

СИЛЬНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В ФИЗИКЕ НЕЙТРИНО, КОСМОЛОГИИ И АСТРОФИЗИКЕ

М.С. Дворников

Институт земного магнетизма, ионосферы и
распространения радиоволн имени Н.В. Пушкова РАН

Диссертация на соискание учёной степени доктора физико-
математических наук

Специальность 01.04.02

Структура диссертации

- Введение: Обзор предыдущих исследований по осцилляциям нейтрино во внешних полях, космологическим и астрофизическим магнитным полям.
- Первая глава: Осцилляции нейтрино в веществе под действием сильного магнитного поля.
- Вторая глава: Сильные магнитные и гипермагнитные поля в ранней вселенной.
- Третья глава: Генерация сильных магнитных полей в компактных звездах.
- Заключение: Основные выводы.
- Восемь приложений.

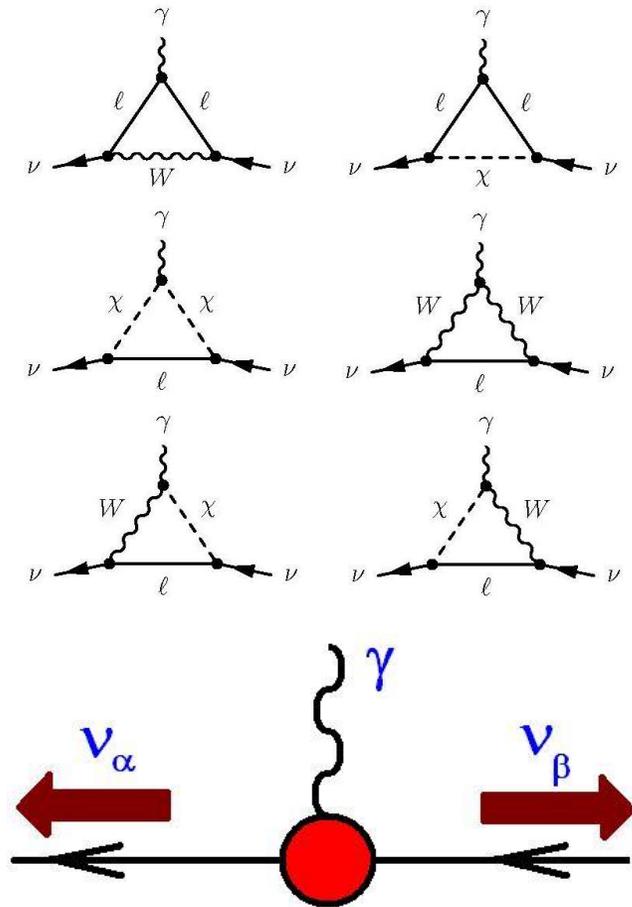
Введение

Мотивация: осцилляции нейтрино во внешних полях

- Взаимодействие нейтрино с внешними полями (вещество и магнитное поле) играет важную роль при эволюции астрофизических нейтрино.
- Резонансное усиление осцилляций солнечных нейтрино в веществе (эффект Михеева-Смирнова-Вольфенштейна) – наиболее правдоподобное решение проблемы дефицита нейтрино от Солнца.
- Сильные магнитные поля и плотное вещество при взрыве сверхновой звезды существенным образом влияют на осцилляции нейтрино от сверхновой.
- Ранее описание нейтринных осцилляций во внешних полях производилось на основе квантовомеханического подхода.
- Требуется построение формализма для описания осцилляций нейтрино во внешних полях использующего методы теории поля.
- Ранее такие подходы применялись, главным образом, в отношении осцилляций нейтрино в вакууме.

Взаимодействие нейтрино с магнитным полем

- Заряд нейтрино, с высокой точностью, равен нулю: $|e_\nu| < 10^{-12} e_0$ (Studenikin, 2014).
- Нейтрино могут обладать аномальными магнитными моментами.
- Верхняя граница на магнитные моменты нейтрино: $\mu < 10^{-11} \mu_B$ (Beda et al., 2012).
- Под действием внешнего магнитного поля левые (активные) нейтрино одного поколения могут перейти в правые (стерильные) частицы другого типа.



Мотивация: магнитные и гипермагнитные поля в ранней вселенной

- Помимо галактических магнитных полей $B \sim 10^{-6}$ G, возможно существование межгалактических магнитных полей в нашей вселенной.
- Neronov, et al. (2010) определили нижнюю границу на напряженность $B_{\text{межгалакт}} > 10^{-16}$ G на масштабе $\Lambda_B > 1$ Mpc.
- МГД механизмы генерации магнитных полей не могут объяснить возникновение полей с таким пространственными масштабами.
- Альтернативный механизм основан на генерации поля в ранней вселенной, например, во время электрослабого фазового перехода (ЭСФП). Далее это поле эволюционировало за счет МГД динамо, а его масштаб увеличивался из-за расширения вселенной.

Мотивация: сильные астрофизические магнитные поля

- Компактные звезды (пульсары) могут обладать сильными магнитными полями $B \sim 10^{12}$ G: усиление поля за счет сохранения потока при коллапсе звезды.
- Мазец и др. (1979); Fahlman & Gregory (1981) обнаружили аномальные рентгеновские пульсары и источники повторяющегося мягкого гамма излучения, которые были признаны сильно замагниченными компактными звездами с $B > 10^{15}$ G, или магнитарами.
- Несмотря на многочисленные теоретические модели магнитаров, ни одна из них не может предсказать все наблюдательные данные.

