Возможные макрофизические проявления гипотетического нейтринного заряда.

Ю. С. Копысов (ИЯИ РАН)

Доклад на научной сессии-конференции секции ЯФ ОФН РАН

«Физика фундаментальных взаимодействий»

21-25 ноября 2011 г.

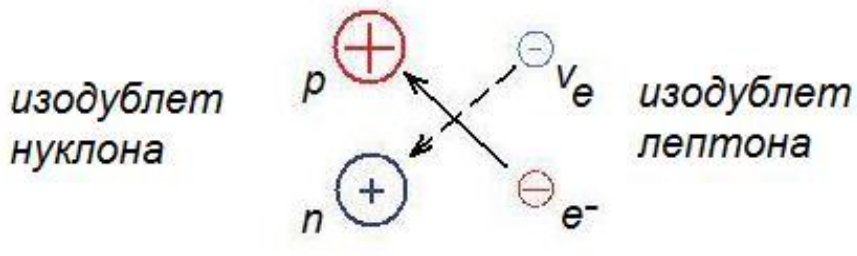
Аннотация

- Нейтринный заряд со своим векторным калибровочным полем, введённый в физику частиц с целью объяснения низкой скорости счёта солнечных нейтрино в хлор-аргоновом нейтринном детекторе Р. Дэвиса, находит своё естественное место в расширенной модели электрослабого взаимодействия Вайнберга-Салама. Смысл расширения состоит в симметричном включении наряду с левокиральным также и правокирального сектора взаимодействия со своим набором промежуточных и хиггсовых бозонов и своими значениями угла Вайнберга и вакуумного среднего поля Хиггса. Свобода выбора угла Вайнберга в правом секторе позволяет подобрать значение нейтринного заряда таким образом, чтобы он удовлетворял будущим экспериментальным измерениям. Первые ограничения на значение нейтринного заряда получены из экспериментов с солнечными нейтрино. Из этих же экспериментов и экспериментов по измерению массы электронного нейтрино удаётся получить ограничение на магнитный момент нейтринного типа для ν_e: $\mu_\nu \leq \mu_B$, где μ_B – электронный магнетон Бора. Обнаруженные новые физические свойства нейтрино позволяют по-новому взглянуть на многие нерешённые проблемы астрофизики. Удаётся, в частности, объяснить такие явления, как вариации скорости счёта солнечных нейтрино в экспериментах Р. Дэвиса, сброс оболочки коллапсирующей звезды при вспышке сверхновой, ускорение атомных ядер до сверхвысоких энергий в поле коллапсирующей звезды, наблюдавшийся отклик гравитационных антенн на катастрофические процессы в недрах Сверхновой SN 1987A, вспыхнувшей в Большом Магеллановом Облаке 23 февраля 1987 г. Открываются также новые возможности в исследовании проблемы происхождения магнитных полей в недрах звёзд и планет.

I. Теоретические основы физики нейтринного заряда.

- Нейтринный заряд был введён в работе [Ю. С. Копысов, Ю. И. Стожков, Д. Н. Корольков, Изв. РАН, 2001, т. 65, №11, стр. 1667].
- Была поставлена цель проверить, нельзя ли объяснить низкую скорость счёта в детекторах солнечных нейтрино при их прохождении через недра Солнца. Для этой цели был необходим теоретический аппарат для расчёта диссипации энергии при взаимодействии нейтрино с веществом Солнца.
- Аппарат **нейтринного заряда со своим калибровочным полем** оказался весьма удобным для этой цели.

Мы исходили из простых соображений симметрии:



Если отрицательный заряд электрона нейтрализует положительный заряд протона, то нейтринный заряд нейтрино, если таковой существует, должен нейтрализовать противоположный по знаку нейтринный заряд нейтрона.

Нейтринный заряд нетрино Q_ν мы приняли отрицательным, а заряд нейтрона – положительным.

По аналогии с формулой Гелл-Мана-Нишиджимы для электрического заряда нуклона

$$Q_e = I_3 + Y/2$$

мы приняли для нейтринного заряда нуклона аналогичную формулу

$$Q_\nu = -I_3 + Y/2$$

В нижеследующей таблице приведены предполагаемые значения нейтринного заряда для интересующих нас частиц.

Таблица. Барионное число, изоспин, электрический и гипотетический нейтринный заряды различных частиц.

Частица	Квантовое число			
	B	I_3	Q_e	Q_ν
u	1/3	1/2	2/3	–1/3
d	1/3	–1/2	–1/3	2/3
s	1/3	0	–1/3	2/3
c	1/3	0	2/3	–1/3
p (uud)	1	1/2	+1	0
n (udd)	1	–1/2	0	+1
α ($ppnn$)	4	0	2	2
e^-, μ^-, τ^-	0	–	–1	0
ν_e, ν_μ, ν_τ	0	–	0	–1
$\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$, $\bar{\nu}_\tau$	0	–	0	+1

Расчёты энергетических потерь нейтрино в недрах Солнца показали, что проблему дефицита солнечных нейтрино удаётся решить, если принять для величины нейтринного заряда следующее значение:

$$e_\nu = e_2 = 2 \cdot 10^{-4} e_1, \text{ где } e_1 - \text{заряд электрона.}$$

Символ	Состав	Q_e	Q_ν	I	I_3	B	Y	S	C	b	T	J
u	–	+2/3	–1/3	1/2	+1/2	1/3	1/3	0	0	0	0	1/2
d	–	–1/3	+2/3	1/2	–1/2	1/3	1/3	0	0	0	0	1/2
s	–	–1/3	+2/3	0	0	1/3	–2/3	–1	0	0	0	1/2
c	–	+2/3	–1/3	0	0	1/3	4/3	0	1	0	0	1/2
b	–	–1/3	+2/3	0	0	1/3	–2/3	0	0	–1	0	1/2
t	–	+2/3	–1/3	0	0	1/3	4/3	0	0	0	1	1/2
e^-	–	–1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1/2
ν_e	–	0	–1	0	0	0	0	0	0	0	0	1/2
e^+	–	+1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1/2
$\tilde{\nu}_e$	–	0	+1	0	0	0	0	0	0	0	0	1/2
p	uud	+1	0	1/2	+1/2	1	1	0	0	0	0	1/2
n	udd	0	+1	1/2	–1/2	1	1	0	0	0	0	1/2
Λ^0	$[ud]s$	0	+1	0	0	1	0	–1	0	0	0	1/2
Σ^+	uus	+1	0	1	+1	1	0	–1	0	0	0	1/2
Σ^0	$\{ud\}s$	0	+1	1	0	1	0	–1	0	0	0	1/2
Σ^-	dds	–1	+2	1	–1	1	0	–1	0	0	0	1/2
Ξ^0	uss	0	+1	1/2	+1/2	1	–1	–2	0	0	0	1/2
Ξ^-	dss	–1	+2	1/2	–1/2	1	–1	–2	0	0	0	1/2
Λ_c^+	$[ud]c$	+1	0	0	0	1	2	0	1	0	0	1/2
Σ_c^{++}	uuc	+2	–1	1	1	1	2	0	1	0	0	1/2
Σ_c^+	$\{ud\}c$	+1	0	1	0	1	2	0	1	0	0	1/2
Σ_c^0	ddc	0	+1	1	–1	1	2	0	1	0	0	1/2
	ucc	+2	–1	1/2	1/2	1	3	0	2	0	0	1/2
	dcc	+1	0	1/2	–1/2	1	3	0	2	0	0	1/2
Ξ_c^+	$[us]c$	+1	0	1/2	1/2	1	1	–1	1	0	0	1/2
Ξ_c^0	$[ds]c$	0	+1	1/2	–1/2	1	1	–1	1	0	0	1/2
Ω_c^0	ssc	0	+1		0	1	0	–2	1	0	0	1/2

Эта таблица демонстрирует необходимость введения двух гиперзарядов -- электронного и нейтринного

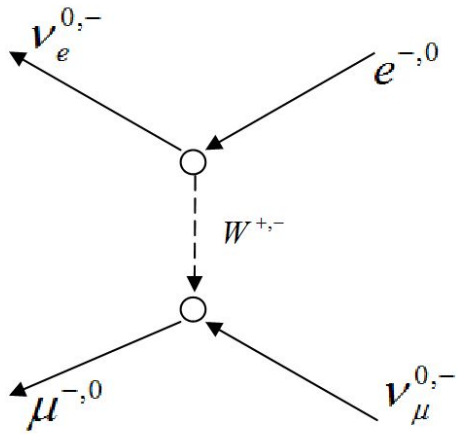
$$Q^w = I_3^w + \frac{1}{2} Y^w,$$

где w пробегает значения e, ν.

