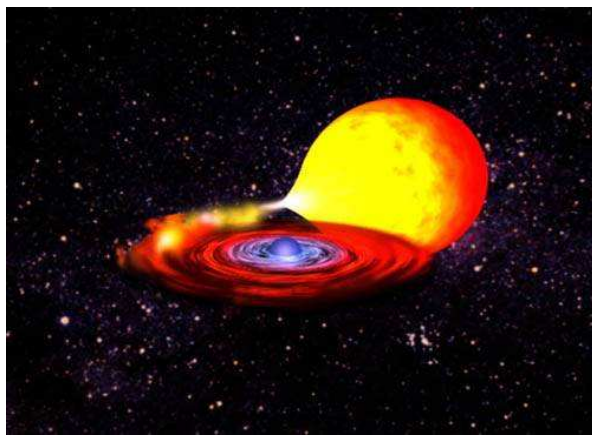
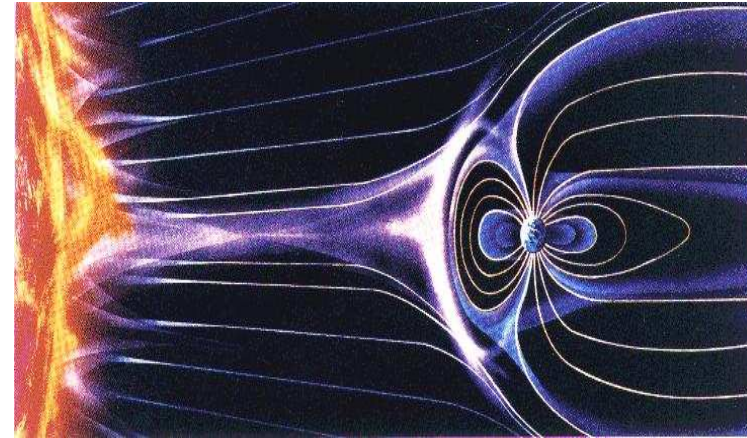
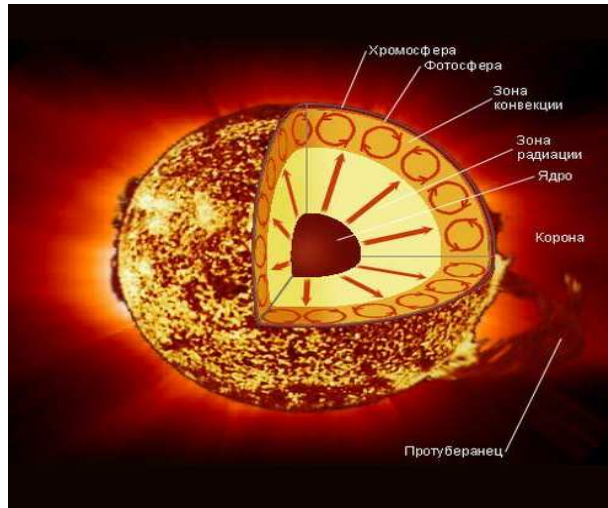


**Масштабно-инвариантные
спектры сжимаемой
магнитогидродинамической
турбулентности с
вынуждающей внешней силой**

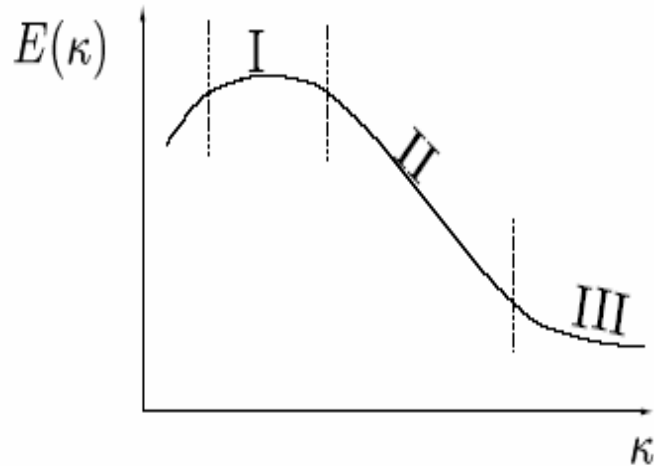
Александр Чернышов,
К.В. Карельский, А.С. Петросян
Институт Космических Исследований РАН

Актуальность темы



- Солнечная корона
- Межзвездная/межпланетная среда
- Солнечная конвективная зона
- Магнитосфера Земли
- Инженерные применения
- Звездный/солнечный ветер
- Солнечный тахоклин
- Аккреционный диск

