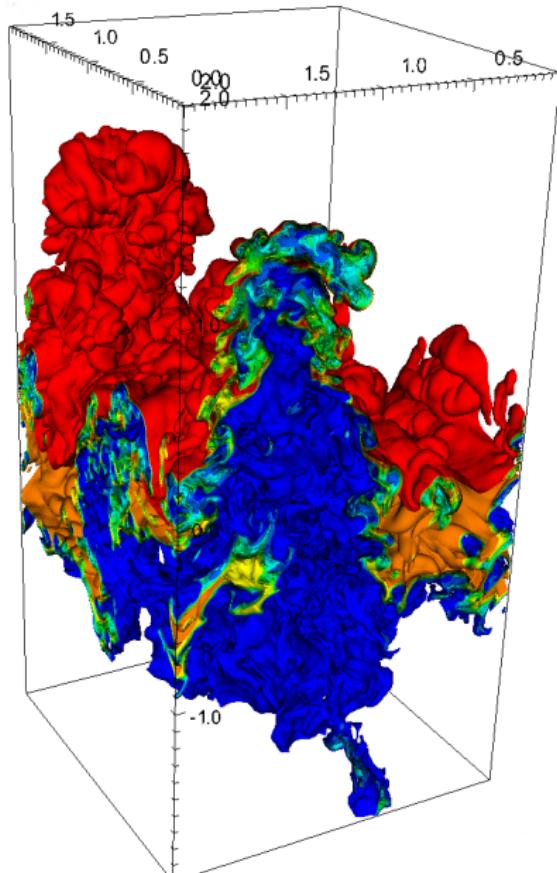
Пример эволюции РТЛ неустойчивости

FRONT3D



Изоповерхности концентрации реагента

РТЛ в высоком разрешении



- Низкое число Маха течения и необходимость разрешать структуру горения приводят к “дорогим” расчётам
- Этот расчёт “стоит” 140000 процессоро-часов

Скорость роста области реакции

3 стадии:

1. Установление пламени

$(t \lesssim 2)$

$$\Delta z \propto t^{1/2}$$

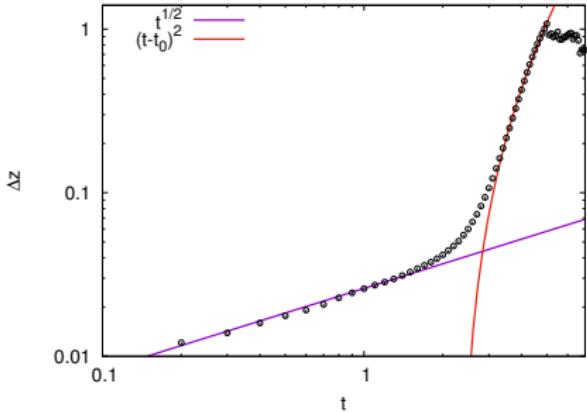
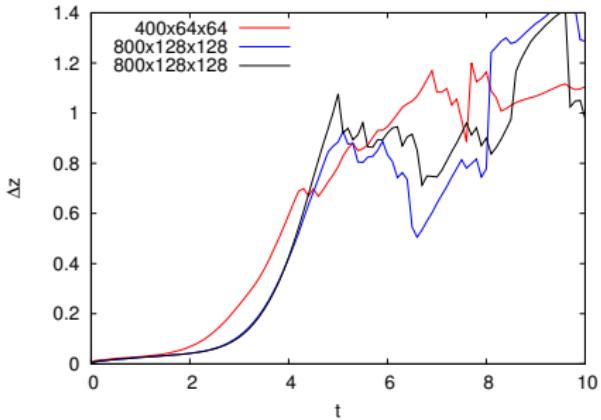
2. Развитие неустойчивости
 $(2 \lesssim t \lesssim 5)$

$$\Delta z \propto (t - t_0)^2$$

$$(\Delta z = \alpha A_t g t'^2 \rightarrow \alpha \approx 0.17)$$

3. Выход на стационарность
 $(t \gtrsim 5)$

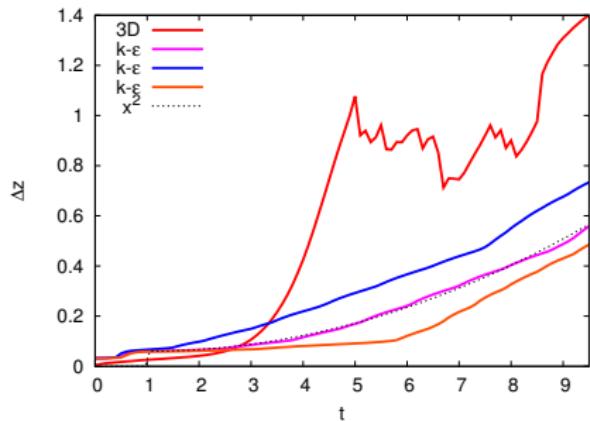
$$\Delta z \sim \text{const}$$



Сравнение с k - ε

1D расчёт:

- Динамика турбулентности - k - ε
- Вариации k_0 , ε_0



- Гидродинамическая k - ε модель + реакции не описывают столь быстрого роста области горения:

$$\Delta z = \alpha A_t g t^2 \quad \rightarrow \quad \alpha \approx 0.08$$

- При расчётах горения белого карлика важна не скорость роста, а максимальное значение турбулентной энергии (и, соответственно, скорости пламени).

Заключение

- На сегодняшний день нет самосогласованной модели горения и взрыва сверхновых
- Турбулентность является естественным кандидатом на описание дефлаграционно–детонационного перехода
- В турбулентном горении имеется множество нерешённых задач, интересных не только для сверхновых. В том числе
 - Влияние турбулентности на пламя при всевозможных интенсивностях турбулентности
 - Роль пламени в усилении (ослаблении) неустойчивостей

Спасибо за внимание!