Глава 1

Осцилляции нейтрино в веществе под действием сильного магнитного поля

Описание осцилляций нейтрино во внешних полях на основе релятивистской квантовой механики

- Система флейворных нейтрино в веществе под действием внешнего магнитного поля.

$$L = \sum_{\lambda} (\bar{\nu}_{\lambda L} i\gamma^{\mu} \partial_{\mu} \nu_{\lambda L} + \bar{\nu}_{\lambda R} i\gamma^{\mu} \partial_{\mu} \nu_{\lambda R})$$

- Начальные условия:

$$\nu_{\lambda L, R}(\mathbf{r}, t = 0) = \xi_{\lambda}(\mathbf{r})$$

- Требуется найти волновые функции в последующие

моменты времени: $\nu_{\lambda L, R}(\mathbf{r}, t) = ?$ при $t > 0$

$$- \sum_{\lambda\lambda'} (m_{\lambda\lambda'}^D \bar{\nu}_{\lambda L} \nu_{\lambda' R} + m_{\lambda\lambda'}^L \nu_{\lambda L}^T C \nu_{\lambda' L} + m_{\lambda\lambda'}^R \nu_{\lambda R}^T C \nu_{\lambda' R} + h.c.)$$

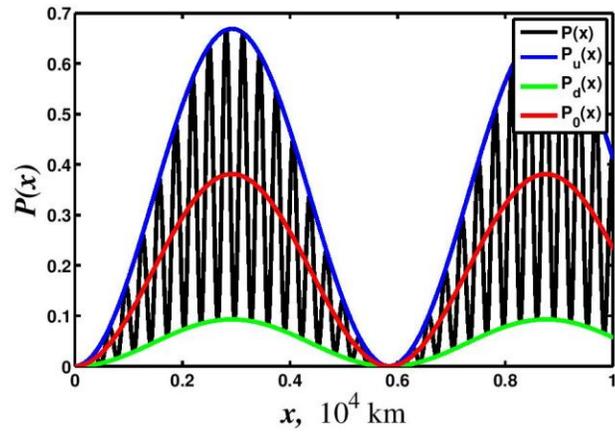
$$- \sum_{\lambda} f^{\mu} \bar{\nu}_{\lambda L} \gamma^{\mu} \nu_{\lambda L} - \frac{1}{2} \sum_{\lambda\lambda'} (M_{\lambda\lambda'} \bar{\nu}_{\lambda L} \sigma_{\mu\nu} \nu_{\lambda' R} F^{\mu\nu} + h.c.)$$

При решении начальной задачи используются точные решения уравнений Дирака для массовых состояний с учетом внешних полей

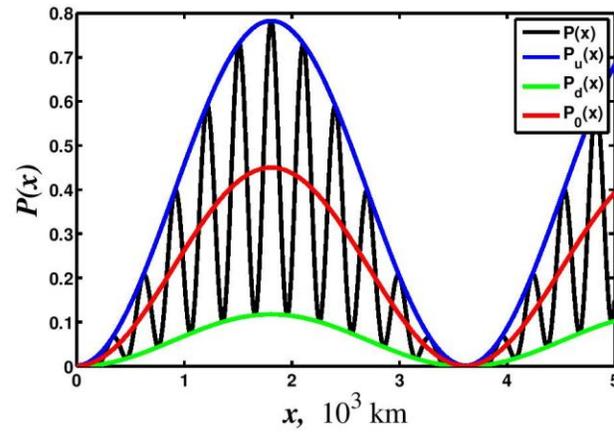
Результаты

- Начальная задача для системы массивных флейворных нейтрино, которые могут быть как дираковскими так и майорановскими, была решена для случая распространения нейтрино в вакууме, в веществе и в магнитном поле.
- Стандартное квантовомеханическое описание осцилляций нейтрино было воспроизведено в рамках подхода основанного на релятивистской квантовой механике.
- Поправки к квантовомеханическому описанию осцилляций были получены.
- На основе общих формул рассмотрены некоторые астрофизические приложения.

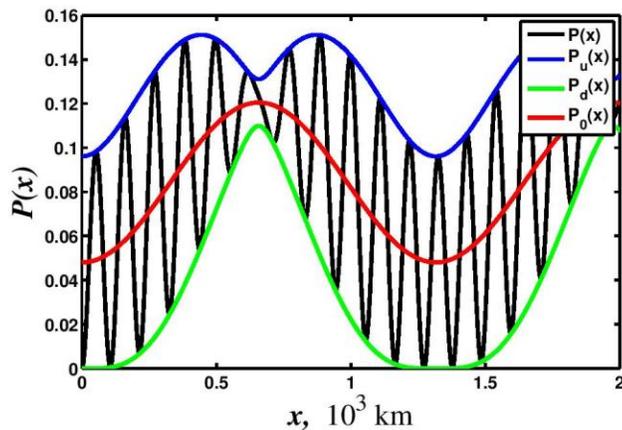
Спин-флейворные осцилляции дираковских нейтрино $\nu_{eL} \rightarrow \nu_{\mu R}$ в намагниченной оболочке после взрыва сверхновой



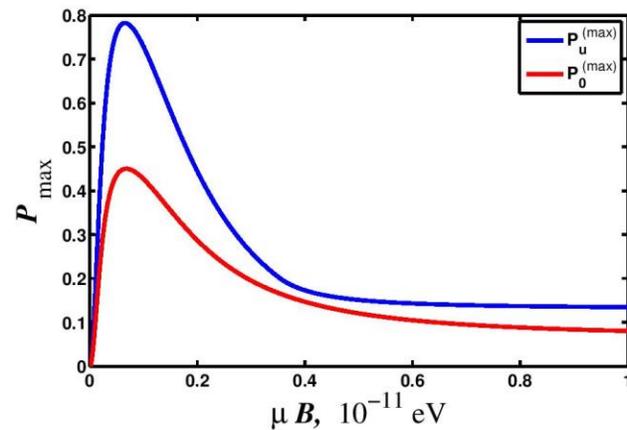
(a)



(b)



(c)