Лептонная SU(2)-квантовая хромодинамика

- Введение сохраняющегося нейтринного заряда неизбежно требует, чтобы заряженные промежуточные W-бозоны были носителями нейтринного заряда. Это демонстрирует диаграмма Фейнмана для процесса

$$\nu_{\mu}^{0,-} + e^{-,0} \rightarrow \nu_{e}^{0,-} + \mu^{-,0}$$



На диаграмме электрический заряд стоит на первом месте, нейтринный – на втором.

$$\left.\begin{aligned} W^{+} &\rightarrow W^{+,-} \\ W^{-} &\rightarrow W^{-,+} \\ Z^{0} &\rightarrow Z^{0,0} \end{aligned}\right\}$$

Вывод из этой схемы: промежуточные бозоны являются составными частицами.

- Аналогичное требование распространяется и на другие заряженные бозоны, включая пи-мезоны и мезоны Хиггса!
- Здесь прослеживается рудиментарная связь промежуточных бозонов с глюонами SU(2)-лептонной квантовой хромодинамики.

Нарушенная SU(2)-квантовая хромодинамика

- Обозначаем дублеты лептонов через $l_f(x)$:

$$l_f(x) = l_{fL}(x) \oplus l_{fR}(x),$$

где

$$l_{fL} = \frac{1}{2}(1+\gamma_5)l_f; \quad l_{fR} = \frac{1}{2}(1-\gamma_5)l_f.$$

- Плотность лагранжиана $(\hbar = c = 1)$:

$$L = \sum_f \bar{l}_f \left[\gamma^\mu \left(i\frac{\partial}{\partial x^\mu} - \frac{g}{2} A^a_\mu \tau_a \right) - m_f \right] q_f - \frac{1}{4} F^a_{\mu\nu} F^{\mu\nu}_a + \frac{1}{2} M^2 A^a_\mu A^\mu_a.$$

$$F^a_{\mu\nu} = A^a_{\mu;\nu} - A^a_{\nu;\mu} + g f_{abc} A^b_\mu A^c_\nu,$$

где f_{abc} – структурные константы SU(2)-алгебры,

$$A^\mu_a = (\Phi_a, \vec{A}_a); \quad J^\mu_a = \sum_f \bar{l}_f \gamma^\mu \tau_a l_f = (\rho_a, \vec{J}_a);$$

$$\vec{E}_a = -\dot{\vec{A}}_a + \nabla\Phi_a + g f_{abc} \Phi_b \vec{A}_c.$$

- Глюонный гамильтониан:

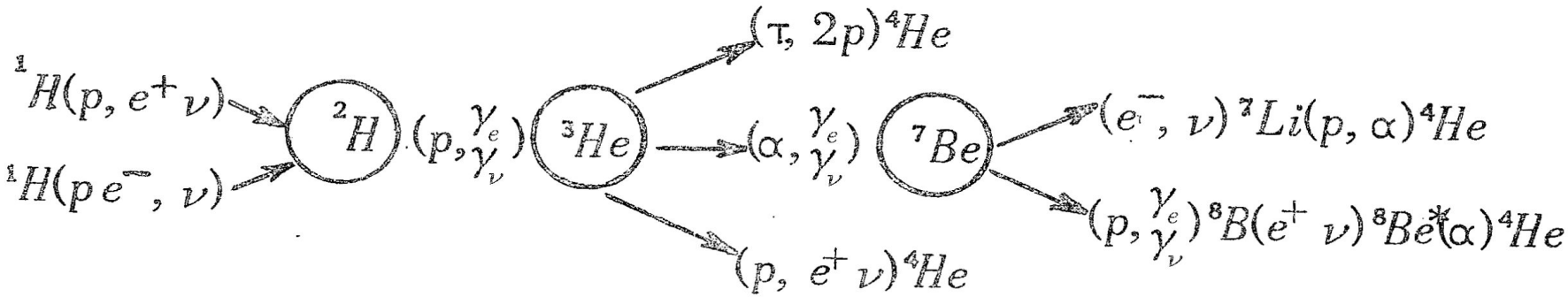
$$H_g = \int d^3x \left[\left(E_a^2 + B_a^2 \right)/2 - g(\vec{J}_a \cdot \vec{A}_a) + M^2 \left(\Phi_a^2 + A_a^2 \right)/2 \right].$$

Или по теореме Гаусса:

$$H_g = \frac{1}{2} \int d^3x \left(E_a^2 + M^2 \Phi_a^2 \right) \Rightarrow \frac{g}{2} \int \rho_a \Phi_a d^3x.$$

- Как показали последующие эксперименты, ***проблему дефицита скорости счёта солнечных нейтрино следует решать в рамках теории нейтринных осцилляций и MSW-эффекта***.
- Решающую роль в этом сыграли измерения в нейтринной обсерватории в Садбери (SNO). В качестве детектора нейтрино использовалась тяжёлая вода с растворённой в ней солью NaCl.
- NaCl использовался для регистрации нейтронов от расщепления дейтерия.

II. Солнечные нейтрино и ограничения на величину нейтринного заряда.



Результаты эксперимента SNO:

Тип реакции	Реакция	Измеренный поток в единицах 10^6 см$^{-2}$с$^{-1}$
(CC)	$\nu_e + d \to p + p + e^-$	$\varphi_{CC} = 1,70 \pm 0.07(\text{stat})^{+0.09}_{-0.10}(\text{syst})$,
(NC)	$\begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \nu_e\\ \nu_\tau\end{pmatrix} + d \to p + n + \begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \nu_e\\ \nu_\tau\end{pmatrix}$	$\varphi_{NC} = 4,90 \pm 0.24(\text{stat})^{+0.29}_{-0.27}(\text{syst})$,
(ES)	$\begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \nu_e\\ \nu_\tau\end{pmatrix} + e^- \to \begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \nu_e\\ \nu_\tau\end{pmatrix} + e^-$	$\varphi_{ES} = 2,13\,^{+0.29}_{-0.28}(\text{stat})^{+0.15}_{-0.08}(\text{syst})$,

Предсказания SSM : $\varphi_\nu(^8\text{B}) = 5.05^{+1.01}_{-0.81}$

J. N. Bahcall et al., Ap. J., **555,** 990 (2001).

Область допустимых значений нейтринного заряда и соответствующей постоянной тонкой структуры.

$$\alpha_2 = e_2^2 / \hbar c = (e_2 / e_1)^2 \alpha_1$$

Здесь α_2 – постоянная тонкой структуры нейтринного типа, e_2 – нейтринный заряд, e_1 – электрический заряд.

Введённая изоспинорная симметрия порождает симметрию взаимодействия калибровочных квантов электромагнитного и нейтринного типов с ядрами.

Нас интересует реакция водородной цепи

$$^2\mathrm{H} + p \to {}^3\mathrm{He} + \begin{pmatrix} \gamma_1 \\ \gamma_2 \end{pmatrix}$$

Отношение числа испускаемых квантов нейтринного типа к числу электромагнитных квантов пропорционально отношению α_2 / α_1

Кванты нейтринного типа производят расщепление дейтерия в детекторе SNO:

$$d + \begin{pmatrix} \gamma_2 \\ \gamma_1 \end{pmatrix} \to p + n$$

Число расщеплений дейтерия также ~ α_2 / α_1 и измеряется числом нейтронов, захваченных NaCl, которое соответствует предсказаниям SSM.

Отсюда можно получить верхний предел на значение α_2:

$$\alpha_2 \lesssim 10^{-12}\alpha_1$$

Для нижней границы разумно выбрать значение

$$\alpha_2^{\min} \gtrsim \alpha_1\left(\frac{M_n}{m_{Pl}}\right)^2 = 0.8\cdot 10^{-36}\alpha_1,$$

или иначе

$$0.8\cdot 10^{-36} \lesssim \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \lesssim 10^{-12} \quad \text{и} \quad 0.9\cdot 10^{-19} \lesssim \frac{e_2}{e_1} \lesssim 10^{-6}$$

Очевидно, возможна конверсия γ_2 на ядрах типа

$$^{56}\mathrm{Fe} + \gamma_2 \to {}^{56}\mathrm{Fe}^* \to {}^{56}\mathrm{Fe} + \gamma_1,$$

а также всевозможные гигантские резонансы.