Турбулентность



I. Интегральный масштаб l

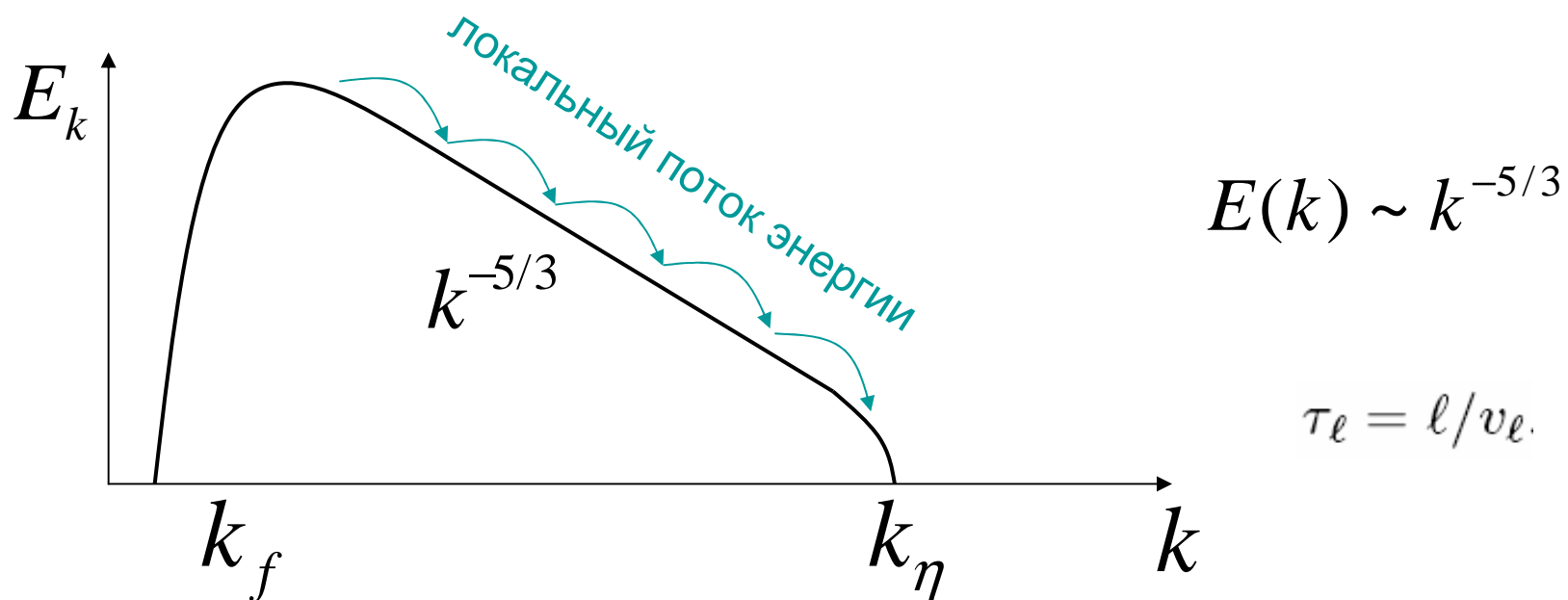
II. Инерционный масштаб η

III. Масштаб диссипации λ

Спектр Колмогорова-Обухова $E(k) \sim k^{-5/3}$

Спектр Ирошникова-Крайчнана $E(k) \sim k^{-3/2}$

Спектр Колмогорова-Обухова



Колмогоровские энергетические каскады вызваны взаимодействием вихрей друг с другом. Скорость диссипации энергии считается универсальной константой для заданного течения.

Спектр Ирошникова-Крайчнана

В гипотезе Ирошникова-Крайчнана предполагается, что энергия передается, главным образом, распространяющимися альфвеновскими волнами вдоль локального магнитного поля. С процессом распространения связан дополнительный временной масштаб, альфвеновское время, так что эффективное время переноса энергии вдоль спектра больше не равно обороту одного вихря.

$$v_\ell \longrightarrow z_\ell, \quad \tau_\ell \longrightarrow \frac{\tau_\ell}{\tau_A} \tau_\ell$$

$$E(k) \sim k^{-3/2} \quad - \text{ спектр Ирошникова-Крайчнана}$$

Внешняя сила в физическом пространстве

Для определения внешней силы необходимо разработать новую теорию, которая обеспечивает стационарность решения уравнений МГД в инерционном интервале в физическом пространстве.

Для того чтобы получить результаты с высокой статистической точностью необходимо усреднить достаточно много реализаций турбулентного течения. В то время как для вычислительных расчетов намного более эффективно провести одно длинное вычисление, чем подготовить много вычислений с различными начальными условиями, тем более часто усреднение по пространству заменяется усреднением по ансамблю.

Традиционный путь реализации внешней силы для сжимаемых МГД течениях основывается на опыте изучения турбулентности несжимаемой жидкости и основан на спектральном представлении внешней силы и последующей пересчете заданной силы в координатное пространство.

Уравнения сжимаемой МГД

Система уравнений сжимаемой магнитогидродинамикой турбулентности при наличии внешней вынуждающей силы записывается в следующем виде:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} &= -\frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} \\ \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} &= -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho u_i u_j + p \delta_{ij} - \sigma_{ij} - \frac{1}{4\pi} B_j B_i + \frac{1}{8\pi} B^2 \right) + F_i^u \\ \frac{\partial B_i}{\partial t} &= -\frac{\partial}{\partial x_j} (B_i u_j - B_j u_i) + \eta \nabla^2 B_i + F_i^b \\ \frac{\partial B_j}{\partial x_j} &= 0\end{aligned}$$

Политропное соотношение: $p = \rho^\gamma$

внешние силы, которые поддерживают турбулентность

Линейный форсинг

Основная физическая идея данного метода заключается в добавлении силы, которая пропорциональна флуктуирующей скорости. Линейный форсинг соответствует, по крайней мере из соображений размерности, турбулентности с вынуждающей силой, вызванной средним градиентом скорости, то есть сдвигом. Эта сила появляется как одно из слагаемых в уравнении для флуктуирующей скорости, которое соответствует члену генерации турбулентности в уравнении для турбулентной кинетической энергии.

Уравнение для флуктуирующей скорости в турбулентном сжимаемой МГД течении можно записать как

$$\rho \left[\frac{\partial u_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] = - \frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} - \boxed{\rho u_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}} - \left[\rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \rho \langle u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \rangle \right] -$$

$$\frac{\partial B^2}{\partial x_j} \frac{1}{8\pi} + \frac{1}{4\pi} \left[\mathfrak{B}_j \frac{\partial \mathcal{B}_i}{\partial x_j} + \mathcal{B}_j \frac{\partial \mathfrak{B}_i}{\partial x_j} \right] - \frac{1}{4\pi} \left[\mathcal{B}_j \frac{\partial \mathcal{B}_i}{\partial x_j} - \langle \mathcal{B}_j \frac{\partial \mathcal{B}_i}{\partial x_j} \rangle \right]$$

Здесь использованы Рейнольдсовские, разложения:

$$u_i = U_i + u_i, \quad B_i = \mathfrak{B}_i + \mathcal{B}_i, \quad B_i = \mathfrak{B}_i + \mathcal{B}_i, \quad p = P + p, \quad \sigma_{ij} = \Sigma_{ij} + \sigma_{ij}$$

Линейный форсинг

Уравнение турбулентной кинетической энергии (в символьном виде можно записать как $\langle u \cdot NS \text{ eq.} \rangle - U \langle NS \text{ eq.} \rangle$)

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \frac{1}{2} \rho \acute{u}^2 \rangle + \frac{\partial}{\partial x_j} (\langle \frac{1}{2} \rho \acute{u}^2 \rangle U_j + \langle \frac{1}{2} \rho \acute{u}^2 \acute{u}_j \rangle - \langle \beta_{ij} \acute{u}_i \rangle) = - \langle \acute{u}_i \frac{\partial \acute{p}}{\partial x_i} \rangle + \langle \acute{u}_i \frac{\partial \sigma'_{ij}}{\partial x_j} \rangle - \langle \rho \acute{u}_i \acute{u}_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \rangle - \langle \beta_{ij} \frac{\partial \acute{u}_i}{\partial x_j} \rangle$$

где $\beta_{ij} = \frac{\acute{B}_i \acute{B}_j}{4\pi} - \frac{\acute{B}^2}{8\pi} \delta_{ij}$ - турбулентный магнитный тензор

член генерация турбулентной кинетической энергии, получающемся в результате взаимодействия рейнольдсовских напряжений и сдвига в среднем течении

Линейный форсинг

$$F_i^u = \Theta \rho u_i \quad - \text{внешняя сила в уравнении сохранения импульсов}$$

