

Исследование горения в сверхновых типа Ia

Глазырин С.И.

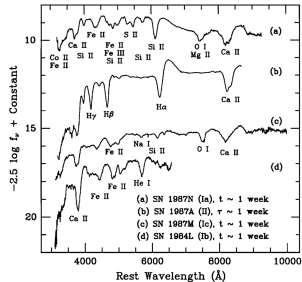
¹Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики
им. Н.Л. Духова, Москва

²Институт Теоретической и Экспериментальной Физики, Москва
glazyrin@itep.ru

Семинар ГАИШ
(8 апреля 2014)

Сверхновые типа Ia

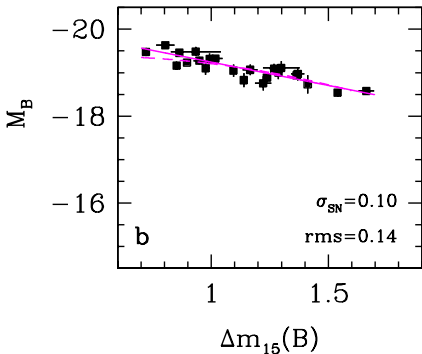
- Спектр: нет H, сильная линия SiII, линии Ca, Mg, S, O
- $M_{\text{IM}} \approx M_{\text{iron peak}}$
- Свечение обеспечивается $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$
- Хорошая “стандартизуемость” (соотношение Псковского–Филлипса)



Соотношение Псковского–Филлипса

Pskovskii Sov. Astron. (1977), Phillips ApJL (1993)

- Абсолютная светимость может быть восстановлена из скорости спада кривой блеска
- Соотношение чисто эмпирическое и проверено при малых z
- Теоретического объяснения нет
- **Зависимость от z ?**

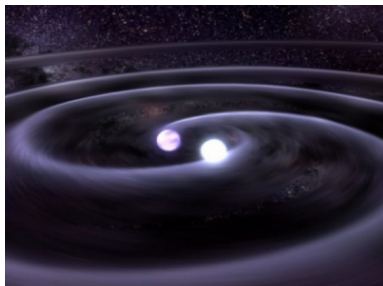


Folatelli et al. AJ (2010)

Сверхновые типа Ia: сценарии



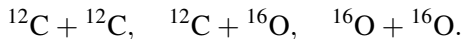
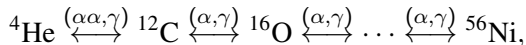
Одновырожденный



Двувырожденный

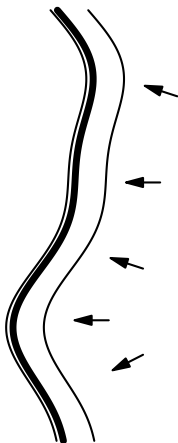
Свойства среды БК

- Число Льюиса $Le = \kappa/D \sim 10^4$
- Число Прандтля $Pr = \nu/\kappa \sim 10^{-4}$
- Теплопроводность: электронная (электроны вырожденные релятивистские) + лучистая теплопроводность
- Хорошее приближение для сетки ядерных реакций:

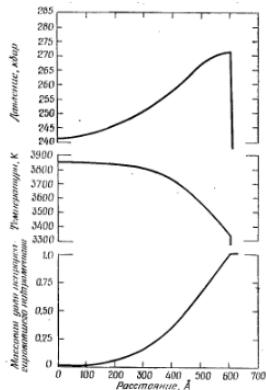


Стационарные режимы распространения горения

Дефлаграция

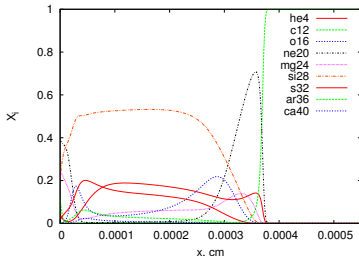
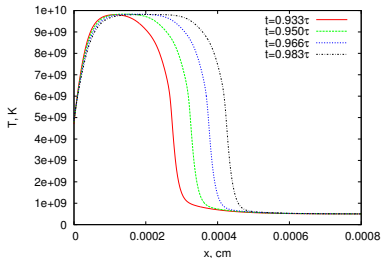


Детонация



Мейдер (1985)