Нейтринный магнетизм

Магнитный момент нейтрино, обусловленный нейтринным зарядом:

$$\mu_\nu = \frac{\hbar}{2c}\left(\frac{e_2}{m_\nu}\right) = \frac{\hbar e_1}{2m_e c}\left(\frac{m_e}{m_\nu}\right)\left(\frac{e_2}{e_1}\right), \qquad \mu_\nu \le \mu_B \quad \text{при} \quad \begin{cases} \mathrm{m_e}/m_\nu = 10^6 \\ e_2/e_1 \le 10^{-6} \end{cases}$$

Нейтринный конденсат макроскопических тел может иметь огромный магнитный момент нейтринного типа (нейтринный парамагнетизм)

Расширенная модель электрослабых взаимодействий с включением нейтринного заряда

- Исходим из киральной симметрии

$$SU(3) \times SU(3) \qquad (1)$$

(по аналогии с моделью С. Вайнберга, 1972).

- Лагранжиан: $$L = -\sum_{k=1}^{3} \overline{U}_k \gamma^\mu D_\mu U_k + \ldots,$$

где $D_\mu = \partial_\mu - ifA_\mu^\alpha \lambda_\alpha$, λ_μ – генераторы группы SU(3), f – константа взаимодействия,

для безмассовых фермионных, U_k, и калибровочных, A_μ^α, полей инвариантен относительно преобразований

$$\begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \end{pmatrix} \to \exp\left(i\sum_{k=1}^{3} \left[\theta_{Lk}\lambda_{Lk} + \theta_{Rk}\lambda_{Rk}\right]\right) \begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \end{pmatrix},$$

где $\lambda_{Lk} = \frac{1}{2}(1+\gamma_5)\lambda_k$; $\lambda_{Rk} = \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\lambda_k$.

В SU(3) существует подгруппа SU(2) x U(1). Поэтому в группе

$$SU(3) \times SU(3) \qquad (1)$$

можно выделить две инвариантные подгруппы, левую и правую $\left[SU(2)\times U(1)\right]_{L,R}$, изоморфные SU(2) x U(1). В (1) можно также выделить подгруппу SU(3) с генераторами

$$\lambda_k = \lambda_{Lk} + \lambda_{Rk}$$

Для калибровочной инвариантности группы (1) требуется 16 калибровочных полей: 8 для двух инвариантных киральных подгрупп и 8 для подгруппы SU(3). Поля U_k можно назвать техникварками, несущими 3 техницветовых заряда.

В качестве рабочей гипотезы высказывается предположение, что освобождение техницвета приводит на определённой стадии спонтанного нарушения симметрии к формированию лептонов с превращением пленённого цвета в свободные лептонные ароматы.

При спонтанном нарушении калибровочной симметрии SU(2) x U(1) (левой и правой) формируются электрический и нейтринный заряды, а также по две пары полуслабых и полусверхслабых зарядов, ответственных за сохранение соответствующих токов. При этом появляются два угла Вайнберга θ_{W1} и θ_{W2}, и две константы g_1' и g_2', и одна константа $g = g_1 = g_2$. Полагая, что $g_2' << g_1'$, имеем следующие соотношения для правого сектора:

$$\mathrm{tg}^2\,\theta_{W2} = \left(\frac{m_{Z2}}{m_{W2}}\right)^2 - 1 = \frac{4\Delta}{g\eta_2}\left(1 + \frac{\Delta}{\eta_2}\right),$$

где $\Delta = m_{Z2} - m_{W2}$, η_2 – вакуумное среднее поля Хиггса в правом секторе,

$$e_2^2 = g_2'^2 = 4g\frac{\Delta}{\eta_2}\left(1 + \frac{\Delta}{\eta_2}\right),$$

$$G_{F2} = G_{SW} = \frac{1}{\sqrt{2}\eta_2}.$$

III. Проблема вариаций потока солнечных нейтрино.

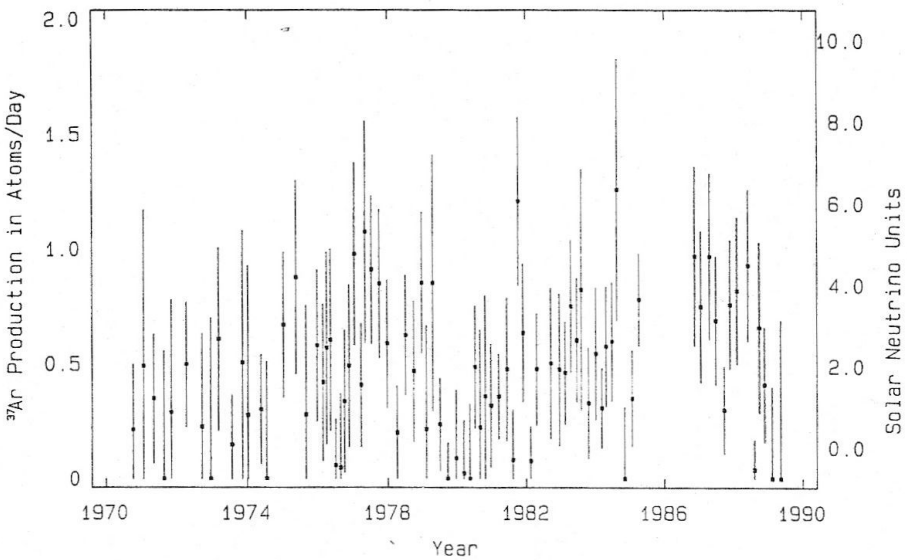


FIGURE 1. The ^{37}Ar production rates in the Homestake C_2Cl_4 solar neutrino detector.

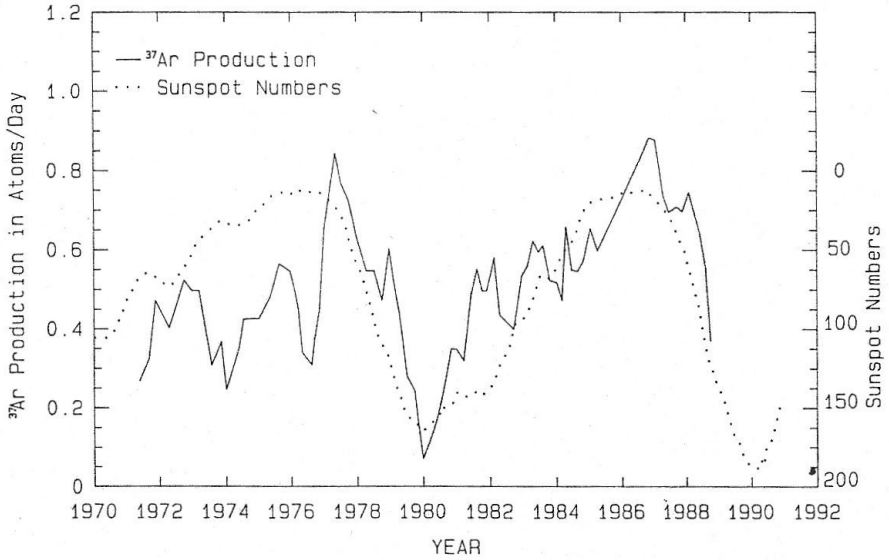


FIGURE 3. Comparison of the time variation of five extraction running averages of measured solar neutrino flux with the number of sunspots.

"Status of Solar Neutrino Observations and Prospects for Future Experiments", Kenneth Lande, Department of Astronomy and Astrophysics University of Pennsylvania. Philadelphia, Pennsylvania 19/04

Annals of the New York Academy of Sciences, Volume 571, Fourteenth Texas Symposium on Relativistic Astrophysics. The New York Academy of Sciences, New York 1989.

Движение вещества в конвективной зоне Солнца, генерирующее обычные магнитные поля, могут также генерировать мощные магнитные поля нейтринного типа. Их вариации в ходе солнечного цикла могут приводить к изменению направления магнитного момента левых нейтрино и превращению их в правые, не взаимодействующие с веществом нейтринных детекторов. Этим можно объяснить вариации скорости счёта солнечных нейтрино.

Могут ли приливные силы планет управлять процессами солнечной активности?

Найден естественный способ модификации термодинамической структуры нижней части конвективной оболочки Солнца, при котором в ней развиваются тепловые и гидродинамические процессы, аналогичные процессам в тропосфере Земли. При этом оказывается, что приливные силы планет могут играть ключевую роль в формировании как самой тропосферы Солнца, так и периодических процессов, развивающихся в этой зоне конвективной оболочки. В рамках этой модели солнцедеятельности находит естественное объяснение появление маундеровского минимума и других аналогичных ему минимумов солнечной активности, коррелированных с соединениями планет.