↓

коэффициент, который определяется из баланса кинетической энергии для стационарно статистического состояния:

$$\Theta = \frac{1}{3\langle \rho \rangle u_{rms}^2} \left[\langle u_j \frac{\partial}{\partial x_j} p \delta_{ij} \rangle + \varepsilon + \frac{1}{8\pi} \langle u_j \frac{\partial}{\partial x_j} B^2 \delta_{ij} \rangle \right]$$

$$\varepsilon = -\langle u_j \partial \sigma / \partial x_j \rangle \quad - \text{скорость средней диссипации турбулентной кинетической энергии}$$

$$1/(\langle \rho u^2 \rangle) = 1/(3\langle \rho \rangle u_{rms}^2)$$

Линейный форсинг

Уравнение для флуктуирующей части магнитного поля в сжимаемом МГД течении:

$$\frac{\partial \dot{\mathbf{B}}}{\partial t} = \nabla \times (\dot{\mathbf{u}} \times \mathbf{B}) + \nabla \times (\dot{\mathbf{u}} \times \dot{\mathbf{B}}) - \nabla \times (\langle \dot{\mathbf{u}} \times \dot{\mathbf{B}} \rangle) + \nabla \times (\mathbf{U} \times \dot{\mathbf{B}}) + \eta \nabla^2 \dot{\mathbf{B}}$$

где $\nabla \times (\mathbf{U} \times \dot{\mathbf{B}}) = -\dot{B}_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + U_j \frac{\partial \dot{B}_i}{\partial x_j} - \dot{B}_i \frac{\partial U_j}{\partial x_j}$

Уравнение для турбулентной магнитной энергии

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \frac{\dot{B}^2}{8\pi} \rangle + \frac{\partial}{\partial x_j} [\langle \frac{\dot{B}^2}{8\pi} \rangle U_j + \langle \frac{\dot{B}^2}{8\pi} \dot{u}_j \rangle] = \underbrace{\frac{\langle \dot{B}_i \dot{B}_j \rangle}{4\pi} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{\text{член генерации турбулентной магнитной энергии вследствие взаимодействия между магнитным полем и средним сдвигом}} + \langle \frac{\dot{B}_i \dot{B}_j}{4\pi} \frac{\partial \dot{u}_i}{\partial x_j} \rangle + \frac{\eta}{4\pi} \langle \dot{B}_i \frac{\partial^2 \dot{B}_i}{\partial x_j^2} \rangle$$

член генерации турбулентной магнитной энергии вследствие взаимодействия между магнитным полем и средним сдвигом

Линейный форсинг

$$F_i^b = \Psi B_i \quad - \text{внешняя сила в уравнении магнитной индукции}$$



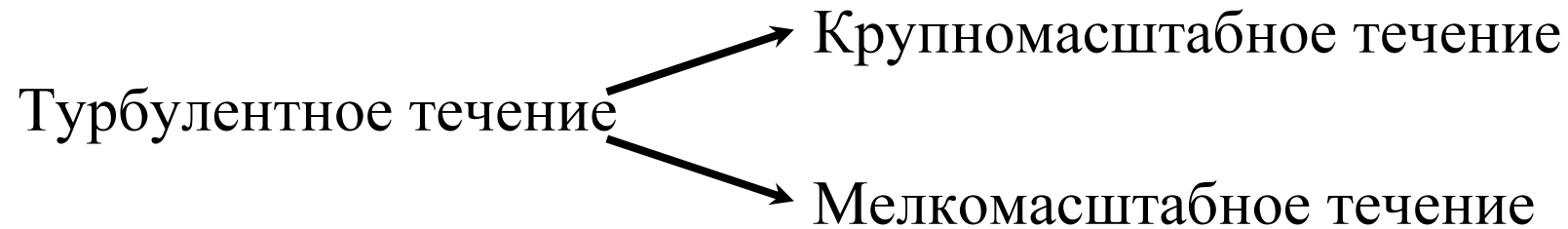
коэффициент, который определяется из баланса магнитной энергии для стационарно статистического состояния:

$$\Psi = \frac{\chi}{3B_{rms}^2}$$

$$\chi = \langle \eta B_i (\partial^2 B_i / \partial x_j^2) \rangle \quad - \text{резистивная диссипация турбулентной магнитной энергии}$$

$$B_{rms}^2 = \langle B^2 \rangle / 3 \quad - \text{среднеквадратичное магнитное поле}$$

Процедура фильтрации



$$f = \bar{f} + f'$$

$$\bar{f}(x) = \int_D f(x') G(x, x'; \bar{\Delta}) dx'$$

функция фильтрации

Условие нормировки: $\int_D G(x, \acute{x}; \bar{\Delta}) d\acute{x} = 1$

Виды фильтрационных функций

1. Фильтр Гаусса

$$G(x - x'; \bar{\Delta}) = \left(\frac{6}{\pi\bar{\Delta}^2}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{6(x - x')^2}{\bar{\Delta}^2}\right)$$

2. Фурье-фильтр

$$G(x - x'; \bar{\Delta}) = \frac{\sin[k_c(x - x')]}{k_c(x - x')}, \quad k_c = \pi/\bar{\Delta}$$

3. Цилиндрический
фильтр

$$G(x - x'; \bar{\Delta}) = \begin{cases} \frac{1}{\bar{\Delta}}, & |x - x'| < \frac{\bar{\Delta}}{2} \\ 0 & \text{иначе} \end{cases}$$

Отфильтрованные уравнения традиционным способом

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j + \bar{p} \delta_{ij} - \bar{\sigma}_{ij} + \frac{\bar{B}^2}{8\pi} \delta_{ij} - \frac{1}{4\pi} \bar{B}_j \bar{B}_i \right) = -\frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_j u_i} - \bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j) +$$

$$+ \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{B_j B_i} - \bar{B}_i \bar{B}_j) - \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho u_i} - \bar{\rho} \bar{u}_i)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_j} - \bar{\rho} \bar{u}_j)$$

Дополнительные слагаемые,
которые нужно параметризовать!