Дефлаграция



Условия в центре БК:

$$\rho \sim 10^9 \text{ г/см}^3$$

$$T \sim 10^8 - 10^{10} \text{ К}$$

$$v_{\text{flame}} \sim 100 \text{ км/с}$$

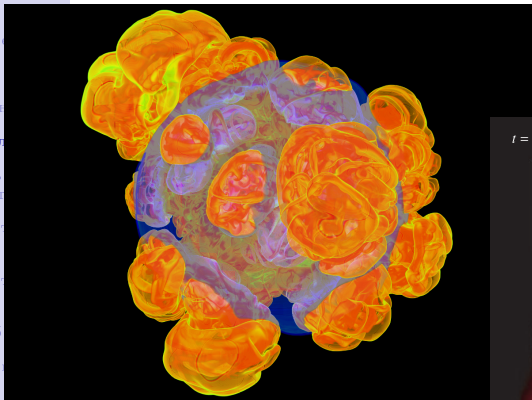
$$\delta_{\text{flame}} \sim 10^{-4} \text{ см}$$

$$c_s \sim 10000 \text{ км/с}$$

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

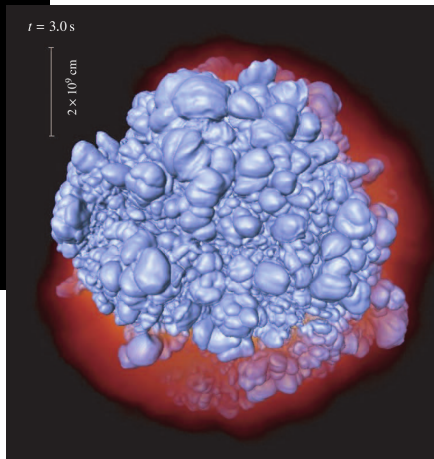
Пламя сильно
неустойчиво!

Расчёты других групп



FLASH

Röpke et al. 2007



Переход в детонацию

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

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

Горение в
SNIa

Глазырин

Введение

SNIa

Горение

Дефлагр.

Пульсац.
неустойч.

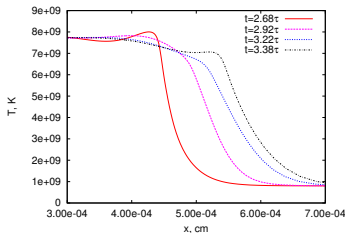
Неустойч.
ЛД

Неустойч.
РТЛ

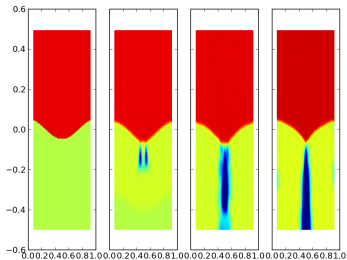
Турбулентн.

Заключение

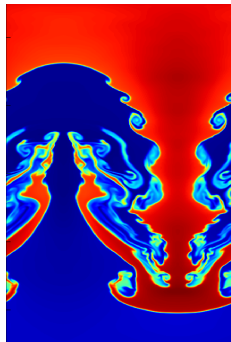
Неустойчивости пламени



Термопульсационная



Ландау-Даррье



Рэляя-Тейлора-
Ландау

Термопульсационная неустойчивость

Buchkov et al. ApJ (1995)
Glazyrin et al. MNRAS (2013)

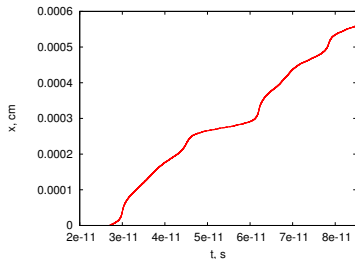
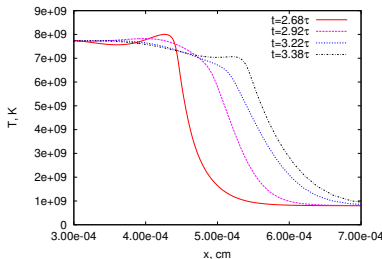
При числе Льюиса:

$$Le \propto \kappa/D \sim 10^4 \gg 1$$

критерий устойчивости определяется числом Зельдовича:

$$Ze \equiv \frac{\partial \ln R(T)}{\partial \ln T}$$

$\rho, \text{ г/см}^3$	Ze_{cr}
2×10^8	$18.4 < Ze < 21.4$
7×10^8	$15.3 < Ze < 16.7$
2×10^9	$13.7 < Ze < 14.1$