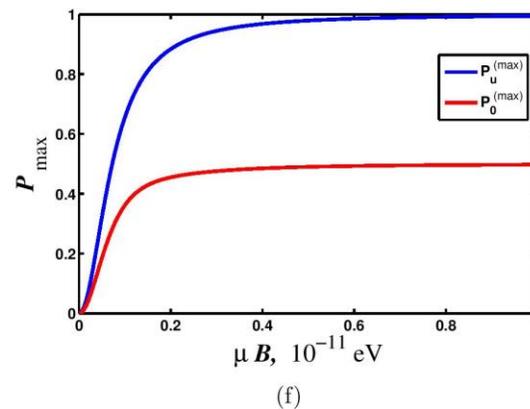
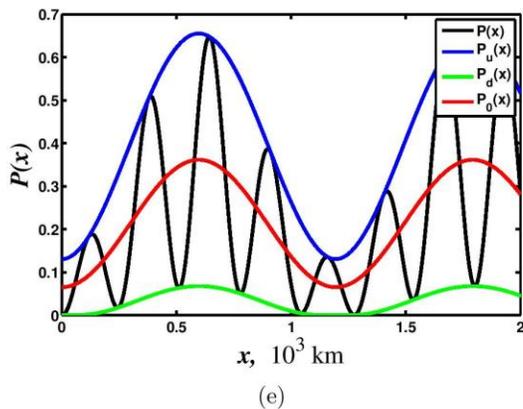
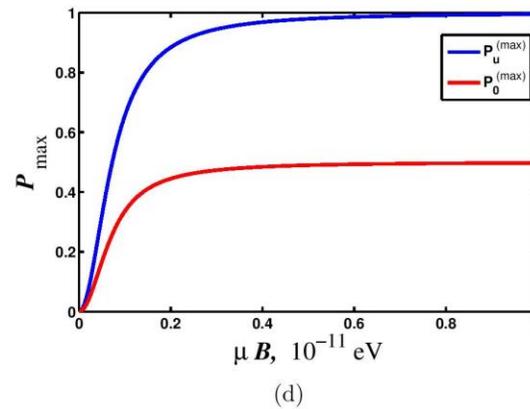
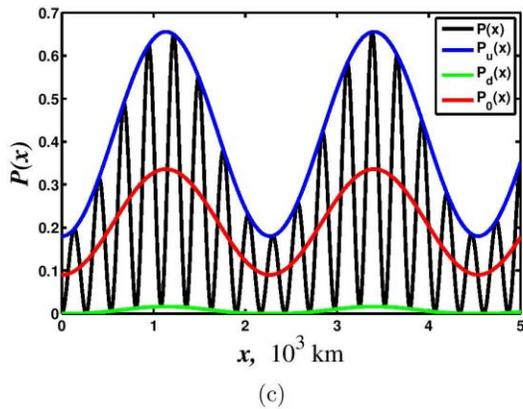
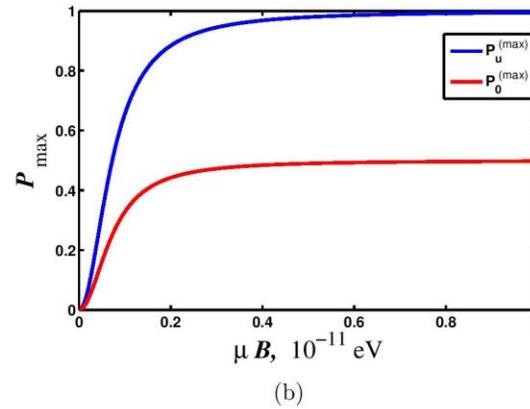
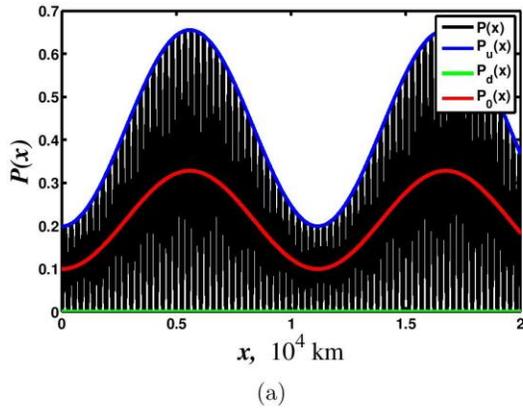


(d)

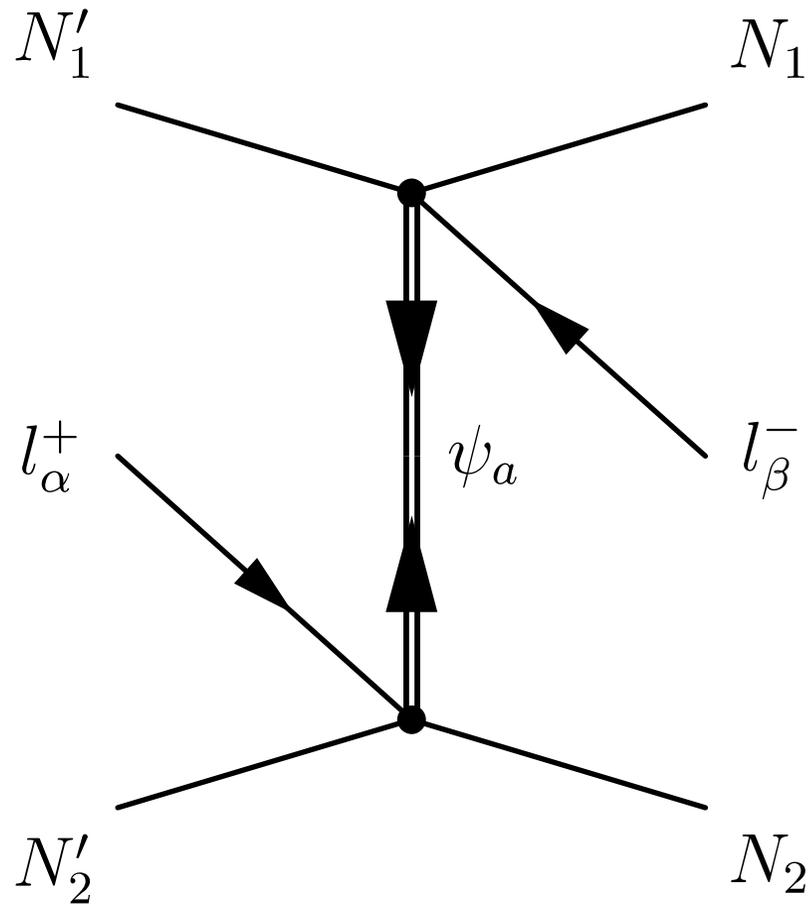
- $\Delta m^2 = 8 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\theta_{\text{vac}} = 0.6$.
- $E_\nu = 10 \text{ MeV}$.
- Изоскалярное вещество: $n_e = n_p = n_n$.
- $\rho = 50 \text{ g/cm}^3$.
- Большой переходный момент нейтрино
- (a) $\mu B = 3.5 \times 10^{-13} \text{ eV}$.
- (b) $\mu B = 6.6 \times 10^{-13} \text{ eV}$.
- (c) $\mu B = 5 \times 10^{-12} \text{ eV}$.
- Если $\mu = 10^{-11} \mu_B$, то $B \sim (10^6 - 10^7) \text{ G}$.