Сравнение свойств конвективной оболочки Солнца с термодинамическими свойствами атмосферы Земли

Тропосфера Земли, как и конвективная зона Солнца, имеет гомогенный химический состав, свидетельствующий о перемешивании всей нижней атмосферы Земли.

Это противоречит большой термодинамической устойчивости «стандартной атмосферы Земли».

Этот парадокс разрешается неравномерностью нагрева земной поверхности и самой атмосферы.

Перемешивание объясняется спецификой вихревой динамики атмосферы. Аналогичная ситуация может иметь место и на Солнце.

Постулируется двухзонная структура конвективной оболочки Солнца

Нижнюю зону конвективной оболочки естественно назвать солнечной тропосферой.

Солнечная тропосфера должна иметь вихревую структуру, отличную от структуры верхней части оболочки с развитой тепловой конвекцией.

В солнечной тропосфере имеет место циклогенез, во многих отношениях аналогичный циклогенезу земной тропосферы (формирование циклонов, антициклонов, смерчей и торнадо).

Лабораторное моделирование атмосферных вихрей

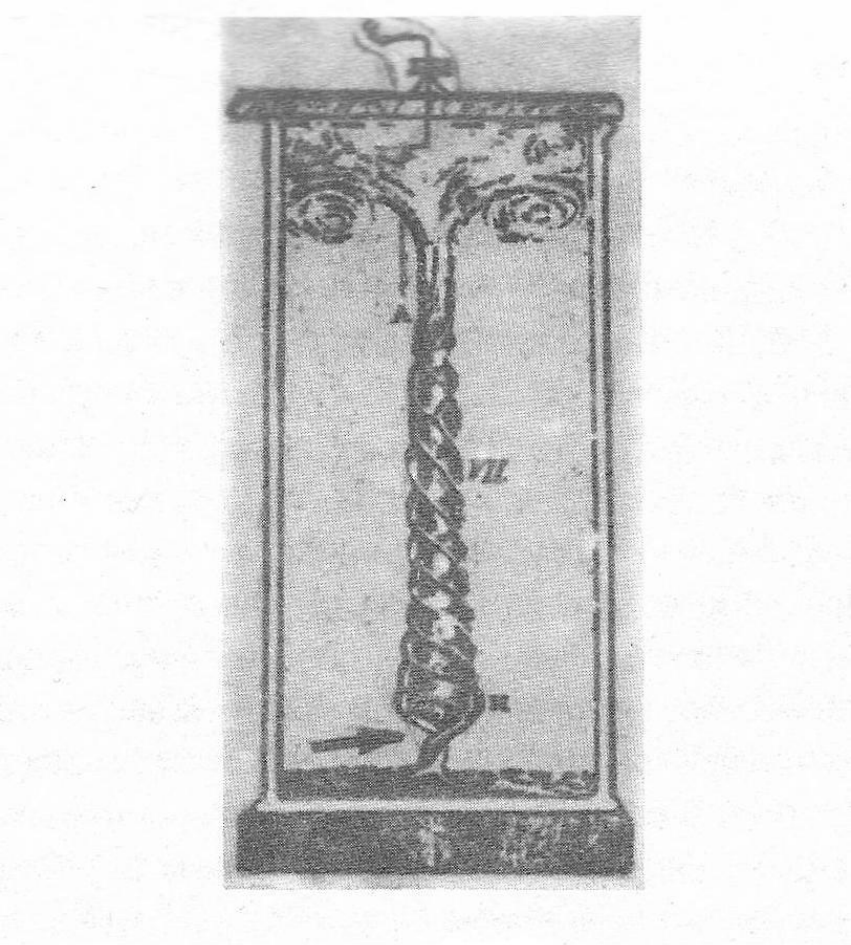


Рис. 5. Экспериментальный вихрь Вильке (1785 г.)
(Wilcke J. C. Vet. Acad. nye Hand, 6, 290, 1785)

Вихрь создавался быстро вращающейся изогнутой проволокой у верхней границы камеры.

Стрелкой показан излом вихря

Рис. 4. Торнадо в штате Оклахома (США) (J. S. Weisberg. "Meteorology. The Earth and its weather", Boston, 1976)

Торнадо опускает свой «хобот» с неба на землю, но иногда её не касается.

Генерация интенсивных вихрей мелкомасштабной турбулентностью

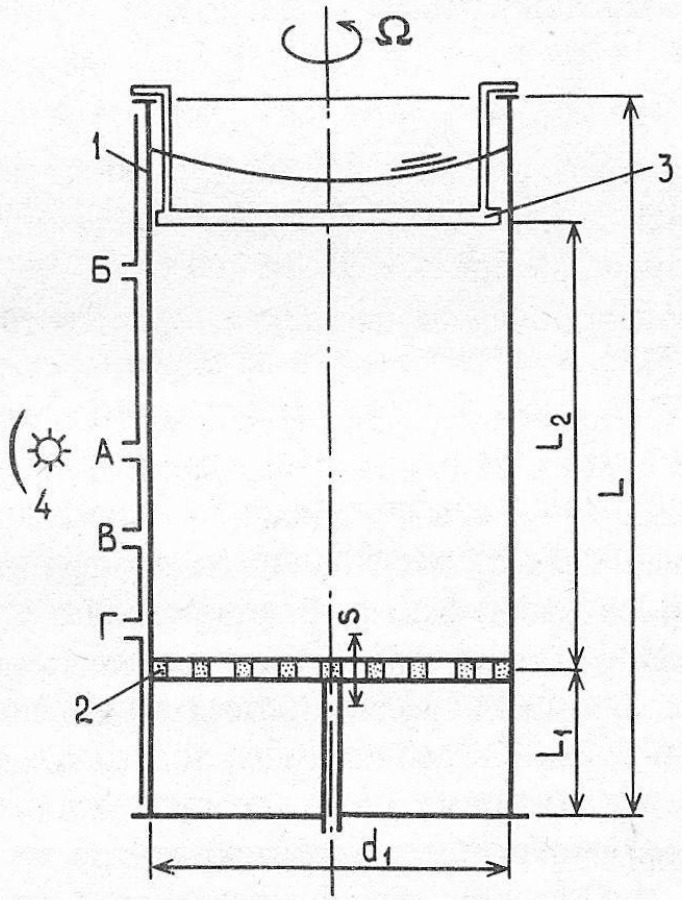
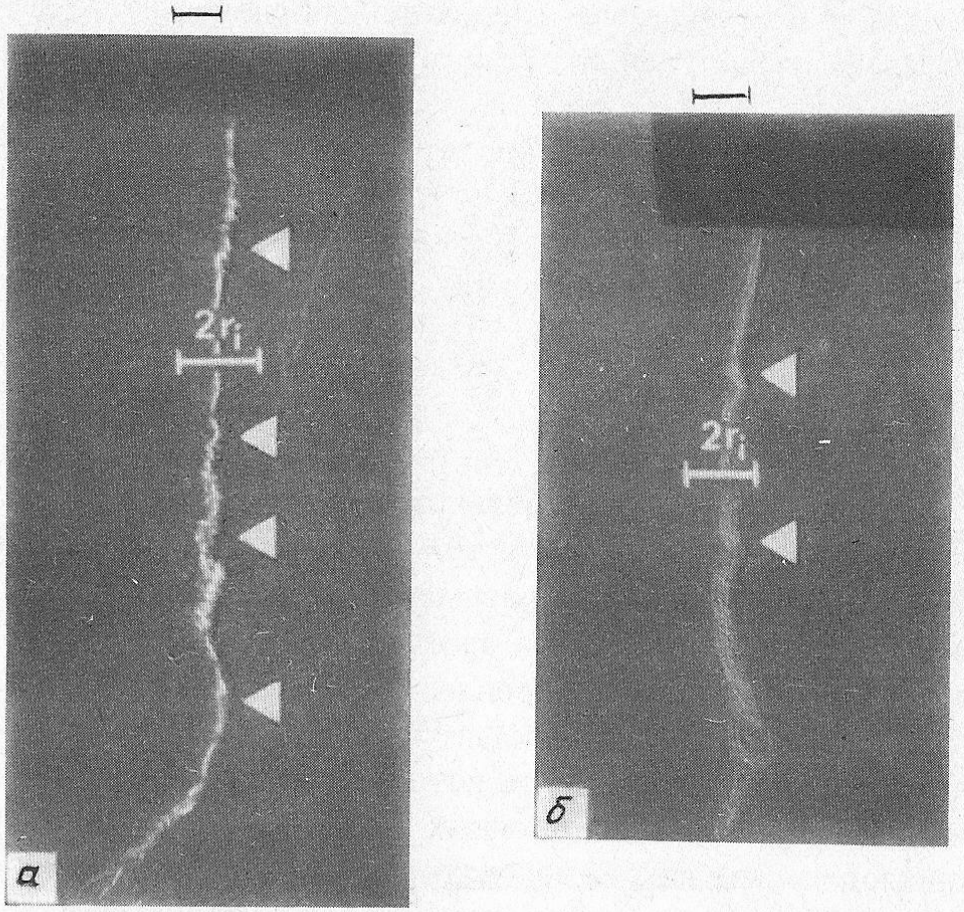