Неустойчивость Ландау-Даррье

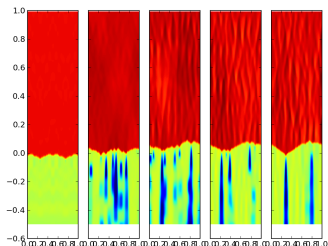
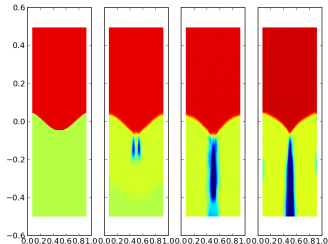
- Гидродинамическая неустойчивость бесконечно тонкого фронта горения

$$\omega = k u_n \frac{\mu}{1+\mu} \left(\sqrt{1 + \mu} - \frac{1}{\mu} - 1 \right)$$

$$\mu \equiv \rho_u / \rho_b$$

- При горении в “канале” возмущения сливаются в один касп \Rightarrow увеличение скорости 3 – 4%

- Но в сверхновой пламя расширяется!



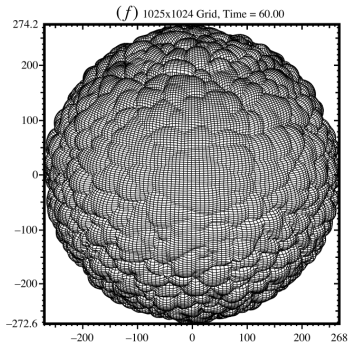
Неустойчивость Ландау–Даррье

В 1D у ФС-уравнения существует аналитическое решение в виде полюсного разложения:

$$u \propto \partial_x \Phi,$$

$$u = \nu \sum_{j=1}^N \cot \left[\frac{\theta - z_j(t)}{2} \right] + \text{c.c.},$$

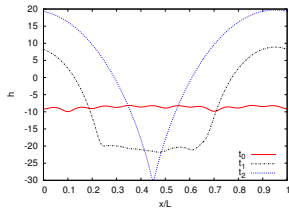
$$-L^2 \frac{dz_j}{dt} = \left[\nu \sum_{k=1, k \neq j}^{2N} \cot \left(\frac{z_j - z_k}{2} \right) + i \frac{L}{2} \text{sign}[\text{Im}(z_j)] \right]$$



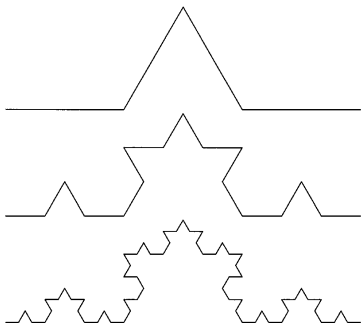
D'Angelo et al. 2000

Ур-ие
Франкеля–Сивашинского

$$\Phi_\tau + \frac{1}{2\tau^2} |\nabla \Phi|^2 = \frac{\mu}{\tau^2} \Delta \Phi + \frac{1}{\tau} I(\Phi) + \frac{2\mu}{\tau}$$



Фрактализация пламени



снежинка Коха

Blinnikov, Sasorov (1996)

$$S = 4\pi R^2 \left(\frac{\lambda_{\max}}{\lambda_{\min}} \right)^{D-2}$$

$$u = u_0 \left(\frac{\lambda_{\max}}{\lambda_{\min}} \right)^{D-2}$$

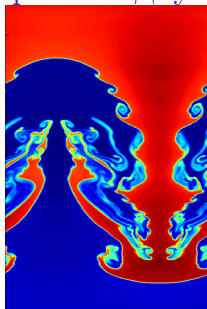
$$D = 2 + 0.28 \left(\frac{\rho_u - \rho_b}{\rho_u} \right)^2$$

Неустойчивость Рэля–Тейлора–Ландау

- Условия возникновения

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

- Турбулизует течение


 $v_n = 0$

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

$$\Delta z \sim (0.03 - 0.04) A_t g t^2$$

Горение в
SNIa

Глазырин

Введение

SNIa

Горение

Дефлагр.

Пульсац.
неустойч.

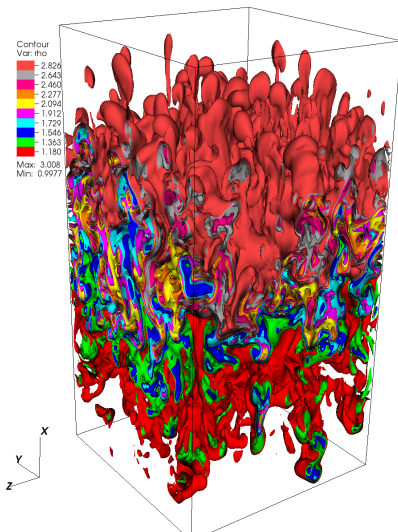
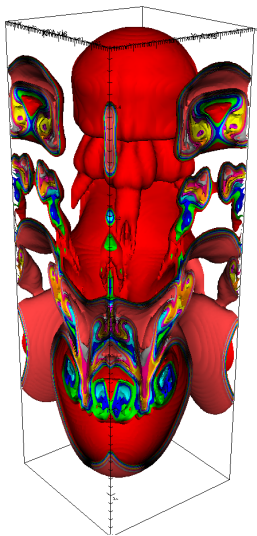
Неустойч.
ЛД

Неустойч.
РТЛ

Турбулентн.