Спин-флейворные осцилляции майорановских нейтрино $\nu_{eL} \rightarrow \nu_{\mu R}$ в намагниченной оболочке после взрыва сверхновой

- (a), (c), (e): $\mu B = 10^{-12}$ eV.
- (a) и (b): $\rho = 20$ g/cm³.
- (c) и (d): $\rho = 100$ g/cm³.
- (e) и (f): $\rho = 200$ g/cm³.



Осцилляции нейтрино в веществе в рамках квантовой теории поля



- Вычисляется фейнмановская диаграмма.
- Точки 1 и 2 являются макроскопически разнесенными в пространстве.
- Нейтрино является виртуальной частицей.
- Если поглощается и излучается лептоны с разным знаком заряда, то виртуальное нейтрино является майорановской частицей.
- Данный тип осцилляций аналогичен редкому и пока не обнаруженному безнейтринному двойному бета-распаду ($0\nu 2\beta$): $(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2e^-$.
- Поскольку ($0\nu 2\beta$)-распад происходит в плотном веществе внутри ядра, необходимо исследовать влияние вещества на распространение нейтрино.
- Пропагатор нейтрино показан широкой линией поскольку в нем точно учитывается вклад ядерного вещества.

Результат вычисления сечения процесса

- Рассмотрен случай пропагатора нейтрино диагонального в массовом базисе.
- Полное сечение процесса подавлено если импульс нейтрино $p_a = (E_a^2 - m_a^2)^{1/2}$ меньше эффективного потенциала взаимодействия: $p_a < V_a \sim G_F n_{\text{matter}}$.
- Вклад гипотетических массивных майорановских нейтрино в $(0\nu 2\beta)$ -распад незначительный.

Глава 2

Сильные магнитные и гипермагнитные поля в ранней вселенной

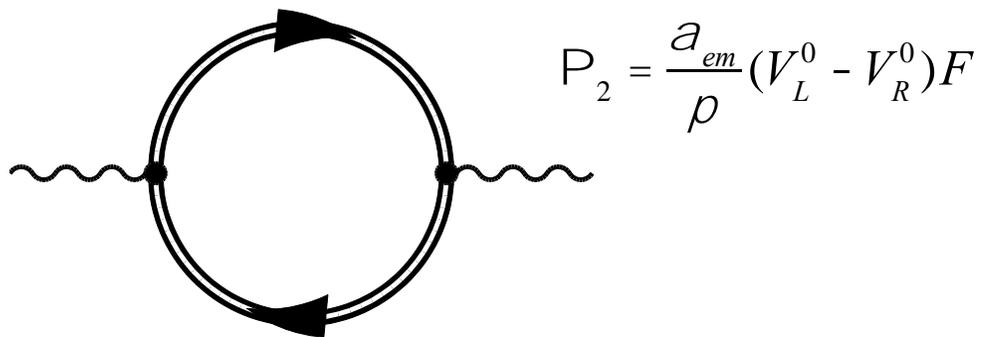
Неустойчивость магнитного поля в электрон-позитронной плазме и нейтринном газе

Поляризационный оператор фотона в среде, где присутствует взаимодействие нарушающее четность

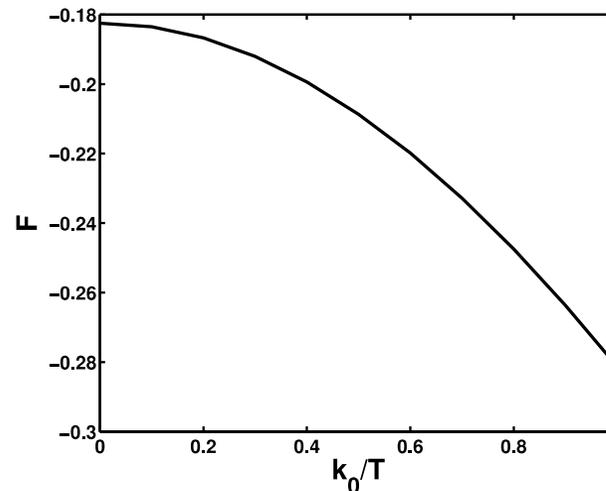
$$P_{mn}(k) = \left(g_{mn} - \frac{k_m k_n}{k^2} \right) P_T + e_m e_n P_L + i e_{mnab} k^a (V_L^b - V_R^b) P_P$$

Если $\Pi_2 = (V_L^0 - V_R^0) \Pi_P \neq 0$, то возникает ток $\mathbf{J} = \Pi_2 \mathbf{B}$ и магнитное поле становится неустойчивым

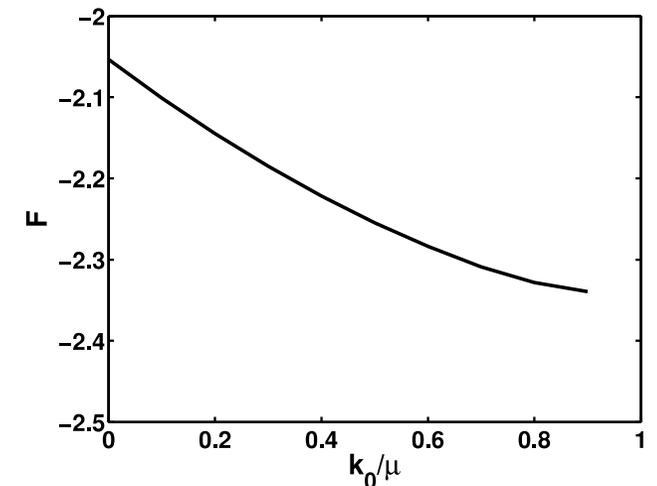
$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \alpha (\nabla \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B}, \quad \alpha = \frac{\Pi_2}{\sigma}, \quad \Pi_2 \equiv \Pi_2(k_0 = 0), \quad \eta = \frac{1}{\sigma}$$



Вычисление поляризационного оператора производилось в мацубаровской технике соответствующей ненулевой температуре и химическому потенциалу плазмы.