Рис. 6. Эксперимент по генерации вихрей колеблющейся решёткой во вращающемся сосуде. Hopfinger E. J., Browand F. K. в книге "Интенсивные атмосферные вихри" М. 1985

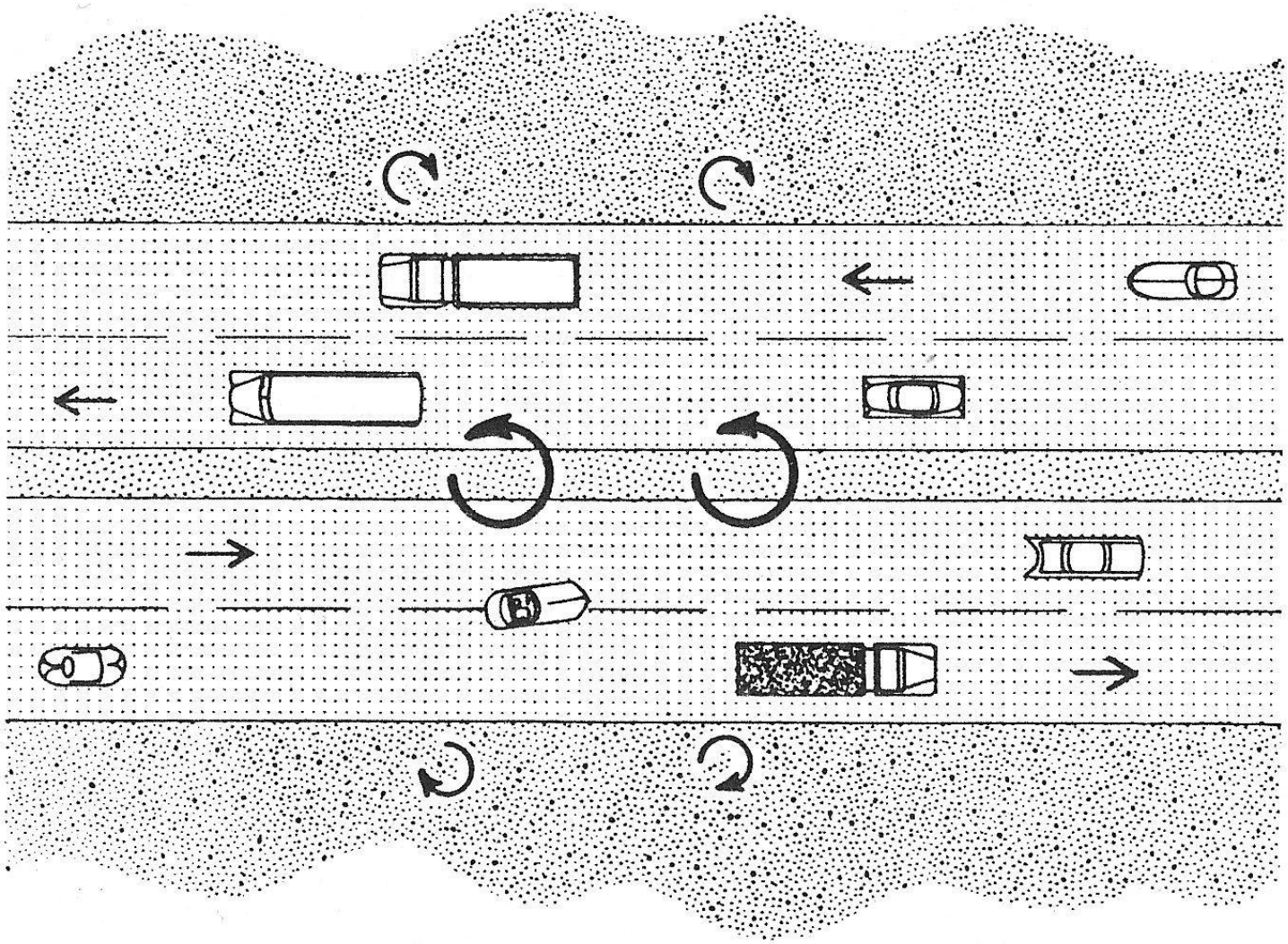
Схема установки. *1* — цилиндр; *2* — колеблющаяся решетка; *3* — прозрачная крышка; *4* — прорези для подсветки на различных расстояниях от решетки: *А*) $z = 30$ см, *Б*) $z = 45$ см, *В*) $z = 15{,}5$ см, *Г*) $z = 5{,}5$ см; $d_1 = 40$ см, $L_1 = 15$ см, $L_2 = 50$ см, $\alpha = 80$ см.

Рис. 7. Результаты эксперимента



Фотографии ядер вихрей, визуализированных введенными пузырьками. *а*) $n = 13{,}3\,\pi$ рад · с$^{-1}$, $\Omega =$ рад · с$^{-1}$. Время экспозиции 1/60 с. *б*) $n = 13{,}3\,\pi$ рад · с$^{-1}$, $\Omega = \pi$ рад · с$^{-1}$. Время экспозиции 0,25 с. Треугольники указывают места изломов вихрей.

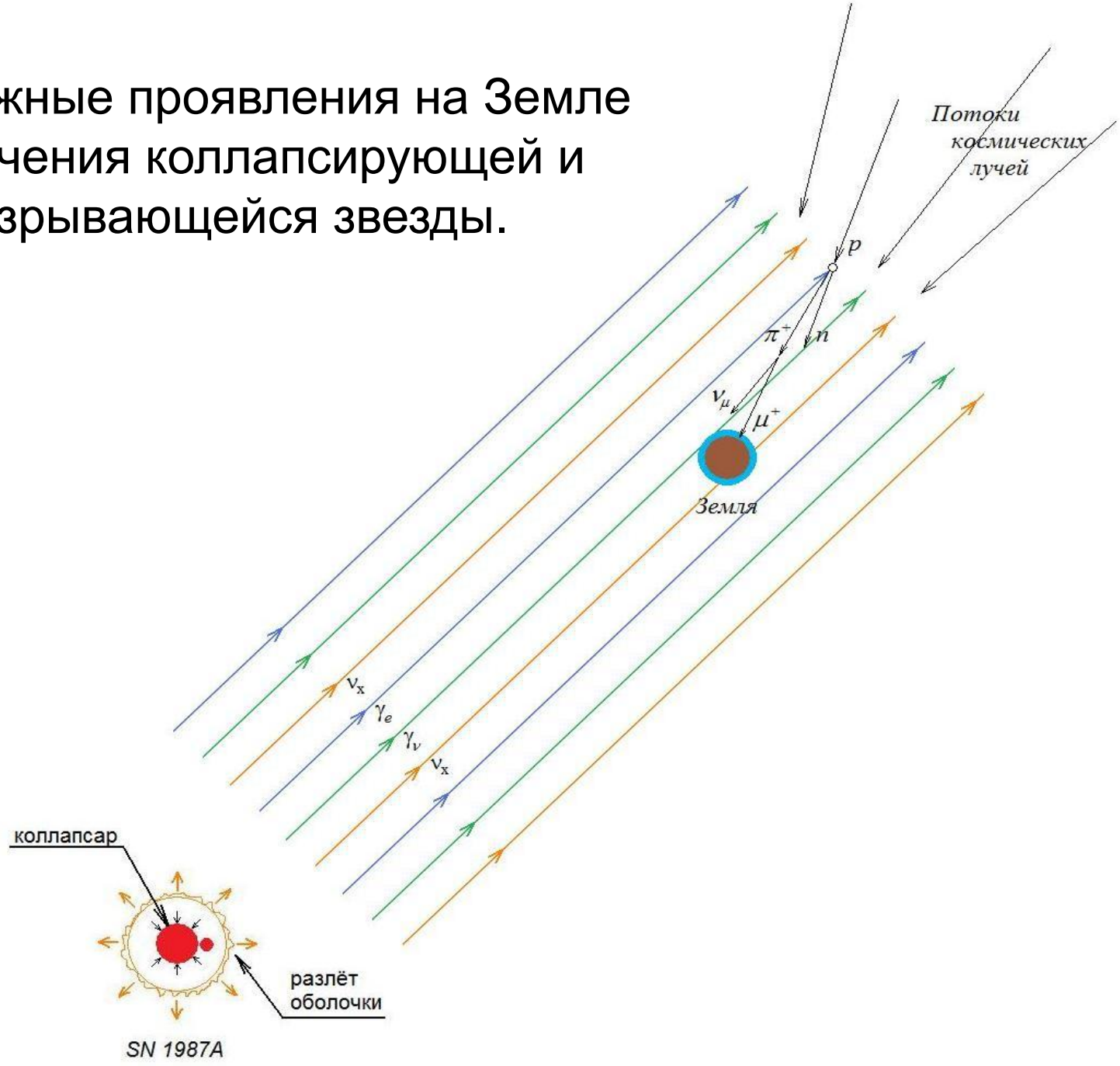
Рис. 10. Effect of vorticity pollution by motor vehicles on tornadoes. (J. N. Isaacs et al. Nature 253, 254, 1975)