Это требует дополнительные численные ресурсы

Процедура фильтрации

Рассматривается сжимаемая жидкость, поэтому чтобы избежать появления дополнительных слагаемых в уравнениях после фильтрации, в работе используется средневзвешенная фильтрация (фильтрация по Фавру).

$$\tilde{f} = \frac{\overline{\rho f}}{\bar{\rho}}$$

$$f = \tilde{f} + f''$$

Свойства:

$$\overline{\rho u''} \neq 0$$

$$\tilde{u} \neq \bar{u}$$

$$\tilde{u} \neq 0$$

Отфильтрованные уравнения МГД

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = 0 \\ \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j + \bar{p} \delta_{ij} - \frac{1}{\text{Re}} \tilde{\sigma}_{ij} + \frac{\bar{B}^2}{2M_A^2} - \frac{1}{M_A^2} \bar{B}_i \bar{B}_j) = -\frac{\partial \tau_{ji}^u}{\partial x_j} + F_i^u \\ \frac{\partial \bar{B}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{u}_j \bar{B}_i - \bar{B}_j \tilde{u}_i) - \frac{1}{\text{Re}_m} \frac{\partial^2 \bar{B}_i}{\partial x_j^2} = -\frac{\partial \tau_{ji}^b}{\partial x_j} + F_i^b \end{array} \right.$$

$$\left. \begin{array}{l} \tau_{ij}^u = \bar{\rho}((u_j u_i)^\sim - \tilde{u}_j \tilde{u}_i) - \frac{1}{M_A^2} (\overline{B_i B_j} - \bar{B}_j \bar{B}_i) \\ \tau_{ij}^b = (\overline{u_i B_j} - \bar{B}_j \tilde{u}_i) - (\overline{B_i u_j} - \tilde{u}_j \bar{B}_i) \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{Subgrid scale (SGS)} \\ \text{подсеточные слагаемые,} \\ \text{которые надо параметризовать} \end{array}$$

$$\tilde{F}_i^u = \frac{1}{3\langle \bar{\rho} \rangle \tilde{u}_{rms}^2} \left[\tilde{\varepsilon} + \frac{\langle \tilde{u}_j \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{\rho}^\gamma \delta_{ij} \rangle}{\gamma M_s^2} + \frac{\langle \tilde{u}_j \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{B}^2 \delta_{ij} \rangle}{2M_a^2} \right] \bar{\rho} \tilde{u}_i$$

$$F_i^b = \frac{1}{3B_{rms}^2} \left[\left\langle \frac{1}{\text{Re}_m} B_i \frac{\partial^2 B_i}{\partial x_j^2} \right\rangle \right] B_i$$

Расширенная модель Смагоринского для МГД

$$\tau_{ij}^u - \frac{1}{3} \tau_{kk}^u \delta_{ij} = -2\nu_t \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \tilde{S}_{kk} \delta_{ij} \right)$$

$$|\tilde{S}^u| = (2S_{ij}S_{ij})^{1/2}$$

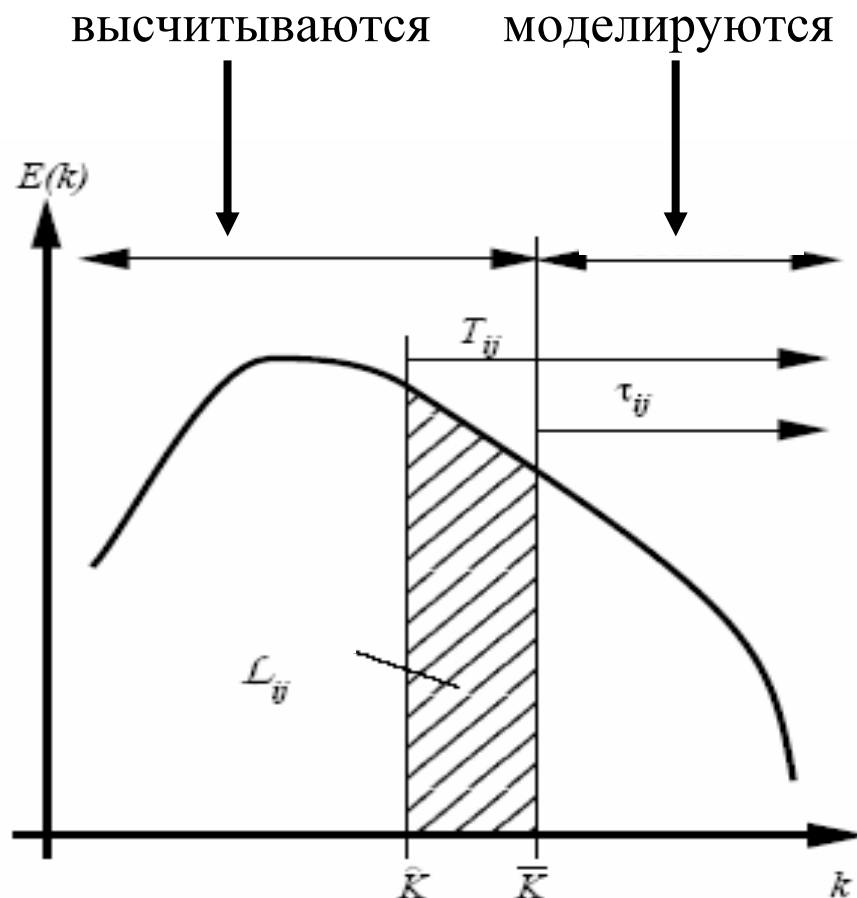
Турбулентная вязкость: $\nu_t = C_1 \bar{\rho} \bar{\Delta}^2 |\tilde{S}^u|$

$$\tau_{kk}^u = 2Y_1 \bar{\rho} \bar{\Delta}^2 |\tilde{S}^u|^2 \quad - \text{подсеточное замыкание для изотропной части}$$

$$\tau_{ij}^b - \frac{1}{3} \tau_{kk}^b \delta_{ij} = -2\eta_t \bar{J}_{ij}$$

Турбулентная магнитная диффузия: $\eta_t = D_1 \bar{\Delta}^2 |j|$

Динамическая процедура



$$T_{ij}^b = \bar{\tau}_{ij}^b + L_{ij}^b \quad T_{ij}^u = \bar{\tau}_{ij}^u + L_{ij}^u$$

Тестовые тензоры для нахождения констант.

Соотношения Германо.

Константа определяется динамически на каждом шаге.

Отрицательные значения соответствуют обратному направлению энергии

Динамическая процедура

$$\nu_t = C_s \alpha_{ij}^u \text{ (для } \tau_{ij}^u \text{)} \quad - \text{ общий вид}$$

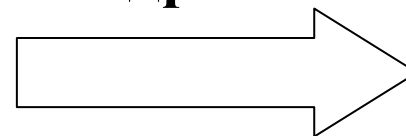
$$L_{ij}^u = \left(\frac{\widehat{\rho u_i \rho u_j}}{\bar{\rho}} \right) - \frac{\widehat{\rho u_i} \widehat{\rho u_j}}{\bar{\rho}} - \frac{1}{M_a^2} \left(\widehat{\bar{B}_i \bar{B}_j} - \bar{B}_i \bar{B}_j \right)$$

$$M_{ij}^u = \alpha_{ij}^u \left(\widehat{S_{ij}^u} - \frac{\delta_{ij}}{3} \widehat{S_{kk}^u} \right) - \alpha_{ij}^u \left(\bar{S}_{ij}^u - \frac{\delta_{ij}}{3} \bar{S}_{kk}^u \right)$$