(a)



(b)

(a) Горячая релятивистская плазма, (b) вырожденный релятивистский газ.

Эволюция магнитных полей в ранней вселенной под действием нейтринной асимметрии

Параметр Черн-Саймонса Π_2 , $L_{CS} = \Pi_2(\mathbf{AB})$, отличен от нуля если существует нейтринная асимметрия $\Delta n = n(\nu) - n(\text{anti-}\nu) \neq 0$ и $F(k_0 \ll T) \neq 0$.

Проблема современной космологии: существует ли $\Delta n \neq 0$?

Предположив, что космические магнитные поля возникают в рамках предложенного подхода, необходимо считать, что пространственный масштаб меньше размера горизонта.

$$\Lambda_B = \frac{\eta}{|\alpha|} < l_H = H^{-1}, \alpha = \frac{\Pi_2}{\sigma}, \sigma = 10^2 T$$

Получаем нижнюю границу на нейтринные асимметрии

$$\xi_\nu = \left| \xi_{\nu_e} - \xi_{\nu_\mu} - \xi_{\nu_\tau} \right| > \frac{1.1 \times 10^{-6} \sqrt{g^*/106.75}}{(T/\text{MeV})} \quad \xi_\nu = \frac{\mu_\nu}{T} = \frac{6\Delta n_\nu}{T^3}$$

Полученная нижняя граница согласуется с верхним ограничением из первичного нуклеосинтеза (Dolgov et al., 2002; Mangano et al., 2012): $|\xi_\nu| < 0.07$.

Неустойчивость магнитного поля в ранней вселенной за счет кирального магнитного эффекта в присутствии МГД турбулентности

Уравнения эволюции магнитного поля в турбулентном веществе с учетом КМЭ (Vilenkin, 1980)

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} + \frac{\Pi}{\sigma} (\nabla \times \mathbf{B}), \quad \Pi = \frac{2\alpha_{em}}{\pi} \mu_5, \quad \mu_5 = \frac{1}{2} (\mu_R - \mu_L)$$

Вместо исследования уравнения Навье-Стокса, описывающего эволюцию скорости в плазме \mathbf{v} , используем приближение МГД турбулентности. Феноменологический параметр τ_d соответствует времени кулоновских столкновений в плазме

$$\mathbf{v} = \frac{\tau_d}{\varepsilon + P} (\mathbf{j} \times \mathbf{B})$$

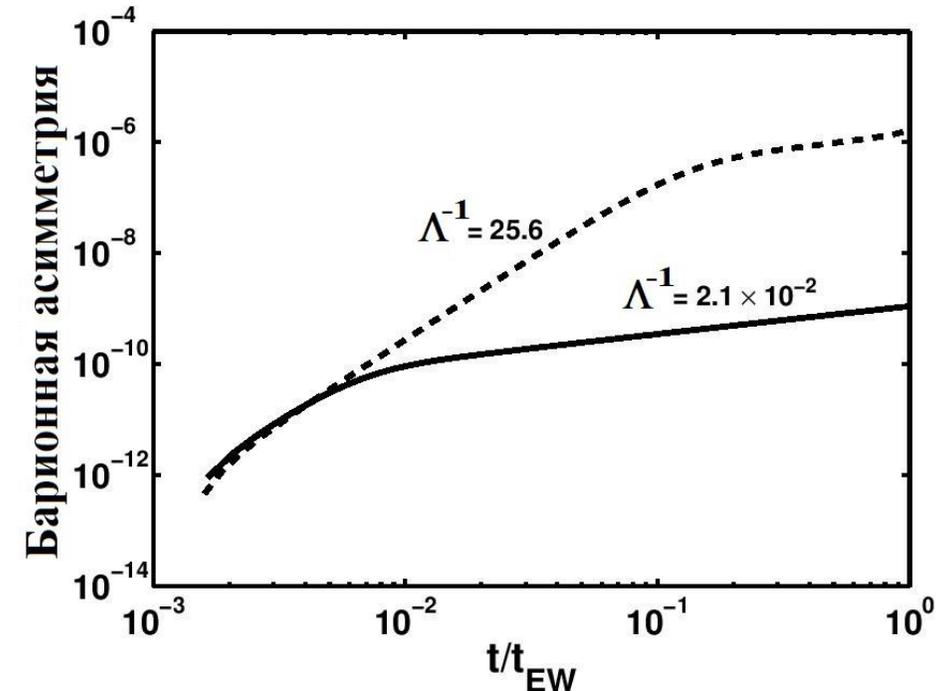
- Были выведены кинетические уравнения для описания эволюции спектров магнитной спиральности и магнитной энергии учитывающие КМЭ и МГД-турбулентность.
- Показано, что МГД-турбулентность не может усиливать магнитное поле, в противоположность Campanelli (2007), Sigl et al. (2017).
- Проанализирована эволюция магнитного поля в турбулентной плазме в ранней вселенной после ЭСФП.

Гипермагнитные поля в ранней вселенной

- При температуре $T > 100 \text{ GeV}$ в плазме ранней вселенной произошел ЭСФП и симметрия стандартной модели была восстановлена до $SU(2)_L \times U(1)_Y$.
- Вместо электромагнитного поля A^μ следует рассматривать безмассовое гиперзарядовое поле $Y^\mu = \sin\theta_W Z^\mu + \cos\theta_W A^\mu$, являющееся прародителем максвелловского.
- По аналогии с напряженностями электромагнитного поля можно рассмотреть гиперэлектрическое и гипермагнитное поля $F_{\mu\nu} \rightarrow Y_{\mu\nu} = (\mathbf{E}_Y, \mathbf{B}_Y)$.
- Поскольку до ЭСФП лептоны безмассовые, то при исследовании их эволюции под действием гипермагнитных полей необходимо учитывать не только правые электроны (Giovannini & Sharoshnikov, 1998), но и левые фермионы – из-за абелевой аномалии, а также сфалеронные переходы.
- Необходимость исследования асимметрий лептонов на этой стадии эволюции вселенной мотивирована тем, что различные модели лептогенезиса используют величины асимметрий на момент ЭСФП (Boyarsky et al., 2012).