The reported number of tornadoes on Saturdays is less than the daily average by more than 7.1 standard deviations (1,868 on Saturdays as against a daily average of 2,176)

- Приведённые на рис. 6-9 результаты наблюдения генерации и поведения вихрей в лабораторных гидродинамических экспериментах, а также наблюдение атмосферных вихрей типа торнадо (см. рис. 4, 10) указывает на важную роль микроструктурности в формировании процесса торнадогенеза и других вихревых структур. Предлагается естественный способ модификации термодинамической структуры нижней части конвективной оболочки Солнца, при котором в условиях слабо субадиабатического температурного градиента в ней развиваются тепловые и гидродинамические процессы, аналогичные процессам в тропосфере Земли. Ключевую роль в этих процессах играют приливные силы планет. Эти силы формируют центры действия тропосферы и соответствующие им гелиострофические ветры.

Возможные проявления на Земле излучения коллапсирующей и взрывающейся звезды.



IV. Ускорение нейтронов и атомных ядер.

"Bringing the heavens down to Earth"
Nikolaos Mavromatos, King's College London, and James Pinfold, University of Alberta.
Cern courier, vol. 44, number 3, April 2004.

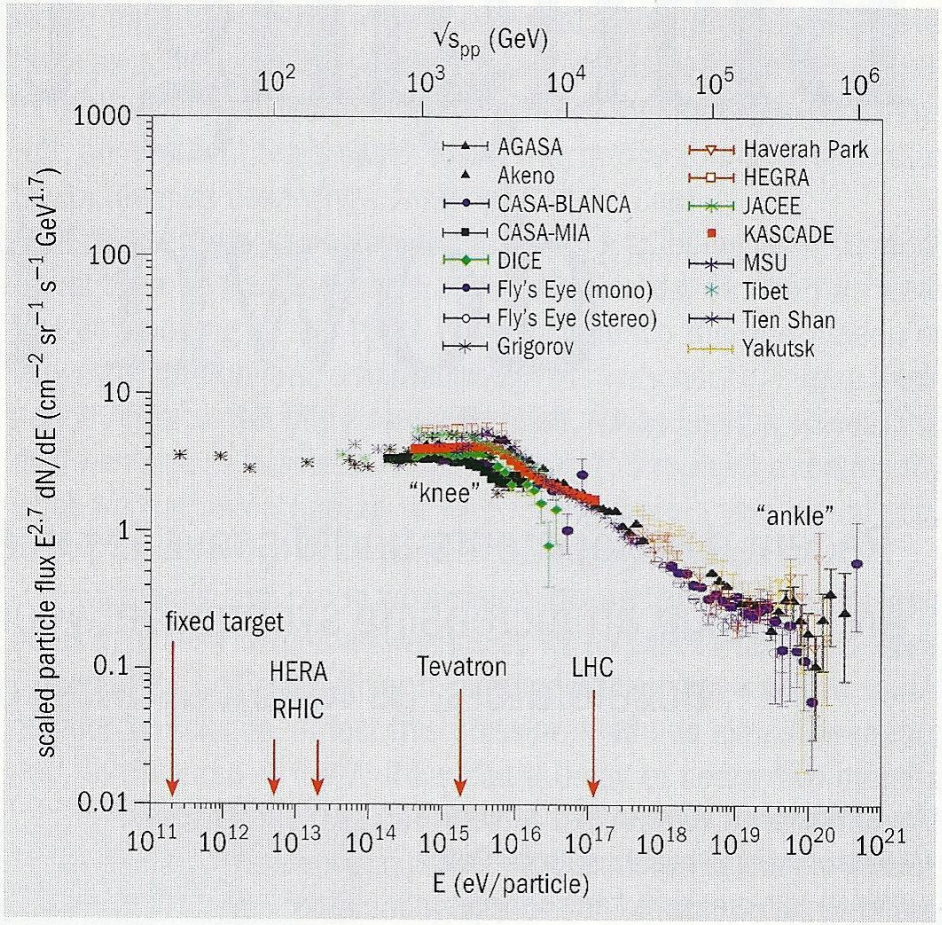
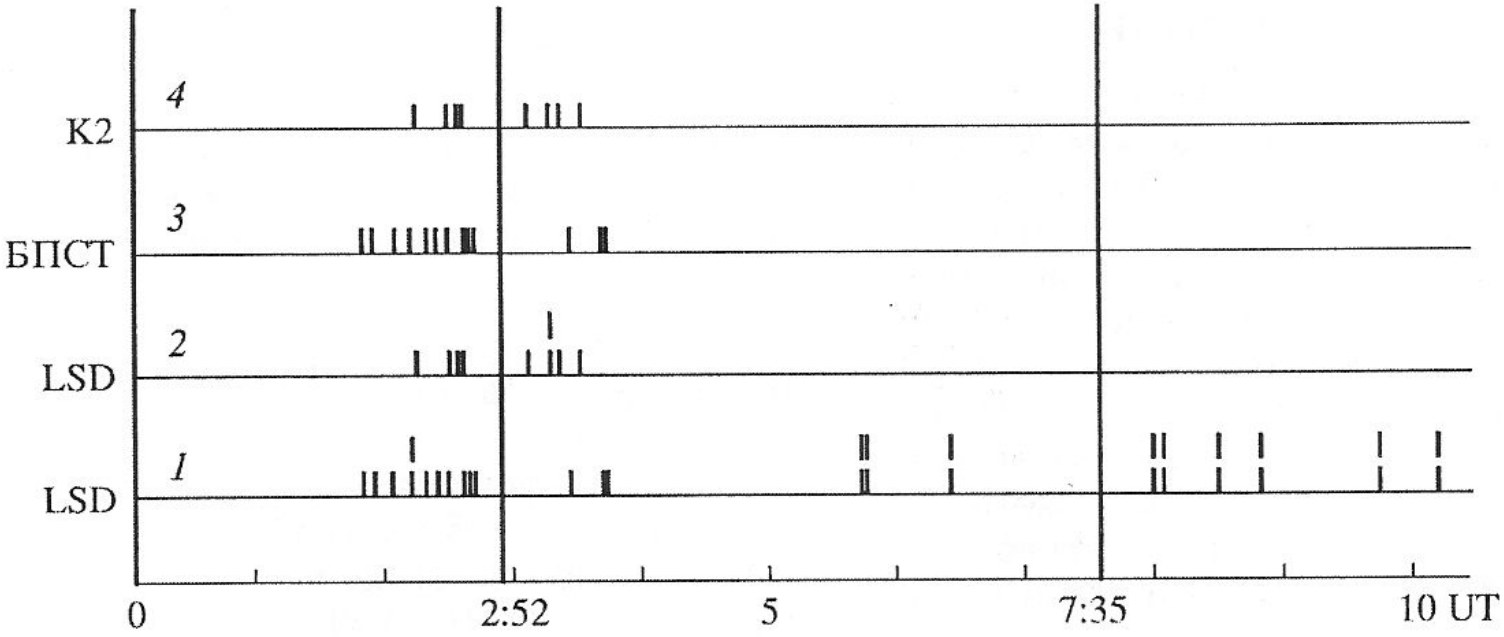


Fig. 3. The cosmic-ray energy spectrum showing the cosmic-ray energy equivalent to the centre-of-mass energy of currently operating and planned colliders. (Courtesy of R Engel, Xth Blois Workshop on Elastic and Diffractive Scattering, July 2003.)