Угловые скобки
обозначают
пространственное
усреднение

**Метод
наименьших
квадратов**

$$Z^u = \langle \langle (T_{ij}^u - \tau_{ij}^u - L_{ij}^u)^2 \rangle \rangle$$



$$C_s = \frac{\langle L_{ij}^u M_{ij}^u \rangle}{\langle M_{ij}^u M_{ij}^u \rangle}$$

Теплопроводящая плазма

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = 0 \\ \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j + \bar{p} \delta_{ij} - \frac{1}{\text{Re}} \tilde{\sigma}_{ij} + \frac{\bar{B}^2}{2M_A^2} - \frac{1}{M_A^2} \bar{B}_i \bar{B}_j) = -\frac{\partial \tau_{ji}^u}{\partial x_j} + F_i^u \\ \frac{\partial \bar{B}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{u}_j \bar{B}_i - \bar{B}_j \tilde{u}_i) - \frac{1}{\text{Re}_m} \frac{\partial^2 \bar{B}_i}{\partial x_j^2} = -\frac{\partial \tau_{ji}^b}{\partial x_j} + F_i^b \\ \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{E}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [(\tilde{E} + \bar{P}) \tilde{u}_j - \frac{1}{M_A^2} \bar{B}_i \bar{B}_j \tilde{u}_i] + \frac{\partial}{\partial x_j} [\frac{\tilde{q}_j}{\text{Pr Re } M_s^2 (\gamma - 1)} - \frac{1}{\text{Re}} \tilde{\sigma}_{ij} \tilde{u}_i] - \\ \frac{\partial}{\partial x_j} [\frac{\eta}{\text{Re}_m M_a^2} \bar{B}_i (\frac{\partial \bar{B}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{B}_j}{\partial x_i})] = -\frac{\partial}{\partial x_j} (\frac{1}{\gamma M_s^2} Q_j + \frac{1}{2} J_j + \frac{1}{2M_a^2} V_j - \frac{1}{M_s^2} G_j) \end{array} \right.$$

$$\bar{p} = \frac{\tilde{T} \bar{\rho}}{\gamma M_s^2}$$

$$E = \rho e + \frac{1}{2} \rho u_i u_i + \frac{1}{2M_a^2} B_i B_i$$

$$e = \frac{T \rho}{\gamma(\gamma - 1) M_s^2}$$

Подсеточные слагаемые в отфильтрованных уравнениях

$$\tau_{ij}^u = \bar{\rho}((u_j u_i)^\sim - \tilde{u}_j \tilde{u}_i) - \frac{1}{M_A^2} (\overline{B_i B_j} - \bar{B}_j \bar{B}_i) \quad - \text{тензор подсеточных напряжений}$$

$$\tau_{ij}^b = (\overline{u_i B_j} - \bar{B}_j \tilde{u}_i) - (\overline{B_i u_j} - \tilde{u}_j \bar{B}_i) \quad - \text{магнитный подсеточный тензор напряжений}$$

$$Q_j = \bar{\rho}((u_j T)^\sim - \tilde{u}_j \tilde{T}) \quad - \text{подсеточный поток тепла}$$

$$J_j = \bar{\rho}((u_j u_k u_k)^\sim - \tilde{u}_j (u_k u_k)^\sim) \quad - \text{турбулентной подсеточной диффузии}$$

$$V_j = (\overline{B_k B_k u_j} - \bar{B}_j \bar{B}_k \tilde{u}_j) \quad - \text{поток подсеточной магнитной энергии}$$

$$G_j = (\overline{B_j B_k u_k} - \tilde{u}_k \bar{B}_k \bar{B}_j) \quad - \text{подсеточная энергия взаимодействия магнитного натяжения и скорости}$$

Теплопроводящая плазма

$$\tau_{ij}^u = -2C \bar{\rho} \bar{\Delta}^2 |\tilde{S}^u| (\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \tilde{S}_{kk} \delta_{ij}) + \frac{2}{3} Y \bar{\rho} \bar{\Delta}^2 |\tilde{S}^u|^2 \delta_{ij}$$

$$\tau_{ij}^b = -2D \bar{\Delta}^2 |\bar{j}| \bar{J}_{ij}$$

$$Q_j = -C_s \frac{\bar{\Delta}^2 \bar{\rho} |\tilde{S}^u|}{Pr_T} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j}$$

$$J_j = \tilde{u}_k \tau_{jk}^u$$

$$\frac{1}{2} V_j - G_j \approx \bar{B}_k \tau_{jk}^b$$

$$\bar{F}^u_i = \frac{1}{3 \langle \bar{\rho} \rangle \tilde{u}_{rms}^2} \left[- \langle \frac{\tilde{u}_j}{Re} \frac{\partial \tilde{\sigma}}{\partial x_j} \rangle + \frac{1}{\gamma M_s^2} \langle \tilde{u}_j \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{\rho} \tilde{T} \delta_{ij} \rangle + \frac{1}{2 M_a^2} \langle \tilde{u}_j \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{B}^2 \delta_{ij} \rangle \right] \bar{\rho} \tilde{u}_i$$

$$\bar{F}^b_i = \frac{1}{3 \bar{B}_{rms}^2} \left[\langle \frac{1}{Re_m} \bar{B}_i \frac{\partial^2 \bar{B}_i}{\partial x_j^2} \rangle \right] \bar{B}_i$$