Лепто- и бариогенезис под действием гипермагнитных полей в ранней вселенной до ЭСФП

- Был изучен лептогенезис в сильных гипермагнитных полях до ЭСФП.
- Используя закон сохранения 'т Хоофта ($B - L = \text{const}$) на этой основе был исследован бариогенезис.
- Учет левых лептонов не оказывает сильного влияния на генерируемую барионную асимметрию к моменту ЭСФП.
- Сфалеронные переходы не успевают разрушить барионную асимметрию.



Можно указать такой масштаб затравочного гипермагнитного поля $\Lambda^{-1} \sim 10^{-2}$, при котором вычисленная барионная асимметрия оказывается порядка наблюдаемой $\sim 10^{-10}$.

Глава 3

Генерация сильных магнитных полей в компактных звездах

Модель генерации магнитного поля в магнитарах основанная на киральном магнитном эффекте и электрослабом взаимодействии кварков

- Рассмотрим компактную звезду содержащую кварковое вещество: кварковую или гибридную звезду.
- Кварковое вещество является сильно вырожденным: $\mu_u = 239 \text{ MeV}$ and $\mu_d = 301 \text{ MeV}$
- Vuballa & Carignano (2016) предсказывают, что киральный фазовый переход может произойти при таких плотностях. Следовательно легкие u и d кварки становятся эффективно безмассовыми.
- Vilenkin (1980); Dvornikov (2016) показали, что КМЭ может иметь место при восстановленной киральной симметрии.
- Кварки могут взаимодействовать посредством электрослабых сил, нарушающих пространственную четность.
- Dvornikov & Semikoz (2015) нашли поправку к КМЭ за счет электрослабого взаимодействия фермионов.
- Данная поправка приводит к неустойчивости магнитного поля, которая вызывает усиление затравочного поля.
- Можно ожидать роста затравочного поля $B_0 = 10^{12} \text{ G}$, характерного для пульсаров, до напряженностей предсказываемых в магнитарах.

Эволюция крупномасштабного магнитного поля в магнитаре за счет КМЭ и электрослабого взаимодействия между кварками

(a) $\Lambda_B = 1 \text{ km}$,

$T_0 = 10^8 \text{ K}$

(b) $\Lambda_B = 10^2 \text{ m}$,

$T_0 = 10^8 \text{ K}$

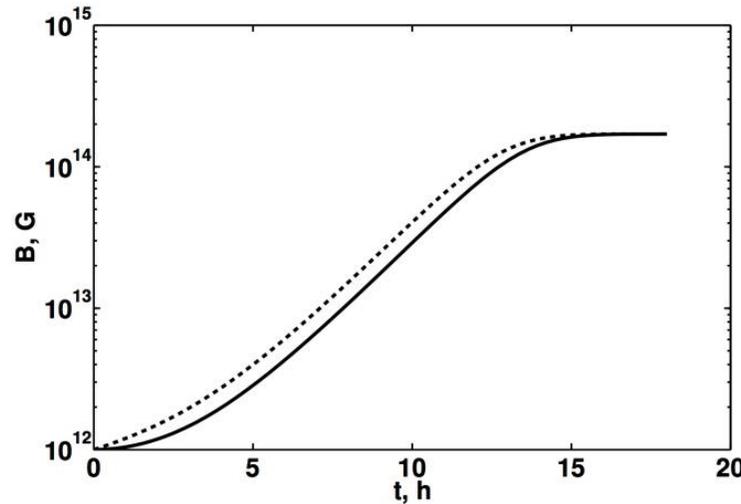
(c) $\Lambda_B = 1 \text{ km}$,

$T_0 = 10^9 \text{ K}$

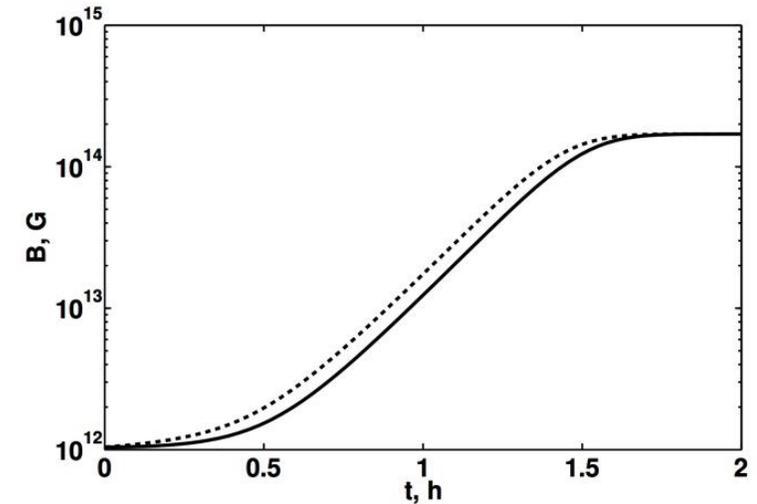
(d) $\Lambda_B = 10^2 \text{ m}$,

$T_0 = 10^9 \text{ K}$

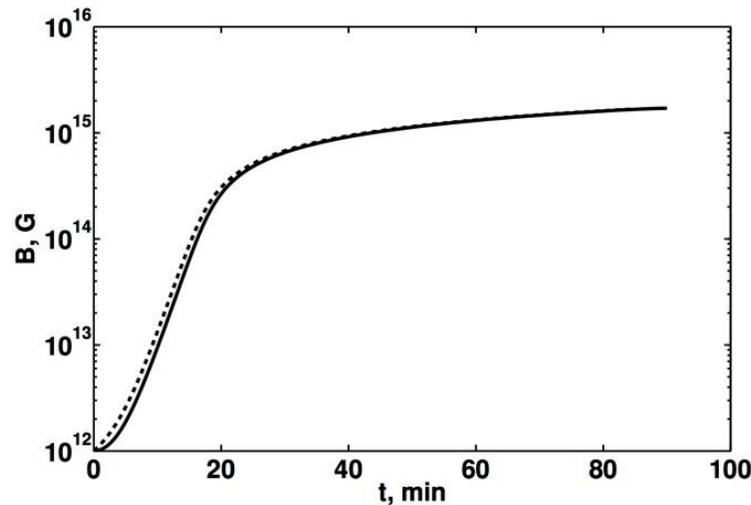
Сплошные линии –
нулевая начальная
спиральность;
штриховые линии
– максимальная
начальная
спиральность.