V. Об отклике гравитационных антенн на вспышку SN1987A и корреляции с нейтринными импульсами в нейтринных телескопах.



Изображена временная диаграмма импульсов БПСТ, совпадающих в пределах 1 с с импульсами LSD, и аналогичных совпадений для детекторов K2 и LSD, а также двойных импульсов в LSD за период с 0:00 до 10:00 UT 23 февраля 1987 г.

«Об одной группе экспериментальных результатов, связанных с поиском нейтринного излучения от SN 1987A.» / В. Л. Дадыкин, О. Г. Ряжская. Письма в АЖ, 35, № 6 (2009) 427 /

Europhys. Lett., 3 (12), pp. 1315-1320 (1987)

On the Event Observed in the Mont Blanc Underground Neutrino Observatory During the Occurrence of Supernova 1987a.

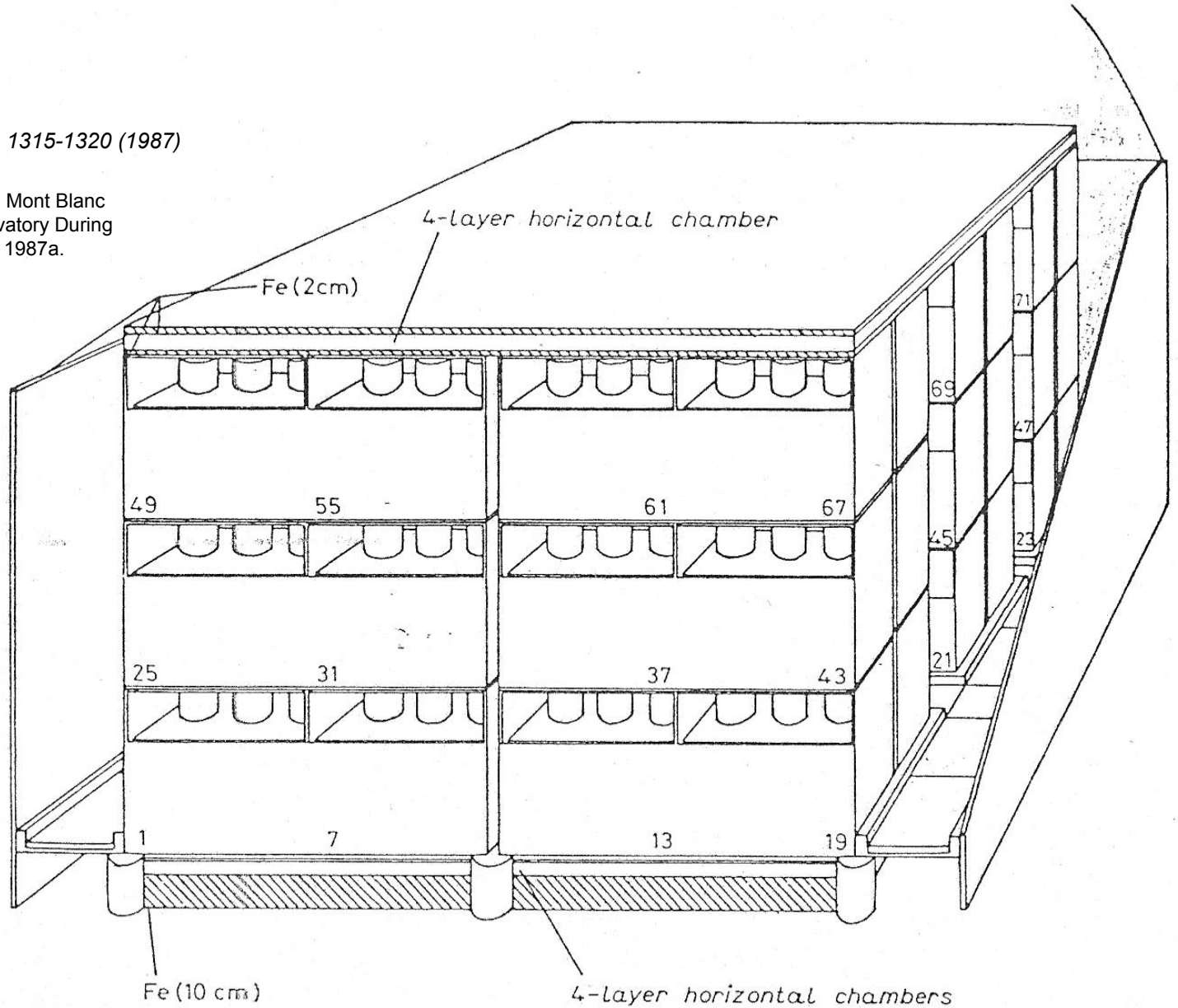


Fig. 1. – The 90 ton liquid scintillation detector (LDS) running in the Mont Blanc Underground Neutrino Observatory (UNO).

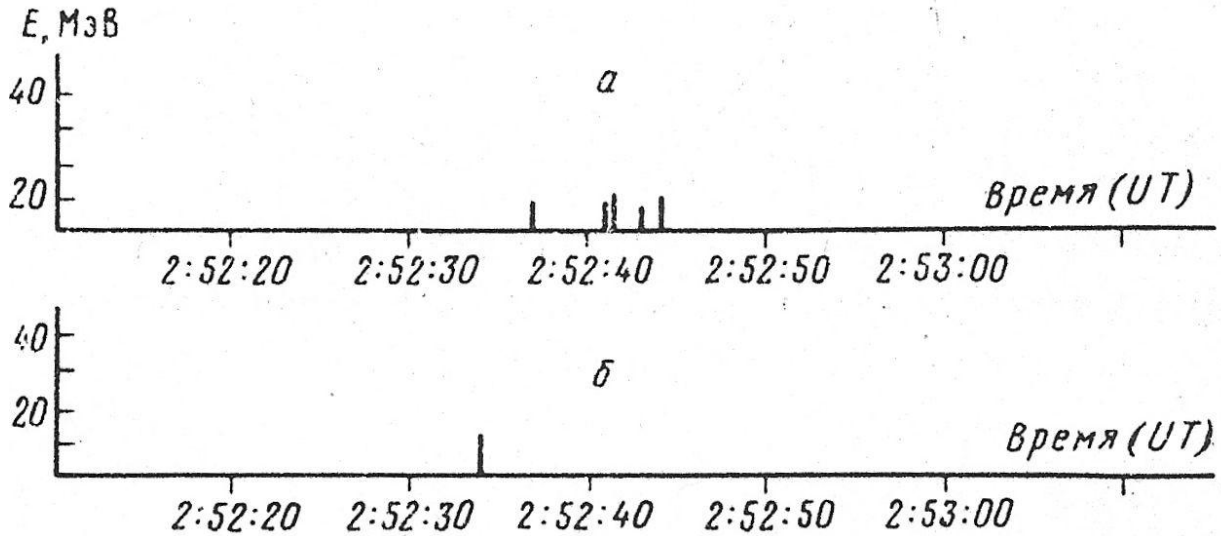


Рис. 2. Сигналы советско-итальянской установки LSD *(а)* и Баксанского телескопа *(б)*, зарегистрированные 23.02.1987 в 2 : 52 : 36 UT.

«О возможной регистрации нейтринного сигнала 23 февраля 1987 г. на Баксанском подземном сцинтилляционном телескопе ИЯИ АН СССР.» / Е. Н. Алексеев, Л. Н. Алексеева, В. И. Волченко, И. В. Кривошеина Письма в ЖЭТФ, 45, вып. 10 (1987) 461 /