Численная реализация

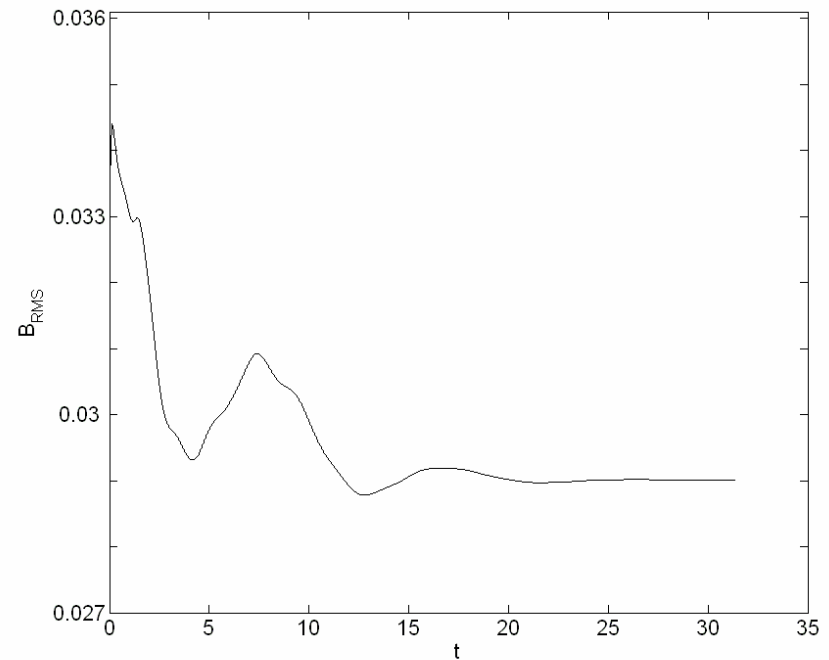
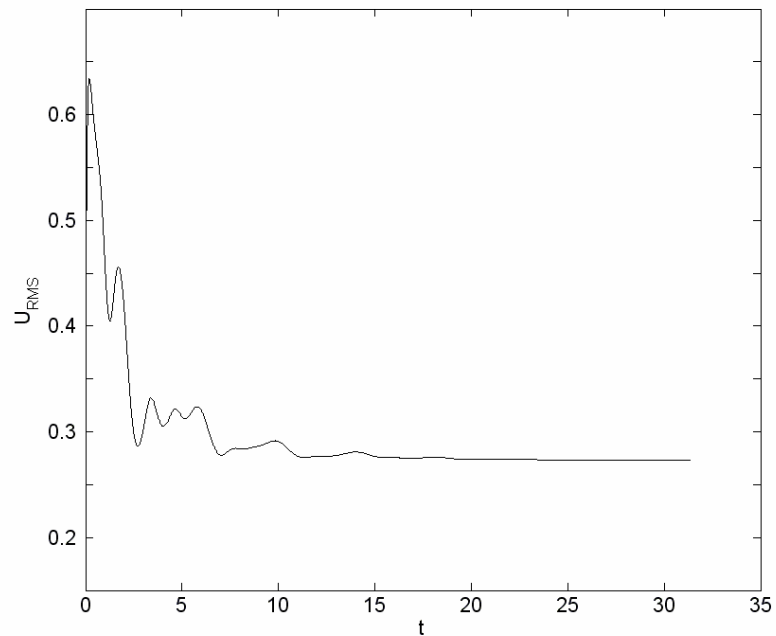
- ✓ Уравнения МГД в консервативной форме
- ✓ Конечно-разностные схемы 4го порядка точности
- ✓ Модифицированный метод Рунге-Кутта 3 порядка точности для временного интегрирования
- ✓ Фильтр Гаусса 4го порядка точности
- ✓ Периодические граничные условия
- ✓ Для нелинейных членов используется косо-симметричная дискретизация

дивергентная форма $N_i^d = \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j}$ \implies $N_i^s = \frac{1}{2}(N_i^d + N_i^a)$

конвективная форма $N_i^a = \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + u_i \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j}$ \implies кососимметричная форма

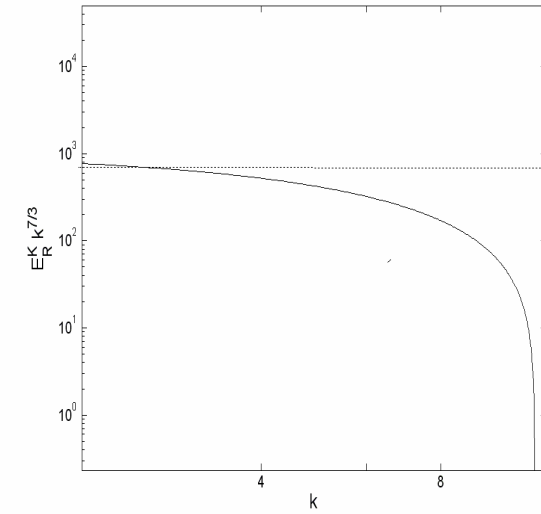
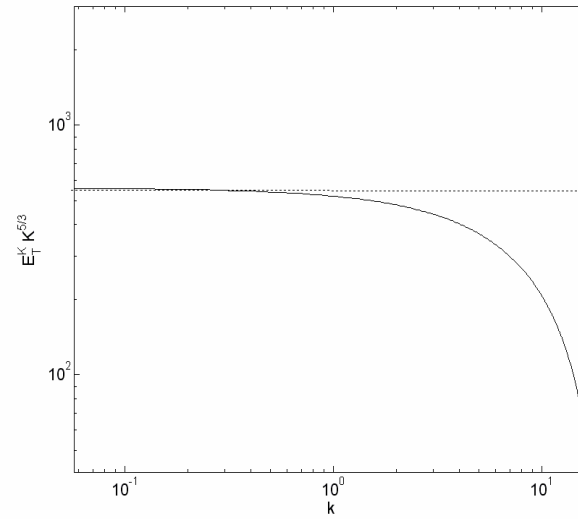
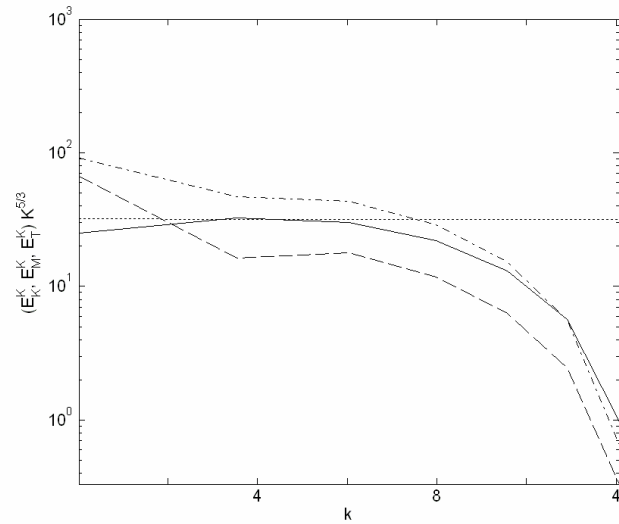
Расчетная область: $l_x = l_y = l_z = 2\pi$