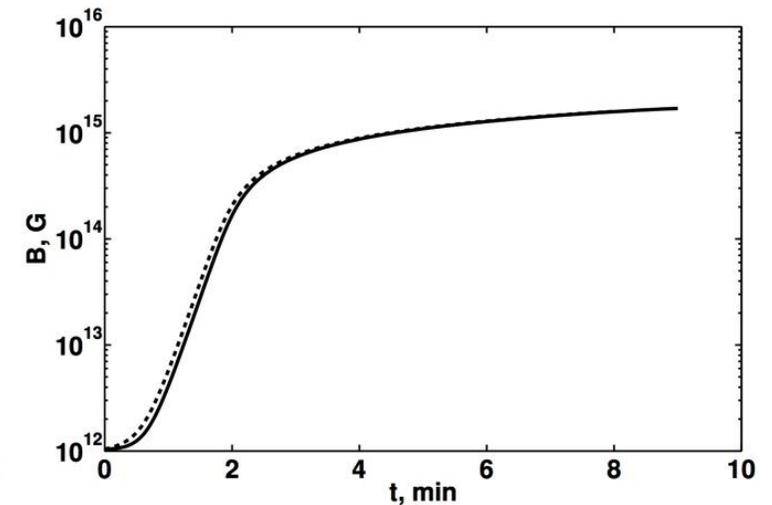
(a)



(b)



(c)



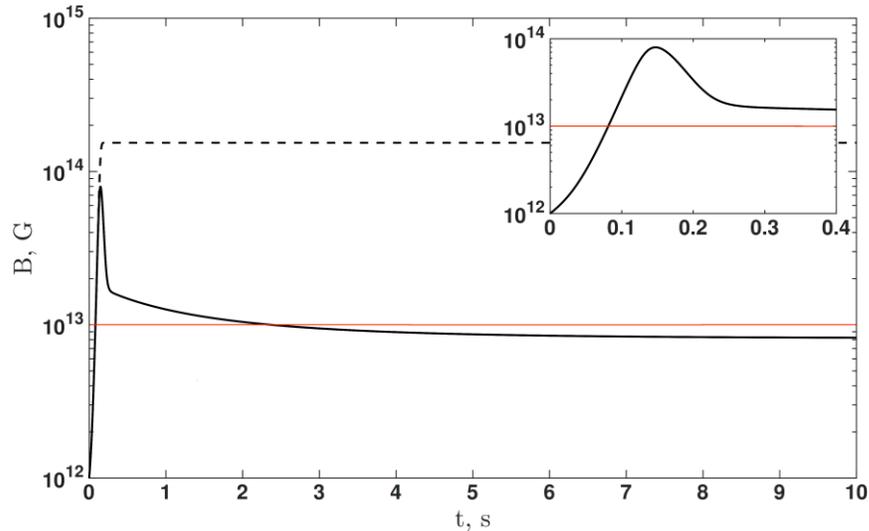
(d)

Вспышки магнитаров

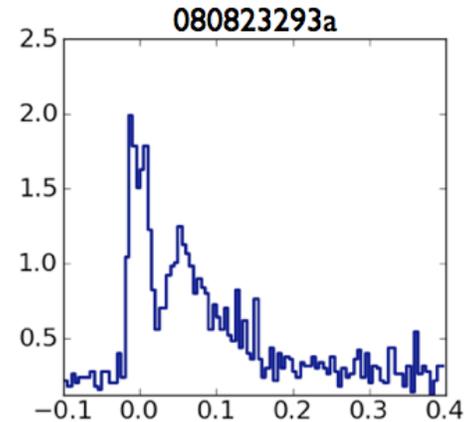
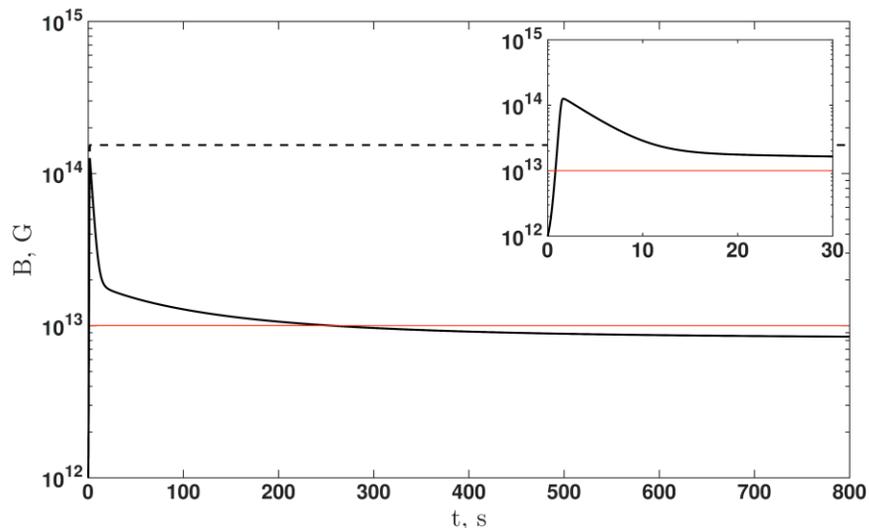
- Магнитары наблюдаются по их электромагнитному излучению в рентгеновском и гамма диапазонах, которое имеет вид коротких и гигантских вспышек.
- Вспышки магнитаров вызываются магнитным пересоединением в магнитосфере компактной звезды.
- Данное явление связано с пластической деформацией коры звезды.
- Beloborodov & Levin (2014) предположили, что пластическая деформация коры вызывается термопластической волной (ТПВ), распространяющейся из внутренних частей звезды.
- Lander (2016) нашел, что распространение ТПВ возможно, если напряженность магнитного поля не менее 10^{13} G.
- Li et al. (2016) обнаружили, что для генерации вспышки магнитара необходима флуктуация магнитного поля с характерным масштабом Λ_B порядка нескольких метров.
- Физические процессы возбуждающие ТПВ неизвестны.
- В диссертации построена модель мелкомасштабной флуктуации магнитного поля, за счет КМЭ, электрослабого взаимодействия фермионов и МГД-турбулентности, которая может генерировать ТПВ и вызвать вспышку магнитара.