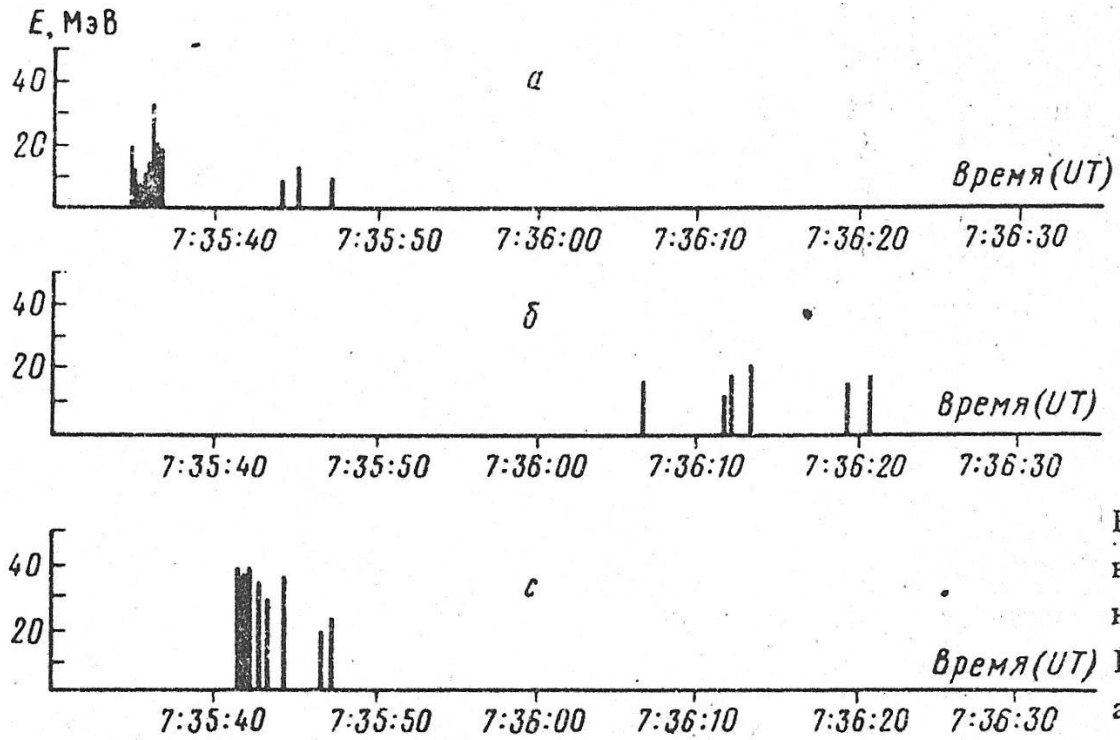


Рис. 3. Сигналы, зарегистрированные 23.02.1987 в 7 : 35 UT, на японском детекторе *(а)*, Баксанском телескопе *(б)* и американсокм детекторе *(с)*

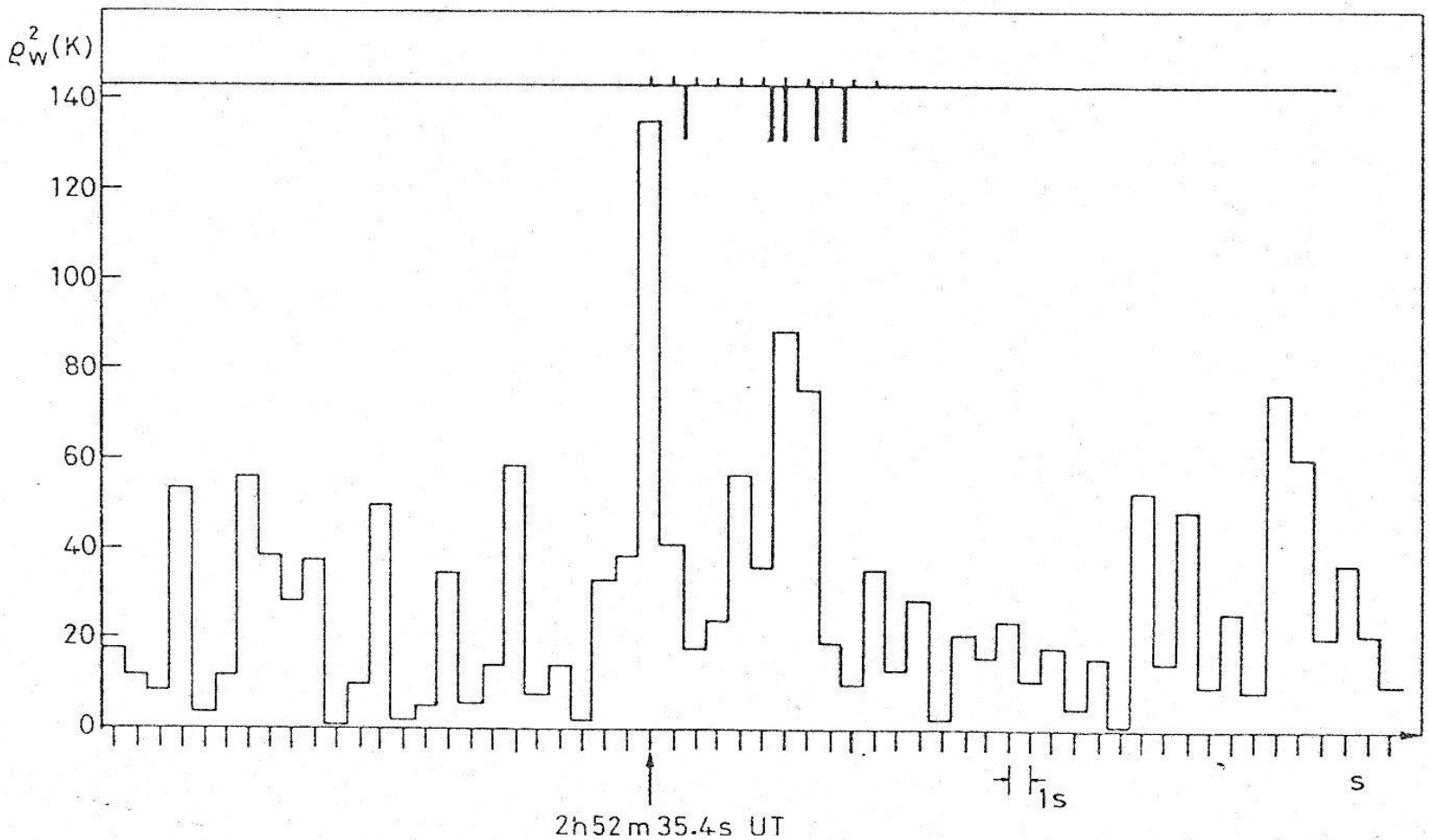


Fig. 2. – Plot of the WK filtered data *vs.* UT with the upper five segments indicating the neutrino event times measured by the LSD collaboration [3].

Europhys. Lett., **3** (12), pp. 1325-1330 (1987) "Data Recorded by the Rome Room Temperature Gravitational Wave Antenna, during the Supernova SN 1987a in the Large Magellanic Cloud." E. Amaldi, P. Bonifazi, M. G. Castellano, E. Coccia, etc.

Заключение

1. Предложена расширенная модель электрослабых взаимодействий с включением нейтринного заряда. Модель предполагает, что электромагнитные и слабые взаимодействия и новые нейтромагнитное и сверхслабое, связанные с нейтринным зарядом, взаимодействия возникают в теории, основанной на сохраняющем чётность и калибровочную SU(3) x SU(3) инвариантность лагранжиана. Эта модель перекликается с моделью С. Вайнберга (1972), в которой в качестве фундаментального триплета полей был взят триплет лептонов Махмуда-Конопинского: e+, ν, μ+. В предлагаемой расширенной модели триплет фундаментального представления группы SU(3) представляют три техникварка. Промежуточные бозоны являются составными частицами. В качестве рабочей гипотезы высказывается предположение, что освобождение техницвета приводит на определённой стадии спонтанного нарушения симметрии к формированию лептонов с превращением пленённого цвета в свободные лептонные ароматы. При спонтанном нарушении калибровочной симметрии SU(2) x U(1) (левой и правой) формируются электрический и нейтринный заряды, а также по две пары полуслабых и полусверхслабых зарядов, ответственных за сохранение соответствующих токов.

2. Получены астрофизические ограничения на феноменологическое значение величины нейтринного заряда.
3. Обнаружена возможность неожиданно большого магнитного момента нейтринного типа у электронных нейтрино. Рассмотрена возможность генерации обычных магнитных полей у небесных тел при наличии в их недрах нейтринного конденсата.
4. Отмечена возможность вариаций скорости счёта нейтрино, наблюдавшихся в хлор-аргоновом эксперименте Дэвиса за счёт изменения ориентации большого нейтринного магнитного момента нового типа, обусловленного нейтринным зарядом.
5. Показана возможность пульсирующего характера нейтронизации звезды и процесса её коллапса.
6. Показана возможность ускорения тяжёлых ядер и нейтронов в поле коллапсирующей звезды при условии существования нейтринного заряда.
7. При нейтронизации коллапсирующей звезды и излучении заряженных нейтрино значительная доля освобождающейся гравитационной энергии переходит в энергию поля нейтринного заряда звезды. В свою очередь эта энергия может превращаться в энергию ускоренных частиц и формирующегося электрического поля, ускоряющего электроны. Таким образом, нейтринный заряд может решить проблему чудовищной энергии, наблюдающейся в ряде астрофизических объектов.

Спасибо за внимание!