Политропная плазма -1



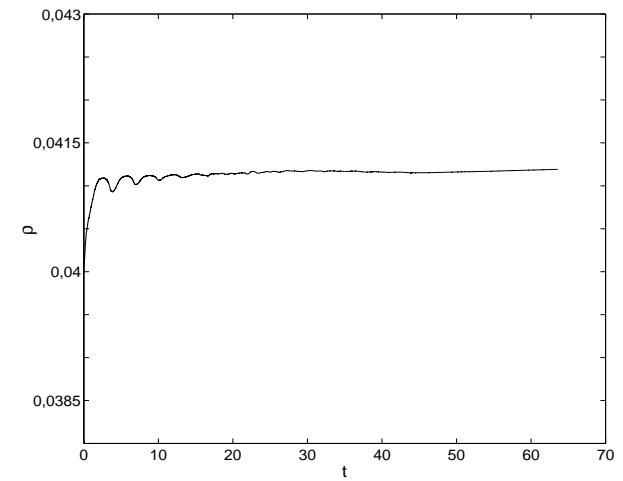
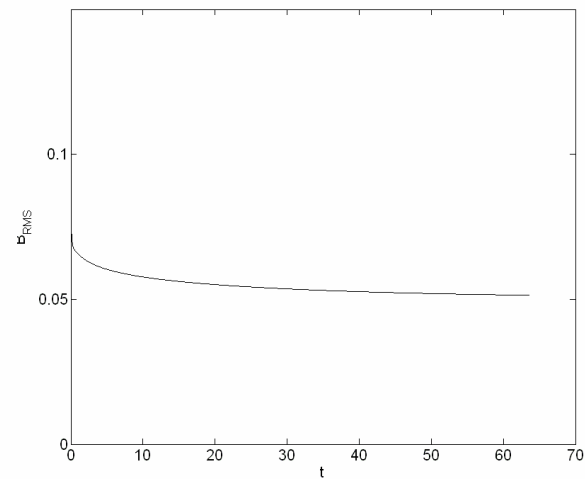
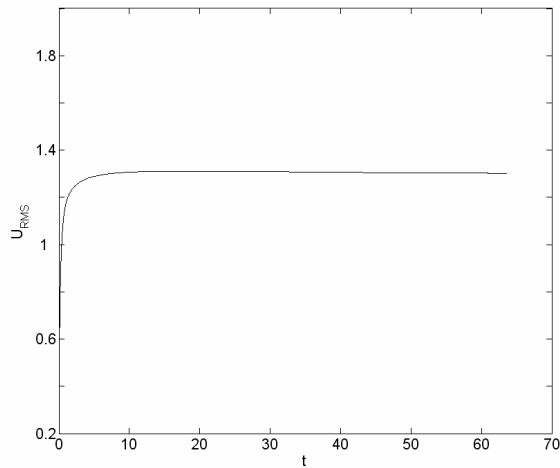
Временная эволюция среднеквадратичной скорости и магнитного поля

Политропная плазма - 1

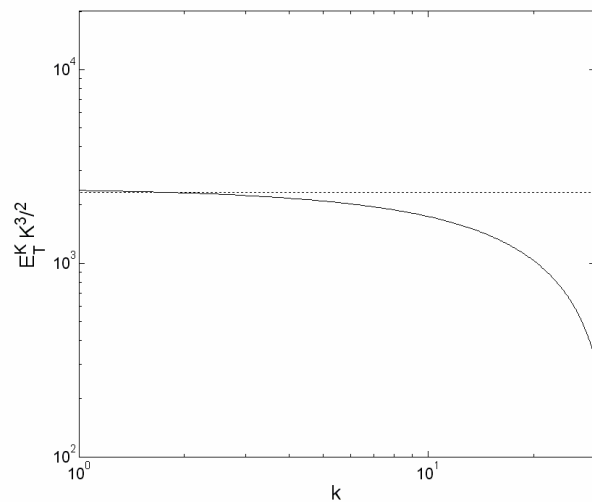


Спектры МГД турбулентности

Политропная плазма - 2

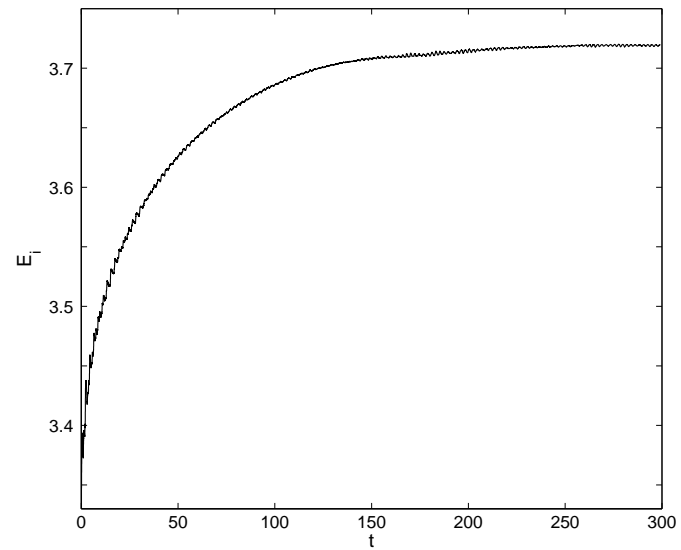
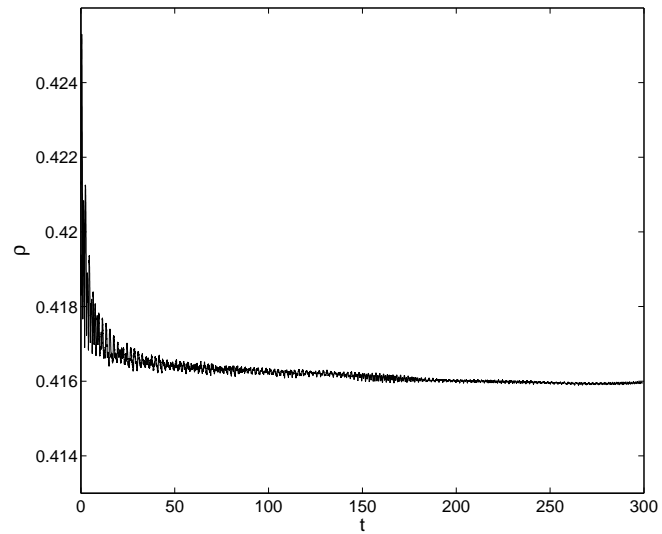
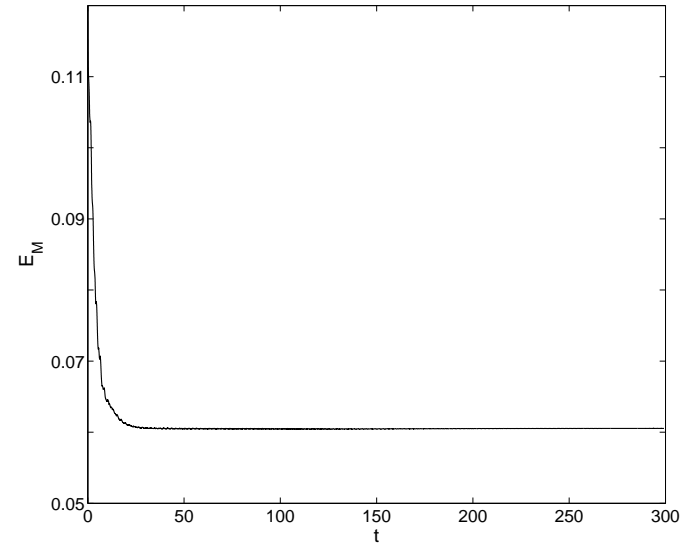
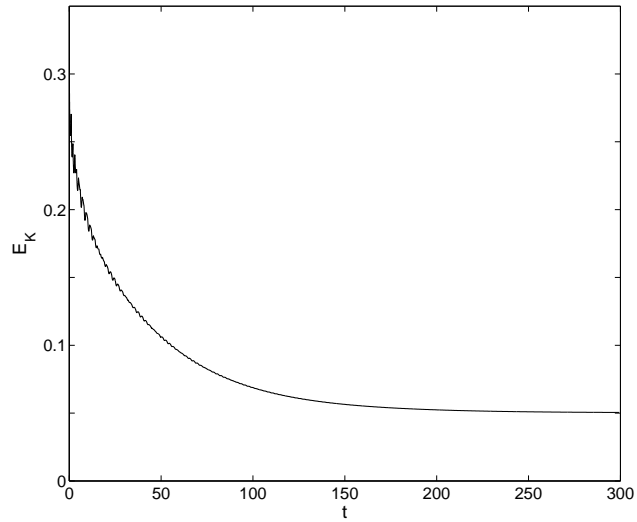