Мелкомасштабные флуктуации магнитного поля и вспышки магнитаров

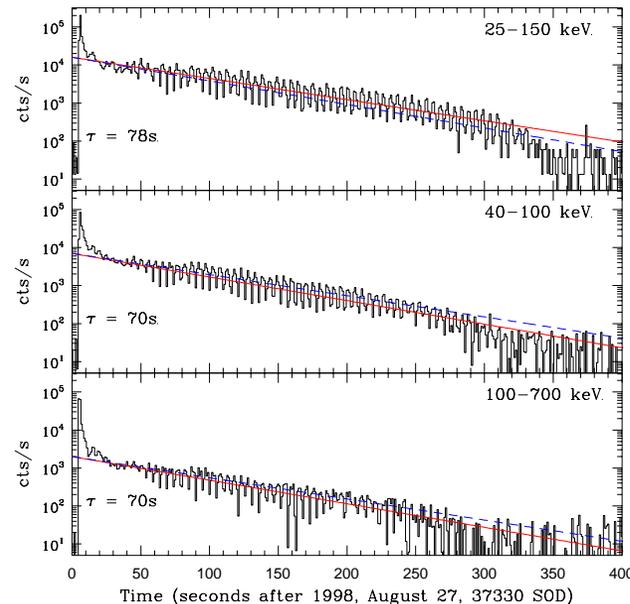
- $T_0 = 10^8$ K, $1 \text{ cm} < \Lambda_B < 10 \text{ cm}$



- $T_0 = 10^8$ K, $10 \text{ cm} < \Lambda_B < 1 \text{ m}$



Короткая вспышка SGR J0501+4516 согласно наблюдениям Fermi/GBM; Huppenkothen et al. (2013)



Обработка наблюдений гигантской вспышки SGR 1900+14 27 августа 1998 согласно наблюдениям BeppoSAX и Ulysses; Feroci et al. (2001)

Основные положения выносимые на защиту: нейтрино во внешних полях

- Разработан формализм для описания флейворных и спин-флейворных осцилляций нейтрино в веществе под действием внешнего магнитного поля. Сформулирована начальная задача для системы флейворных нейтрино, позволяющая проинтерпретировать эффективную квантовомеханическую волновую функцию, используемую для описания осцилляций нейтрино. Данная задача решена для широкого класса внешних полей, что дало возможность описать осцилляции дираковских и майорановских нейтрино в реальных астрофизических средах, таких как расширяющаяся оболочка после взрыва сверхновой.
- Описаны осцилляции между нейтрино и антинейтрино в фоновом веществе с использованием квантовой теории поля. Получена вероятность перехода, которая позволяет рассмотреть влияние плотного ядерного вещества на $(0\nu 2\beta)$ -распад.

Основные положения выносимые на защиту: космологические магнитные поля

- Вычислен антисимметричный член в поляризаационном операторе фотона в плазме лептонов, которые электрослабо взаимодействуют с нейтринным газом. Обнаружено, что данный член ответственен за неустойчивость внешнего магнитного поля приводящего к его росту. На этой основе изучена генерация магнитных полей за счет нейтринной асимметрии в ранней вселенной и при взрыве сверхновой. Показано, что в этих случаях можно ожидать значительного роста затравочного поля.
- Рассмотрено влияние асимметрий левых лептонов и хиггсовских бозонов, а также сфалеронных переходов, на эволюцию гиперзарядовых полей в ранней вселенной до ЭСФП. Используя этот результат, построены модели лептогенезиса и бариогенезиса под действием гипермагнитного поля. Исследован вклад левых лептонов, а также затравочного гипермагнитного поля, в процесс генерации барионной асимметрии вселенной.

Основные положения выносимые на защиту: сильные магнитные поля в астрофизике

- Получена поправка к КМЭ за счет электрослабого взаимодействия между заряженными фермионами, которая приводит к неустойчивости магнитного поля. На этой основе построена модель генерации сильных крупномасштабных магнитных полей в кварковом веществе. В рамках данной модели показано, что характеристики генерируемых полей близки к предсказываемым в магнитарах.
- Исследована роль массы заряженных фермионов на возникновение КМЭ в присутствии электрослабого взаимодействия с фоновым веществом. Используя метод точных решений волнового уравнения в присутствии внешних полей, а также вычисление антисимметричного вклада в поляризационный оператор фотона, показано, что ненулевая масса фермионов нивелирует появление КМЭ. Данный результат связан с нарушением киральной симметрии.
- Рассмотрено влияние МГД-турбулентности на эволюцию магнитного поля в релятивистской плазме. Обнаружено, что данный вид турбулентности не может приводить к усилению затравочного поля. Рассмотрев, наряду с МГД-турбулентностью, вклады КМЭ и электрослабого взаимодействия между кварками в плотном веществе компактной звезды, была построена модель для описания вспышек магнитаров вызванных мелкомасштабными флуктуациями магнитного поля внутри звезды.

Общие результаты

- Результаты работы опубликованы в 30 статьях в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных ВАК.
- По результатам работы сделаны доклады на 24 международных конференциях и многочисленных научных семинарах в России и за рубежом.
- Всего имеется 70 публикаций в рецензируемых научных изданиях.