Заключение

Перемешивание РТ (без горения)



Модели турбулентности: RANS

Осреднение по Рейнольдсу:

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

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

Осреднение уравнений гидродинамики

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

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

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

↓

$$\partial_t \bar{\rho} + \partial_i(\bar{\rho} \tilde{v}_i) = 0,$$

$$\partial_t(\bar{\rho} \tilde{v}_i) + \partial_j(\bar{\rho} \tilde{v}_i \tilde{v}_j) + \partial_j(\overline{\rho v_i'' v_j''}) = -\partial_i \bar{p} + \partial_j \bar{\tau}_{ij},$$

$$\partial_t(\bar{\rho} \tilde{e}) + \partial_i(\bar{\rho} \tilde{e} \tilde{v}_i) + \partial_i(\overline{\rho e'' v_i''}) + \bar{p} \partial_i \bar{v}_i + \overline{p' \partial_i v_i'} = \bar{\tau}_{ij} \partial_j \tilde{v}_i + \overline{\tau_{ij} \partial_j v_i''}.$$

Осреднение уравнений гидродинамики

$$\partial_t \bar{\rho} + \partial_i (\bar{\rho} \tilde{v}_i) = 0,$$

$$\partial_t (\bar{\rho} \tilde{v}_i) + \partial_j (\bar{\rho} \tilde{v}_i \tilde{v}_j) + \partial_j (\overline{\rho v_i'' v_j''}) = -\partial_i \bar{p} + \partial_j \bar{\tau}_{ij},$$

$$\partial_t (\bar{\rho} \tilde{e}) + \partial_i (\bar{\rho} \tilde{e} \tilde{v}_i) + \partial_i (\overline{\rho e'' v_i''}) + \bar{p} \partial_i \bar{v}_i + \overline{p' \partial_i v_i'} = \bar{\tau}_{ij} \partial_j \tilde{v}_i + \overline{\tau_{ij} \partial_j v_i''}.$$

$$\begin{aligned} \partial_t (\overline{\rho v_i'' v_j''}) + \overline{v_i'' v_j'' \partial_k (\rho v_k)} + \overline{\rho v_j'' v_k \partial_k v_i} + \overline{\rho v_i'' v_k \partial_k v_j} = \\ = -\overline{v_i'' \partial_i p} - \overline{v_i'' \partial_j p} + \overline{v_j'' \partial_k \tau_{ik}} + \overline{v_i'' \partial_k \tau_{jk}}. \end{aligned}$$

Один из способов замыкания: k - ϵ модель

Новые динамические величины

$$\bar{\rho}k \equiv \frac{\overline{\rho v''^2}}{2}, \quad \bar{\rho}\epsilon \equiv \overline{\tau'_{ij} \partial_j v'_i}$$

турбулентный масштаб времени, турбулентная вязкость:

$$\tau_t = \frac{k}{\epsilon}, \quad D = c_D \frac{k^2}{\epsilon}$$

“Градиентное приближение” (Беленький, Фрадкин Труды ФИАН (1965)):

$$\overline{v'_i A'} \sim -D \partial_i A$$

Для тензора Рейнольдса

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

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

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

$$\partial_t E + \partial_i(v_i(E + p)) = -G_2 + \rho \epsilon + \partial_i(p a_i - Q_i^T),$$

$$\partial_t(\rho k) + \partial_i(\rho k v_i) = G_1 + G_2 - \rho \epsilon + \partial_i(\rho c_k D \partial_i k),$$

$$\partial_t(\rho \epsilon) + \partial_i(\rho \epsilon v_i) = \frac{\epsilon}{k} (c_{\epsilon 1} G_1 + c_{\epsilon 2} G_2 - c_{\epsilon 3} \rho \epsilon) + \partial_i(\rho c_\epsilon D \partial_i \epsilon),$$

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

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

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

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

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

$$\partial_t E + \partial_i(v_i(E + p)) = -G_2 + \rho \epsilon,$$

$$G_2 = \rho^{-1} \overline{\rho' v_i'} \partial_i p$$

генерация за счёт
PTL

$$\partial_t(\rho k) + \partial_i(\rho k v_i) = G_1 + G_2 - \rho \epsilon + \partial_i(\rho c_k D \partial_i k),$$

$$\partial_t(\rho \epsilon) + \partial_i(\rho \epsilon v_i) = \frac{\epsilon}{k} (c_{\epsilon 1} G_1 + c_{\epsilon 2} G_2 - c_{\epsilon 3} \rho \epsilon) + \partial_i(\rho c_\epsilon D \partial_i \epsilon),$$

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

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

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

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

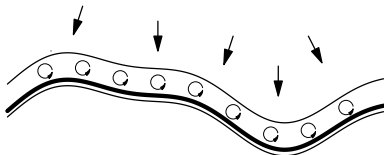
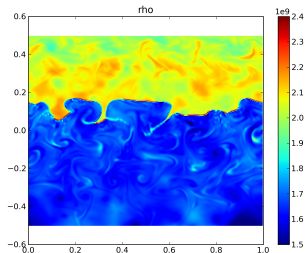
$$Ka \lesssim 1$$

- Перемешанный режим (“stirred flame”)

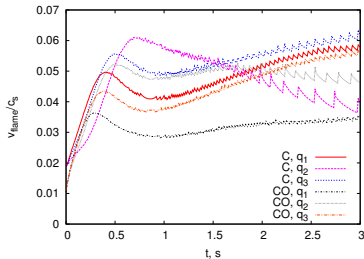
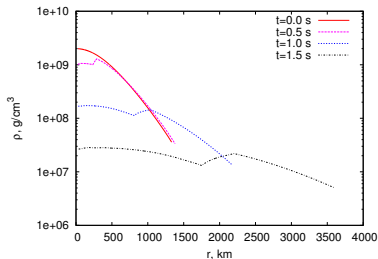
$$Ka \gg 1, \quad Da > 1$$

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

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



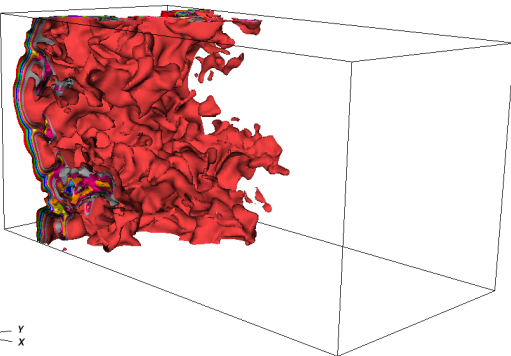
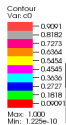
1D горение БК с турбулентностью



- k - ϵ модель
(константы – Гужова и др. ВАНТ
ТПФ (2005))
- Пламя в flamelet режиме
(для скорости – формула из Yakhot
Comb. Sci. Tech (1988))
- $\rho_c = 2 \times 10^9$ г/см³,
Калорийности
 $q = (5.6 - 9.2) \times 10^{17}$ эрг/г
- “Helmholtz EOS”

Горение в
SNIa

Глазырин



Введение

SNIa

Горение

Дефлагр.

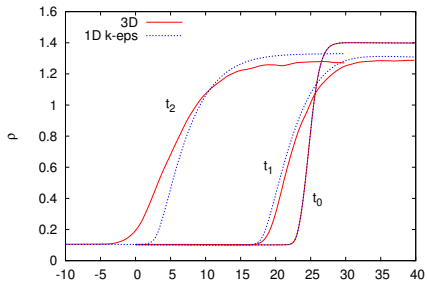
Пульсац.
неустойч.

Неустойч.
ЛД

Неустойч.
РТЛ

Турбулентн.

Заключение



Заключение

- Механизм DDT перехода не известен до сих пор
- Пламя подвержено различным неустойчивостям, которые, как считается, приводят к DDT
- Пульсационная неустойчивость не присутствует в SNIa
- Ландау–Даррье стабилизируется в ограниченных размерах, но при внешнем шуме и растущих размерах может приводить к сложной фрактальной структуре – до сих пор не учтено
- Неустойчивость Рэлея–Тейлора–Ландау турбулизует течение на поздних стадиях
- Турбулентность в flamelet режиме ускоряет пламя до $\sim 0.05c_s$

Горение в
SNIa

Глазырин

Введение

SNIa

Горение

Дефлагр.

Пульсац.
неустойч.

Неустойч.
ЛД

Неустойч.
РТЛ

Турбулентн.

Заключение

Спасибо за внимание!