Временная динамика среднеквадратичной скорости, магнитного поля, средней плотности

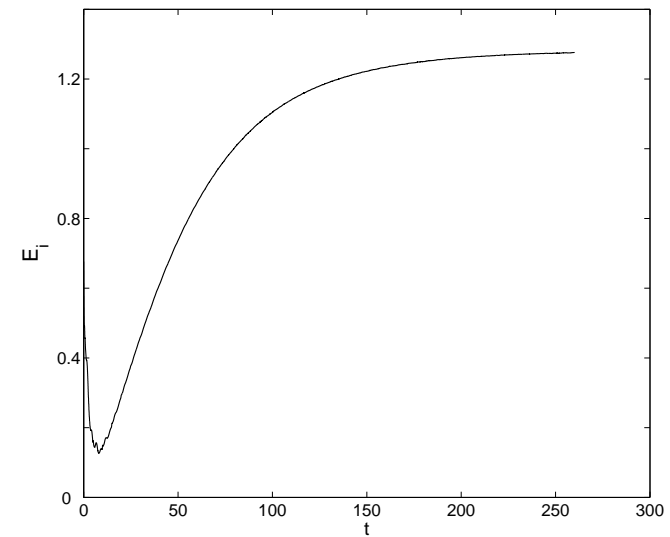
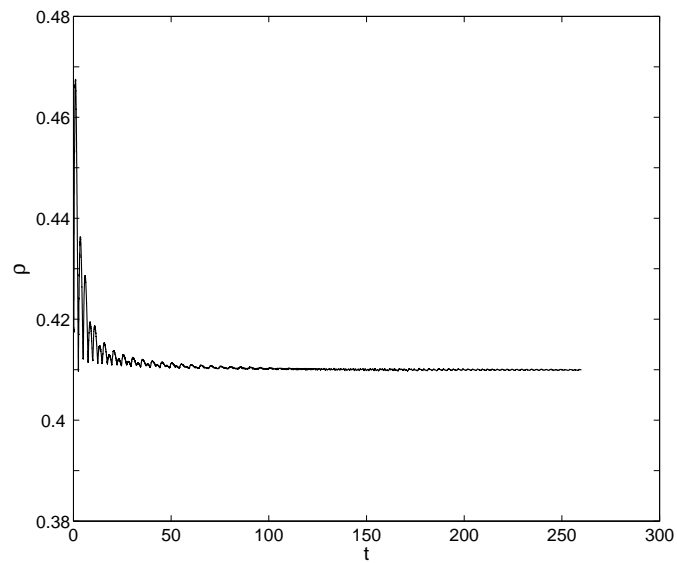
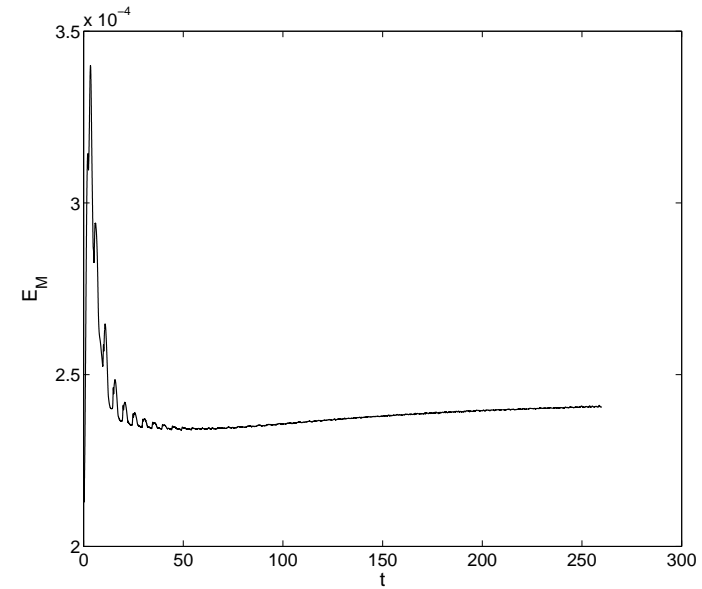
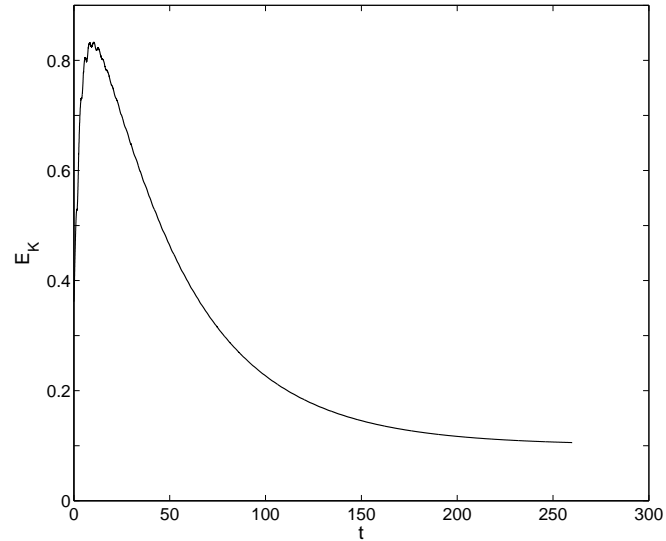


Спектр полной энергии

Теплопроводящая плазма -1



Теплопроводящая плазма - 2



Выводы

Разработана теория метода линейного форсинга для изучения масштабно-инвариантных свойств сжимаемой МГД турбулентности. Получены выражения для определения внешней силы в уравнениях МГД как для случая политропного газа, так и для теплопроводящей плазмы

Получены и исследованы спектры МГД турбулентности. Определен тип получающихся спектров. Получены спектры Колмогорова и Ирошникова для полной энергии, выявлены условия их возникновения.

Показана применимость метода LES для изучения масштабно-инвариантных свойств МГД сжимаемой турбулентности

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ!