

ISSN 1680-6921

Том 13 №

2

2013

Ф
Физика
СОЗНАНИЯ
И ЖИЗНИ,
КОСМОЛОГИЯ
и астрофизика

Главный редактор: А. В. Букалов, доктор философии, директор Международного института соционики (Киев)

Редакционная коллегия: Г. Д. Бердышев, доктор биологических наук, доктор медицинских наук, профессор КНУ (Киев);

В. Валензи (Dr. V. Valenzi), Universiteta di Roma "La Sapienza" (Рим);

О. А. Горошко, доктор физико-математических наук, профессор КНУ (Киев);

В. В. Грицак (Prof. V. V. Gritsak-Groener) доктор физико-математических наук, профессор (Лондон);

Я. А. Дубров, к.ф.-м.н., Институт прикладных проблем механики и математики НАНУ (Львов);

Г. Н. Дульнев, доктор технических наук, профессор ИТМО (Санкт-Петербург);

В. П. Казначеев, академик АМН РФ, Международный научно-исследовательский институт космической антропоэкологии (Новосибирск);

Л. И. Конопальцева, доктор философии, президент Оптического общества Украины;

К. Г. Коротков, доктор технических наук, профессор ИТМО (Санкт-Петербург);

М. В. Курик, доктор физико-математических наук, профессор, Институт физики АН Украины (Киев);

В. П. Олейник, доктор физико-математических наук, профессор НТУУ «КПИ» (Киев);

А. Ф. Пугач, кандидат физико-математических наук, ГАО НАНУ;

С. В. Сорвин, доктор философии в области биологии, профессор МАИСУ (Санкт-Петербург);

А. В. Трофимов, доктор медицинских наук, профессор, генеральный директор Международного научно-исследовательского института космической антропоэкологии (Новосибирск);

Н. А. Чернышев, доктор физических наук, доктор философии в области естествознания, профессор МАИСУ (Санкт-Петербург);

И. Э. Цехмистро, доктор философских наук, профессор ХНУ (Харьков).

Компьютерная верстка: А. А. Букалов, О. Б. Карпенко

Международный научный журнал. Основан в 1995 г. Выходит 4 раза в год.

Подписные индексы по каталогам:

21819 – «ПРЕСА» (Украина),

15087 – «Пресса России»

✉: **Международный институт соционики
а/я 23, г.Киев-206, Украина, 02206**

☎: **(+38044) 558-09-35**

e-mail : physics@socionic.info

Интернет: http://physics.socionic.info

Зарегистрирован министерством Украины по делам прессы и информации 03.05.95.

Регистрационный номер 1417, серия КВ

СОДЕРЖАНИЕ

КОСМОМИКРОФИЗИКА

Букалов А. В.

БАРИОННАЯ АСИММЕТРИЯ И МАССА ПРОТОНА 4

ГРАВИТАЦИЯ И КОСМОЛОГИЯ

Букалов А. В.

О РАЗЛИЧНЫХ СПОСОБАХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
КОЛИЧЕСТВА ИНФОРМАЦИИ И ЭНТРОПИИ
ЧЕРНЫХ ДЫР И ВСЕЛЕННОЙ 8

ОСНОВАНИЯ ФИЗИКИ

Олейник В. П.

О ФИЗИЧЕСКОЙ СУЩНОСТИ
ЯВЛЕНИЯ КРИВОЛИНЕЙНОГО ДВИЖЕНИЯ ПО ИНЕРЦИИ13

СИНЕРГЕТИКА И ТЕОРИЯ ХАОСА

Гритсак-Грёнер В. В., Гритсак-Грёнер Ю.

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ
ИДЕНТИФИКАЦИИ ВИЗУАЛЬНОЙ ИНФОРМАЦИИ. 2.47

ГИПОТЕЗЫ

Николенко А. Д.

К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ
ЗОН С АНОМАЛЬНЫМ ХОДОМ ВРЕМЕНИ53

CONTENTS

COSMOPARTICLE PHYSICS

Bukalov A. V.

BARYON ASYMMETRY AND THE MASS OF PROTON 4

GRAVITY AND COSMOLOGY

Bukalov A. V.

ON THE DIFFERENT WAYS TO DETERMINE
THE QUANTITY OF INFORMATION AND ENTROPY
OF BLACK HOLES AND THE UNIVERSE 8

FOUNDATIONS OF PHYSICS

Oleinik V. P.

THE PHYSICAL NATURE OF THE PHENOMENON
OF CURVILINEAR MOTION BY INERTIA 13

SYNERGETICS AND THEORY OF CHAOS

Gritsak von Groener V. V., Gritsak-Groener J.

MATHEMATICAL METHODS OF IDENTIFICATIONS
FOR VISUAL INFORMATION. 2 47

HYPOTHESIS

Nikolenko O. D.

ON THE POSSIBILITY OF EXISTENCE OF ZONES
WITH THE ABNORMAL COURSE OF TIME 53

КОСМОМИКРОФИЗИКА

УДК 524.854 : 530.11 : 530.12 : 530.14 : 530.16 : 538.8

Букалов А.В.

БАРИОННАЯ АСИММЕТРИЯ И МАССА ПРОТОНА

*Центр физических и космических исследований, Международный институт соционики,
ул.Мельникова, 12, г.Киев-50, 04050, Украина
e-mail: bukalov.physics@socionic.info*

Получены формулы и соотношения, описывающие величину барионной асимметрии, количество барионов в наблюдаемой Вселенной, а также массу протона. Из предложенной формулы следует связь величины барионной асимметрии с массой протона и высокая стабильность барионного числа. Показана неслучайность величины энтропии Вселенной. Обосновано, что число поколений элементарных частиц не превышает трех.

Ключевые слова: барионная асимметрия, масса протона, энтропия Вселенной, темная материя, CMBR.

PACS numbers: 11.30.Er, 12.10.-g, 12.60.-I, 14.20.Dh, 98.80.-k

1. Введение

Происхождение барионной асимметрии до сих пор является нерешенной проблемой. Существуют различные сценарии происхождения этой асимметрии, но до сих пор неясно, при какой энергии происходит нарушение симметрии кварков и антикварков. Отношение числа барионов Вселенной к числу фотонов космического микроволнового излучения, образованных, как предполагается, в результате аннигиляции частиц и античастиц, составляет

$$\eta_B = \frac{n_B}{n_\gamma} = (6,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-10}, \quad (1)$$

где n_B — плотность барионов, $n_\gamma = 410 / \text{см}^3$ — плотность фотонов.

Число реликтовых фотонов в Хаббловском радиусе $R_H \approx 1,32 \cdot 10^{26}$ м составляет

$$N_\gamma = \frac{4\pi}{3} R_H^3 n_\gamma \approx 3,9 \cdot 10^{87}. \quad (2)$$

Соотношение

$$\Delta_B = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{s} = \frac{n_\gamma}{s} \eta_B = \frac{2\xi(3)}{\frac{4\pi^2}{90} \left(2 + \frac{7}{8} \cdot 2 \cdot 3 \cdot \frac{4}{11} \right)} \eta_B = 0,14 \eta_B = 0,87 \cdot 10^{-10}$$

где n_B и $n_{\bar{B}}$ — плотности чисел барионов и антибарионов, s — плотность энтропии во Вселенной, является численной характеристикой барионной асимметрии Вселенной, которая постоянна во времени [1].

При этом величина η_B определена из распространенности химических элементов во Вселенной и измерений реликтового микроволнового излучения [1], и не является следствием теоретического расчета.

2. Формула для барионной асимметрии и следствия из нее

Существующие теории происхождения барионной асимметрии не позволяют дать точно вычислить η_B без дополнительных гипотез или подгоночных параметров модели. Однако значению η_B удовлетворяет простая формула:

$$\eta_B^{-1} = \sqrt{\frac{M_P}{8\pi m_p}} = \frac{1}{m_p^{1/2}} \left(\frac{\hbar c}{8\pi G_N} \right)^{1/4} = 1,611 \cdot 10^{-9}, \quad (3)$$

где M_P — масса Планка, m_p — масса протона. Вместо массы протона m_p можно рассматривать массу нейтрона, получая значение $\eta_B^{-1} = 1,6099 \cdot 10^{-9}$, но свободный нейтрон нестабилен. Соотношение (3) означает, что и значение энтропии Вселенной, определяемой плотностью реликтового микроволнового излучения, не является случайной величиной.

При этом

$$\eta_B^{-2} = \frac{M_P}{\sqrt{8\pi} m_p} = 2,595 \cdot 10^{18} = \frac{\alpha_{G_p}^{-1/2}}{\sqrt{8\pi}} \quad (4)$$

Таким образом, η_B связана с гравитационной постоянной тонкой структуры для протона $\alpha_{G_p} = G_N m_p^2 / (\hbar c)$. Рассматривая формулу (4) как точную, получаем массу протона:

$$m_p = \eta_B^2 \cdot \frac{M_P}{\sqrt{8\pi}}. \quad (5)$$

Из формулы (5) следует, что фактор асимметрии барионного числа \hat{X}_B определяет массу протона. Это означает, что этот фактор, определяющий η_B , является постоянной величиной, так как $\eta_B = const$, и действует не только при высоких энергиях, как это предполагается в большинстве механизмов появления барионной асимметрии, но и при низких энергиях. Этот же фактор \hat{X}_B определяет и величину барионного числа. Поэтому, вероятно, барионный заряд можно рассматривать как стабильную величину, подобно электрическому заряду. Она зависит только от фактора \hat{X}_B , нарушающего симметрию и определяющего массу протона. С этой точки зрения распад бариона, если он и существует, коррелирует с медленным изменением массы протона, так как они определяются одним и тем же фактором.

С точки зрения теории космологической модели со сверхпроводимостью (КМС) [2] асимметрия барионов и антибарионов возникает как результат нарушения симметрии в сверхпроводящем переходе, когда число фононных колебаний первичной планковской решетки, образующей пространственную структуру

$$N = e^{2\frac{3}{2}\alpha^{-1}} = 1,86 \cdot 10^{89},$$

но имеется асимметрия вида

$$\eta_B^{-1} \approx \alpha^{\frac{1}{3}} e^{\frac{1}{6}\alpha^{-1}},$$

где α — коэффициент взаимодействия первичных фермионов планковской решетки, численно равный в настоящее время электромагнитной постоянной тонкой структуры $\alpha = \alpha_{em} = e^2 / (\hbar c)$.

При этом отношение числа пар нейтрино-антинейтрино к числу барионов составляет

$$\eta_{\nu\bar{\nu}/B}^{-1} = e^{\frac{1}{6}\alpha^{-1}} / (2\pi) = 1,32 \cdot 10^9.$$

Общее количество реликтовых фотонов и нейтрино может быть выражено формулой

$$N_{\gamma, \nu\bar{\nu}} = \frac{3}{8\pi^2} e^{\frac{3}{2}\alpha^{-1}},$$

при том, что $N_{\nu\bar{\nu}} = \frac{9}{11} N_\gamma$ в момент рождения нейтрино, и может несколько изменяться в ходе эволюции горячей Вселенной.

Существование асимметричного фактора \hat{X}_B , действовавшего начиная с энергий Большого объединения $E \leq 10^{15}$ эВ, объясняет известную близость плотностей барионов и темной материи: $\rho_{DM} / \rho_B \approx 5,5$, при том, что они рождались в совершенно разных процессах: частицы темной материи перестали взаимодействовать при $E \gg 1$ ГэВ. Если, например, принять массу частицы темной энергии $m_{DM} = \alpha_{em}^{-1} m_p = 128,57$ ГэВ, то количество частиц темной материи со-

ставляет $N_{DM} = 5,5\alpha_{em} N_B$, где N_B — количество барионов. Тогда на одну частицу темной материи приходится $N_{\gamma/DM} \approx 4 \cdot 10^{10}$ фотонов, или $\eta_{DM} = 5,5\alpha_{em}\eta_B = 2,49 \cdot 10^{-11}$. Заметим, что сейчас в некоторых астрофизических наблюдениях обнаружен сигнал от предполагаемых распадов частиц темной энергии с массой $m_{DM} \approx 130$ ГэВ [4].

Наличие постоянного асимметричного фактора \hat{X}_B , обеспечивающего стабильное барионное число и массу протона, может означать существование поля, соответствующего барионному заряду. Считается, что барионного поля не существует, иначе возникало бы специфическое барион-барионное взаимодействие [5]. Однако такое поле может существовать в виде некоторого конденсата, в котором барионы играют роль возбуждений. Вероятно, об этом свидетельствует формула Я. Б. Зельдовича [3] для плотности энергии вакуума вида

$$\rho_v = \frac{Gm_x^6 c^2}{\hbar^4},$$

модифицированная Н. С. Кардашевым, предположившим $m_x \approx m_\pi$ [6, 7], и автором, уточнившим ее для конденсата виртуальных π -мезонов с массой $m_{\pi^\pm} / 2$:

$$\rho_c = \frac{G_N c^2}{2\pi^2 \hbar^4} \left(\frac{m_{\pi^\pm}}{2} \right)^6 = \frac{G_N}{2\lambda_{\pi^\pm}} \left(\frac{m_{\pi^\pm}}{2} \right)^2 \frac{1}{2\pi^2 (2\lambda_{\pi^\pm})^3}. \quad (6)$$

$$\rho_v = \frac{2\pi}{9} \rho_c.$$

Она показывает, что вакуумный конденсат с $m_x \approx m_\pi$ взаимодействует между собой в собственном замкнутом комптоновском объеме $V = 2\pi^2 R^3$, который соответствует объему замкнутого мира в ОТО.

По-видимому, асимметрия, аналогичная барионной, возникает и для лептонного числа. Тогда для нейтрино также может существовать асимметрия, и на $N_{\nu\bar{\nu}}$ пар нейтрино-антинейтрино всех трех сортов может приходиться избыток нейтрино или антинейтрино, составляющий $N_\nu = \eta_B N_{\nu\bar{\nu}} \approx 2 \cdot 10^{78}$.

Число реликтовых фотонов на барион можно выразить и через следующую формулу:

$$\eta_B^{-1} = \sqrt{\frac{M_p}{\sqrt{8\pi} m_p}} = \frac{\sqrt{2} (3\langle\phi\rangle)^2}{m_p m_e}, \quad (7)$$

где вакуумное среднее хиггсовского поля $\langle\phi\rangle = 2^{-\frac{1}{4}} G_F^{\frac{1}{2}} = 246,3$ ГэВ, m_e — масса электрона.

Количество барионов в радиусе Хаббла можно также выразить формулой

$$N_B = N_{q_u} + N_{\bar{q}_u} + N_{q_d} = 3e^{\frac{3}{2}\alpha-1} \left(\frac{m_e}{\langle\phi\rangle} \right)^2, \quad (8)$$

где N_{q_u} , N_{q_d} — количество u -кварков и d -кварков. Тогда число фотонов космического микроволнового излучения можно выразить формулой

$$N_\gamma = 27\sqrt{2} \frac{m_e}{m_p} e^{\frac{3}{2}\alpha-1} = 3,88 \cdot 10^{87},$$

что хорошо совпадает со значением, полученным в рамках термодинамики «Большого Взрыва» по формуле (2).

При этом $N_B = 3^{\frac{1}{4}} \eta_B^{-8,5}$ и $N_\gamma = 3^{\frac{1}{4}} \eta_B^{-9,5}$. Поскольку неслучайность величины энтропии Вселенной определяется массой протона, теории периодически коллапсирующей и взрывающейся Вселенной вряд ли являются справедливыми, так как энтропия меняется от цикла к циклу.

Отметим также, что барионная асимметрия описывается формулами (3) и (7), включа-

ющими в себя массу протона, и она фиксирована. Это означает, что других стабильных частиц с барионным числом нет. Отсюда следует, что, по-видимому, нет других стабильных кварков и соответствующих им лептонов. Таким образом, число поколений частиц, по-видимому, не превышает трех. Этот теоретический вывод соответствует данным коллаборации PLANCK [8].

3. Заключение

1. Барионная асимметрия определяется постоянно действующим фактором \hat{X}_B , который в свою очередь связан с гравитационной постоянной тонкой структуры протона (или нейтрона).
2. Этот фактор определяет и массу протона, и, по-видимому, асимметрию частиц темной материи.
3. Стабильность этого фактора \hat{X}_B определяет стабильность барионного числа.
4. Энтропия Вселенной, число фотонов и нейтрино являются не случайными величинами, а определяются соотношениями из космологической модели со сверхпроводимостью.
5. Число поколений элементарных частиц не превышает трех в соответствии со Стандартной моделью.

Л и т е р а т у р а :

1. Горбунов Д.С., Рубаков В.А. Введение в теорию ранней Вселенной. Теория горячего Большого взрыва. — М.: ЛКИ, 2006. - 464 с.
2. Букалов А. В. Решение проблемы космологической постоянной и сверхпроводящая космология. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2011. — № 1. — С. 17–23.
3. Зельдович Я. Б. Письма в ЖЭТФ **6** 883 (1967)
4. C. Weniger, JCAP 1208 (2012) 007 [arXiv:1204.2797 [hep-ph]].
5. Долгов А. Д., Зельдович Я. Б., Сажин М. В. Космология ранней Вселенной. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1988. — 199 с.
6. Кардашев Н. С. Астроном. Ж. **74** 83 (1998)
7. Burdzyuzha V. arXiv:1030.1025.
8. Planck Collaboration. Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results. — arXiv:1303.5062 [astro-ph.CO].

Статья поступила в редакцию 15.05.2013 г.

Bukalov A. V.

Baryon asymmetry and the mass of proton

There are obtained the formulas and the relations describing the value of the baryon asymmetry, the number of baryons in the observable universe, and the mass of the proton. Connection the value of the baryon asymmetry of the mass proton and the high stability of the baryon number follows from the proposed formula. It is shown the nonrandomness of the value of the entropy of the Universe.

Key words: baryon asymmetry, proton mass, entropy of the universe, dark matter, CMBR.

Букалов А. В.

**О РАЗЛИЧНЫХ СПОСОБАХ
ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЛИЧЕСТВА ИНФОРМАЦИИ И ЭНТРОПИИ
ЧЕРНЫХ ДЫР И ВСЕЛЕННОЙ**

*Центр физических и космических исследований, Международный институт соционики,
ул.Мельникова, 12, г.Киев-50, 04050, Украина
e-mail: bukalov.physics@socionic.info*

Энергетические ограничения демонстрируют невозможность наблюдения планковских ячеек на поверхности черной дыры и в голографическом подходе. Обсуждаются различные способы и варианты определения энтропии черных дыр и Вселенной при различной пространственной мерности информационных ячеек.

Ключевые слова: голографический принцип, гравитационный радиус, информация, энтропия, площадь черной дыры.

PACS numbers: 04.07.-s, 98.80.-k

1. Введение

В предыдущем сообщении [1] было показано, что определение энтропии черной дыры как отношения площади черной дыры к квадрату планковской длины $S = A / (4L_p^2)$, данное Я. Бекенштейном и С. Хокингом, не обладает свойством аддитивности и может быть заменено определением энтропии как отношения гравитационного радиуса черной дыры к планковскому интервалу:

$$S_0 = R_g / 2L_p. \quad (1)$$

При этом в энергетических единицах обе формулы совпадают:

$$S_{BH} = 4\pi R_g^2 kT_{BH} / (4L_p^2) = R_g kT_p / (2L_p) = M_{BH} c^2. \quad (2)$$

Вычисление количества информации в виде количества планковских двумерных ячеек получило развитие в целом ряде работ, связанных с черными дырами, а также в голографическом принципе [2–6].

2. Физические ограничения на наблюдаемые величины

Утверждение о наличии в черной дыре $4\pi R_g^2 / 4L_p^2$ битов информации означает, что мы можем наблюдать (выделять) каждый бит. Однако энтропия Бекенштейна-Хокинга выражена как отношение длины волны хокинговского излучения к комптоновской длине черной дыры: $\lambda_{BH} = \hbar / (M_{BH} c)$ или отношения гравитационных радиусов черной дыры R_g и кванта теплового излучения r_g :

$$S_{BH} = \pi R_g^2 / L_p^2 = 4\pi R_g M_{BH} c / \hbar = 4\pi R_g / \lambda_{BH} = M_{BH} c^2 / (kT_{BH}) = R_g / (r_g kT),$$

Очевидно, что наблюдение $\lambda_{BH} = r_g$ невозможно. Сам Бекенштейн пришел к идее соответствия информации, попадающей в черную дыру, путем рассмотрения захвата черной дырой фотона с длиной волны, равной гравитационному радиусу: $\lambda \approx R_g$.

$$4\pi R_g'^2 = 4\pi \left(R_g + 2G_N \frac{kT}{c^4} \right)^2 = 4\pi (R_g^2 + 4L_p^2 + \lambda_{BH}^2)$$

Однако мы видим, что прибавление кванта увеличивает площадь не на $4L_p^2$, как принимал Бекенштейн, а на $\Delta R^2 = 2L_p^2 + \lambda_{BH}^2$. Величина λ_{BH} мала, но ее нельзя игнорировать. Срав-

ним два случая. В первом — черная дыра, масса которой составляет N квантов с энергией kT поглощает N бит информации, несомые квантами такой же энергии. Ее масса удваивается: $M' = 2M = 2NkT$. Удваивается и количество энтропии как скрытой информации: $S' = 2S = 2N$. Однако, с другой стороны, расчет по формуле (1) дает $R'^2 = (R_g + R_g)^2 = 4R_g^2$. Таким образом, возникает противоречие, то есть вклад λ_{BH}^2 нельзя не учитывать. Следовательно, отождествление бита информации с $4L_p^2$ некорректно.

Кроме того, реальные черные дыры образуются путем коллапса стабильных барионов и лептонов и некоторой незначительной части электромагнитной энергии. Очевидно, что одной элементарной частице соответствует один бит информации. Поэтому черная дыра массой в 3 солнечных, образовавшаяся в результате коллапса $N \approx 3,6 \cdot 10^{57}$ протонов и электронов, содержит и эквивалентное количество информации $I \approx 10^{57,6}$ в таких единицах. При этом ее энтропия по Бекенштейну-Хокингу должна составить $S = \frac{4\pi R_g^2}{4L_p^2} \approx 10^{78}$. Таким образом, черная дыра, поглотив $10^{57,6}$ бит информации, содержит в других — планковских единицах — 10^{78} бит. Возникает явное противоречие, тем более, что согласно результатам Л. Сасскинда, С. Хокинга и др. информация в черной дыре сохраняется [7]. Здесь возникает вопрос об энергии бита информации. Очевидно, что количество битов определяется величиной кванта энергии. А естественной нормирующей величиной является масса черной дыры: $M_{BH} / m_p = 10^{57}$, $M_{BH} / (kT) = 10^{78}$. В первом соотношении — поступающие биты информации с высоким содержанием энергии на один квант, во втором — испускаемые длинноволновые кванты с низким содержанием энергии на один квант. Однако в таком описании мы имеем дело с довольно распространенной физической ситуацией: например, Земля и ее атмосфера и биосфера поглощают высокоэнергетичные УФ и световые кванты солнечного излучения, а обратно излучают длинноволновые тепловые кванты в инфракрасном диапазоне. Но это не означает, что к Земле, ее поверхности и биосфере можно применить формулу $S = Q/T$ (как делают в случае черной дыры), поскольку речь идет о неравновесных процессах.

В таком случае соотношение $M_{BH}c^2 / (kT) = 4\pi R_g^2 / (4L_p^2)$, вероятно, показывает общую энтропию излучения, в которое превратилась бы черная дыра в ходе своего испарения, а не энтропию самой черной дыры. В самом деле, $S = kT \ln W = kT M c^2 / (kT)$, и черная дыра с массой $3M_\odot$ не состоит из 10^{78} квантов kT , запертых в полости. Это физически другой объект. Но энтропия $S = 10^{78} kT$ — это и есть энтропия всех квантов, излученных черной дырой. Поэтому черную дыру можно рассматривать как физический объект, являющийся быстрым концентратором информации, преимущественно при коллапсе, и очень медленно испускающим тепловое излучение, суммарная энтропия которого и описывается формулой Бекенштейна-Хокинга. Действительно, физическая реализация испарения занимает гигантское время $t_{исп} = 320\pi M_{BH} R_g / (kT_{BH} c)$, особенно в сравнении с временем коллапса $t_g = R_g / c$. Поэтому реально наблюдаемая энтропия черной дыры, даже физически реализованная за время Хаббла, совершенно ничтожна: для черной дыры с массой около трех масс Солнца

$$S(t_H) = kT \frac{t_H}{t_g} \approx 10^{22} kT \approx 10^{-56} S_{BH}$$

А ведь только то, что можно наблюдать, имеет физический смысл.

В рамках голографического принципа поверхности сферы Хаббла, которая содержит 10^{120} виртуальных планковских площадей, приписывают 10^{120} бит информации, но условность такого определения очевидна.

К этому добавим, что в некоторых работах энтропию Вселенной рассчитывают через энтропию сверхмассивных черных дыр с $M \approx 10^{9,5} M_\odot$ в ядрах Галактик. Такая оценка дает $S = N_{BH} \cdot S_{BH} \approx 10^{105}$ бит. Здесь возникает явное противоречие, которое не обсуждается: откуда в этих черных дырах столько информации, если количество информации во всей Вселенной не

превышает $S \approx 10^{90}$? Тем более что черные дыры сохраняют информацию, а, следовательно, в них, как утверждается, содержится информации в $10^{105.77} = 10^{28}$ раз больше, чем они получили в барионных единицах.

Поэтому формула Бекенштейна-Хокинга по-видимому описывает не реальную энтропию черной дыры, а потенциально достижимую энтропию теплового излучения черной дыры. (Ведь если согласно II закону термодинамики энтропия только растет, то $S_\gamma > S_{BH}$, а S_{BH} — максимальная энтропия по определению, что опять приводит к противоречию). Отметим также, что по формуле Бекенштейна-Хокинга величина кванта энергии, несущего информацию, определяется размерами черной дыры. И этим разным величинам соответствует один инвариант — планковская площадь. Кроме того, величина $2L_p = R_{gp}$ равна гравитационному радиусу частицы с планковской массой. Таким образом, площадь черной дыры измеряется в единицах ненаблюдаемых планковских гравитационных радиусов. Из этого можно сделать вывод, что энтропия по Бекенштейну-Хокингу — это энтропия поверхности черной дыры в виртуальных планковских единицах, и ничего более. К энтропии черной дыры как целостного объекта она имеет только частичное отношение.

Отметим также, что поскольку черная дыра является структурой, содержащей информацию, она является упорядоченным и целостным объектом. Поэтому можно говорить о собственной частоте колебаний горизонта событий как единого целого: $\nu = c / (4\pi R_g)$. Колебания черной дыры, ее «вибрация» может порождать гравитационные резонансы в Галактике, аналогично резонансам в Солнечной системе. Так, для ядра нашей Галактики $R_g \approx 12 \cdot 10^{10}$ м, длина волны, соответствующая такому колебанию, $\lambda = 4\pi R_g \approx 150$ млн.км. Заметим, что это значение совпадает с расстоянием Земли, как планеты с жизнью, биосферой, до Солнца. Фактически орбита Земли соответствует длине волны колебаний ядра Галактики. Поэтому можно предположить влияние собственных частот ядра Галактики на формирование орбит планет, обладающих биосферой [8].

3. Мерности возможных информационных ячеек в черной дыре

Постулирование соответствия количества битов информации (или энтропии) на поверхности горизонта черной дыры (сферы Шварцшильда) количеству двумерных планковских ячеек не учитывает возможность реального наблюдения таких ячеек. В реальности, в соответствии с принципом неопределенности В. Гейзенберга, чтобы наблюдать ячейку с планковскими размерами, необходимо приложить планковскую энергию $E_p = M_p c^2$, т.к. $2L_p / c = \hbar / E_p$. Тогда, при определении энтропии черной дыры по Бекенштейну-Хокингу, $S = 4\pi R_g^2 / (4L_p^2)$, количество необходимой для наблюдения энергии, или приходящегося на все эти ячейки, составит

$$E = M_p c^2 \frac{4\pi R_g^2}{4L_p^2}, \quad (3)$$

при том, что масса черной дыры равна $M_{BH} = M_p R_g / (2L_p)$. Таким образом, энергия, необходимая для реального наблюдения планковских ячеек на поверхности горизонта черной дыры, квадратично зависит от ее гравитационного радиуса, и это противоречит линейной зависимости для массы (энергии) черной дыры от ее радиуса. Такой зависимости, находящейся в соответствии с соотношением неопределенности $2L_p / c = \hbar / E_p$ удовлетворяет формула для энтропии (1). Поэтому энтропию черной дыры (или информацию в голографической теории на поверхности, в том числе сферы Хаббла) нельзя выделять в виде совокупности планковских двумерных ячеек. Это не физическое, наблюдаемое, а воображаемое выделение, дифференциация ячеек. Очевидно, что двумерное представление содержит энергетическое ограничение $M_{BH} c^2 = N_\Delta E_{наб.яч.}$. Количество энергии, необходимое для наблюдения каждого линейного размера, соответствующего каждой информационной ячейке, должно быть равно энергии черной

дыры. Тогда соотношение масс черной дыры и эквивалентной энергии (массы) равно соотношению площадей черной дыры и информационной ячейки: $M_{BH}c^2 / \Delta E = R_g^2 / \Delta r^2$.

В случае $\Delta / Ec^2 = m_x$, $\Delta r = r_x = \hbar / (m_x c) = \lambda_x$

$$\frac{M_{BH}}{R_g^2} = \frac{m_x}{\lambda_x^2} = \frac{\Delta E_x}{c^2 r_x^2}. \quad (4)$$

Интервал r_x может соответствовать длине волны соответствующего кванта энергии $r_x = \lambda_x$.

Мы определили одномерное и двумерное содержание информации (энтропии) в черной дыре. Аналогичным образом мы можем определить и трехмерную информацию (энтропию) как соотношение объемов:

$$S(R^3) = \frac{M_{BH}}{m_y} = \frac{R_g^3}{r_y^3}. \quad (5)$$

В четырехмерном случае

$$S(R^4) = \frac{M_{BH}}{m_z} = \frac{R_g^4}{\lambda_z^4}. \quad (6)$$

В общем случае

$$2R_g^{n-1} \cdot L_p^2 = r_i^{n+1}. \quad (7)$$

Таким образом, количество информации в черной дыре зависит от мерности выделяемых информационных ячеек, которые могут быть реализованы в реальных наблюдениях. Поэтому голографический принцип, относящийся к двумерному случаю, — это частный случай такого описания.

4. Количество информации во Вселенной

Рассмотрим теперь полученные соотношения для Вселенной. Она не является черной дырой и далека от равновесия. Расширяющаяся Вселенная может быть описана, скорее, как аналог белой дыры, с точки зрения наблюдателя, движущегося по временной координате (радиусу) от сингулярности к поверхности [9]. При этом радиус Хаббла в расчете критической плотности Вселенной играет роль гравитационного радиуса.

$$\rho_c = \frac{3}{8\pi G_N} H_0^2 = \frac{3M_H}{4\pi R_H^3}, \text{ где } M_H \text{ — масса в сфере Хаббла, } M_H = \frac{R_H c^2}{2G_N}$$

Для Вселенной вычисление в одномерном случае дает

$$S_H(R) = \frac{R_H}{L_p} = \frac{M_{BH}}{M_p} \approx 10^{60} \quad (8)$$

В двумерном случае

$$S_H(R^2) = \frac{M}{\pi^2 R_H^2} = \frac{m_\pi}{\lambda_\pi^2}, \quad (9)$$

где m_π — масса π -мезона. Из этого соотношения после элементарных преобразований, с учетом $2G_N M_H / c^2 = R_H$, получаем формулу

$$\frac{G_N m_x^6 c^2}{\hbar^4} = \frac{3}{8\pi G_N R_H^2} = \rho_\varepsilon, \quad (10)$$

которая совпадает с формулой Я. Зельдовича для плотности энергии вакуума [10].

Точная формула, предложенная автором:

$$\rho_c \approx \frac{G_N c^2}{2\pi^2 \hbar^4} \left(\frac{m_{\pi^\pm}}{2} \right)^6, \quad \rho_v \approx \frac{2}{3} \rho_c. \quad (11)$$

Заметим, что значение ρ_c в (11) связано с некоторым стабильным значением $m_x = m_{\pi^\pm}$ в современную эпоху, для которой характерно совпадение ряда значений космических величин

(coincidence).

$$S_H(R^2) = \frac{M_H}{m_\pi} = \frac{R_H^2}{\lambda_\pi^2} \approx 3,6 \cdot 10^{80} \quad (12)$$

В трехмерном случае

$$\frac{M_H}{m_y} = \frac{R_H^3}{\lambda_y^3} \approx 10^{90} = S_H(R^3), \quad m_x \approx 4,26 \cdot 10^{-3} \text{ эВ} \quad (13)$$

Для энергии вакуума $m_y = 3,9 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$.

Заметим, что полученная величина практически совпадает с суммарной энтропией реликтового излучения, нейтрино и квантов темной энергии, которые определяют энтропию Вселенной:

$$S_H(R^3) \approx S_\gamma + S_{\nu\bar{\nu}} + S_{DE}$$

5. Выводы

1. Определение информации или энтропии в черной дыре не является однозначным, а зависит от мерности рассмотрения, или соответствующей энергии, соответствующей биту информации.
2. В случае такой гравитирующей системы как Вселенная одномерный подход определяет количество информации через планковскую массу, двумерный подход — через нуклонную массу, трехмерный — через массу кванта темной энергии, реликтового излучения или нейтрино.

Л и т е р а т у р а :

1. Букалов А.В. Парадоксы с энтропией черных дыр и их возможное решение. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2012. — № 4. — С. 14–17.
2. Maldacena J. M. Int. J. Mod. Phys. A **15** 840 (2000); hep-ph/0002092.
3. Padmanabhan T., Paranjape A. Phys. Rev. D **75** 064004 (2007); gr-qc/0701003.
4. Susskind L. J. Math. Phys. **36** 6377 (1995); hep-th/9409089.
5. 't Hooft G. gr-qc/9310026.
6. Verlinde E. JHEP (04) 029 (2011); arXiv:1001.0785.
7. Hawking S. W. Phys.Rev. D72:084013, 2005; arXiv:hep-th/0507171.
8. Букалов А.В. О происхождении позитронов в Галактическом центре и природе ядра Галактики. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2006. — № 4. — С. 47–49.
9. Букалов А.В. Причина одномерности и необратимости времени. Возможный возраст Вселенной. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2002. — № 4. — С. 22–23.
10. Зельдович Я. Б. Письма в ЖЭТФ **6** 883 (1967)

Статья поступила в редакцию 03.04.2013 г.

Bukalov A. V.

On the different ways to determine the quantity of information and entropy of black holes and the Universe

The energy restrictions demonstrate the impossibility of observations of Planck cells on the surface of the black hole and in the holographic approach. There are discussed various methods and versions for defining the entropy of black holes and the Universe at different spatial dimension of information cells.

Keywords: holographic principle, gravitational radius, information, entropy, area of the black hole.

Олейник В. П.

О ФИЗИЧЕСКОЙ СУЩНОСТИ ЯВЛЕНИЯ КРИВОЛИНЕЙНОГО ДВИЖЕНИЯ ПО ИНЕРЦИИ

Классическая частица как открытая самоорганизующаяся система

*Институт высоких технологий
Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко
ул. Владимирская, 64, Киев, 01601, Украина
e-mail: valoleinik@gmail.com*

Раскрыта физическая сущность и установлен физический механизм явления криволинейного движения классической частицы по инерции. Показано, что **классическая частица, освобожденная от ограничений, накладываемых в Ньютонской схеме механики на движение частицы по инерции и на ее массу, представляет собой открытую самоорганизующуюся систему.** Первое из указанных выше ограничений следует из общепринятого представления о том, что равномерное и прямолинейное движение тела, не подвергнутого действию внешних сил, является единственно возможным существующим в природе движением по инерции. Исследование проблемы движения [2–12] показывает, однако, что имеется несчетное множество криволинейных движений по инерции, которые представляют собой диалектические противоположности по отношению к вынужденным ускоренным движениям. Методы исследования, исключаящие из рассмотрения ускоренные движения по инерции, дают, очевидно, заведомо неполную и искаженную картину физической реальности. **Второе ограничение касается массы:** предполагается, что масса классической частицы является неизменной, сохраняющейся во времени физической характеристикой частицы. Как видно из анализа проблемы, требование постоянства массы приводит к жестким ограничениям на ускоренное движение частицы по инерции, которые не согласуются, однако, с главными законами природы — законами диалектики. Следует подчеркнуть, что упомянутые ограничения представляют собой не более чем гипотезы, использование которых не обосновано, поскольку никогда не проверялись ни их согласованность с другими положениями механики, ни их соответствие опыту. **В данной работе содержится формулировка основ механики, свободной от указанных ограничений.**

В цикле работ [13–20] проблема самоорганизации материи детально исследовалась на основе квантовой электродинамики. В качестве механизма самоорганизации электрона рассматривалось самодействие — обратное действие на заряженную частицу со стороны создаваемого ею кулоновского поля. Из того факта, что закон Кулона, как закон чисто феноменологический, не является фундаментальным физическим законом [10–12], и из новых результатов, излагающихся в настоящей работе, следует, что хотя рассмотренный в [13–20] механизм самоорганизации и улавливает, по-видимому, некоторые черты явления, он представляет собой лишь грубое приближение к истинному механизму самоорганизации. **Новые результаты свидетельствуют о том, что способность материи к самоорганизации, будучи неотъемлемым свойством материи, возникает на простейшем уровне развития материи и может быть объяснена в рамках механики, без использования феноменологии в виде электрических зарядов и кулоновского поля.**

В данной работе исследуются физические особенности поведения классической частицы с переменной массой, движущейся ускоренно по инерции. Показано, что физическая среда, порождаемая классической частицей, состоит из двух компонент — непрерывной, классической компоненты и квантовой компоненты, которая возникает в результате квантовых скачков частицы из одного состояния криволинейной инерции в другое. Построены колебательные состояния движения по инерции классической частицы и показано, что частица, осциллирующая по инерции, обладает дефектом массы, величина которого порядка массы частицы, вращающейся по инерции. Отсюда следует, что преобразование вращательного движения по инерции в колебательное может оказаться весьма эффективным способом получения высокого дефекта массы [21–23]. Указаны квантовые переходы частицы-осциллятора, в которых энергия классической частицы преобразуется в энергию квантов порождаемой ею среды.

Результаты работы указывают на то, что **главной причиной нынешнего кризисного состояния физической науки является игнорирование ею законов диалектики. Физика, освобожденная от тяжких оков в виде ограничений на движение материи, станет мощным стимулом технического прогресса; она обеспечит невиданный расцвет нашей цивилизации, переведя ее на качественно новый уровень развития. Практическое значение полученных результатов состоит в том, что они дают метод исследования природы, согласующийся с ее основными законами, и открывают путь к решению ряда сверхзадач [21–28], связанных с энергетической проблемой, с управлением гравитацией и созданием антигравитационных двигателей, со сверхсветовой коммуникацией, с управлением ходом времени.**

Ключевые слова: криволинейная инерция, колебательное движение по инерции, квантовые переходы классической частицы, самоорганизующаяся система, антигравитация, управление гравитацией.

Дайте мне материю и движение —
и я создам Вселенную.

Р. Декарт (см. [1], с.26)

1. Введение. Явление ускоренного движения по инерции

В работах [2–12] исследование криволинейной инерции проводилось, исходя из общепринятого представления о том, что масса m классической частицы является неизменной, сохраняющейся во времени физической характеристикой частицы: $m = const$. Однако, как видно из результатов работ [8,9], масса частицы может изменяться со временем, причем возможны физические ситуации, когда зависимость массы от времени оказывается весьма существенной. Отсюда следует, что для правильного описания явления криволинейной инерции нужно отказаться от предположения о постоянстве массы классической частицы. Настоящая работа и посвящена исследованию криволинейного движения по инерции классической частицы с переменной массой. В работе уточняется физическая сущность явления и рассматриваются его физические особенности. Построено и исследовано состояние колебательного движения по инерции классической частицы. Находясь в этом состоянии движения, **частица характеризуется наличием дефекта массы и выступает в качестве эффективного преобразователя энергии**, который перекачивает энергию из обычного вещества в особого рода физическую среду и в обратном направлении.

Прежде всего, напомним и уточним, ввиду исключительной важности проблемы движения по инерции и для полноты изложения, полученные в [2–12] результаты, касающиеся явления ускоренного движения по инерции и свидетельствующие о том, что масса частицы, движущейся по инерции по криволинейной траектории, может быть функцией времени.

Согласно результатам исследований [2–12] по проблеме движения — центральной проблеме физики, **существует два типа ускоренных движений классической частицы — вынужденные движения $D_{\text{вынужд}}$ и движения по инерции $D_{\text{инерц}}$** . В соответствии с общепринятой терминологией, вынужденными движениями мы называем движения частицы, происходящие под действием на частицу внешних сил — сил со стороны окружающих тел. Под ускоренными (криволинейными) движениями по инерции мы понимаем движения частицы по криволинейной траектории, происходящие в отсутствие внешних сил и характеризующиеся тем, что они совершаются без каких-либо энергетических затрат со стороны частицы, т.е. действующие на частицу силы инерции не совершают работы по перемещению частицы на каждом участке траектории.

Место, которое движения $D_{\text{инерц}}$ и $D_{\text{вынужд}}$ занимают в природе, определяется тем, что произвольное ускоренное движение D частицы можно представить в виде их линейной комбинации. Существенно, что эти движения представляют собой диалектически противоположные составляющие движения. Согласно законам диалектики — главным законам природы, управляющим ее движением и развитием, любая физическая реальность (физический процесс, физическое явление и т.п.) представляет собой сосуществование противоположностей, которые дополняют друг друга, образуя неразрывное целое, и в то же время противодействуют друг другу. Следовательно, объяснить и описать поведение любой физической системы способна лишь такая физическая теория, которая должным образом учитывает диалектически составляющие движения. **Указанное требование является необходимым условием того, чтобы физическая теория была адекватной физической реальности, т.е. достаточно глубоко проникала**

в ее сущность и достаточно полно описывала физические механизмы природных явлений и процессов.

Следует подчеркнуть, что наличие в природе ускоренных движений по инерции материальных тел является прямым следствием законов диалектики. Действительно, в силу законов диалектики, из факта существования вынужденных ускоренных движений с необходимостью следует, что должны существовать и диалектически противоположные составляющие движений — ускоренные движения по инерции.

Причиной ускоренного движения классической частицы в отсутствие внешних возмущений является неоднородность и неизотропность пространства, в котором происходит движение. В условиях неоднородного и неизотропного пространства и в отсутствие внешних полей частица стремится перемещаться по криволинейной траектории таким образом, чтобы не расходовать собственной энергии. Такое поведение частицы представляет собой физическое свойство, внутренне присущее частице по самой природе вещей. Стремление классической частицы перемещаться в пространстве по криволинейной траектории по инерции следует рассматривать как фундаментальный закон природы.

Простейшим примером ускоренного движения по инерции может служить равномерное вращение классической частицы по окружности с неподвижным центром. Физическую систему, совершающую движение указанного вида, будем кратко называть **вихрем**. Вихрь представляет собой механический диполь, состоящий из классической частицы A , вращающейся вокруг неподвижной точки (обозначим ее через O_1 и назовем центром вихря), и силового шнура, соединяющего частицу с центром вихря (см. Рис. 1а). Диполь описывается механическим дипольным моментом

$$\vec{d}_1 = m\vec{r}_1, \quad (1)$$

где m — масса частицы, \vec{r}_1 — радиус-вектор частицы, отсчитываемый от точки O_1 . На частицу, находящуюся в состоянии движения (1), действует сила инерции $\vec{F} = \ddot{\vec{d}}_1$, направленная вдоль силового шнура к центру вихря. Рассматриваемое состояние движения классической частицы, которое мы называем **однодипольным**, аналогично основному состоянию квантовой частицы в стандартной формулировке квантовой механики.

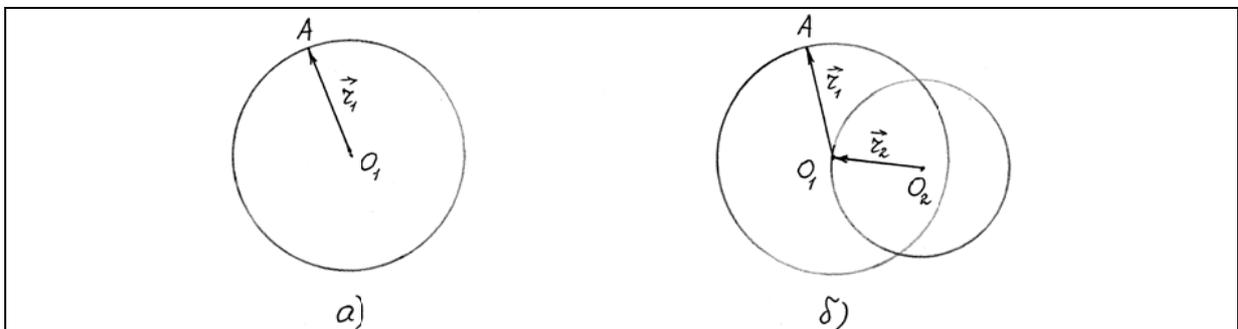


Рис. 1. Простейшие состояния криволинейной инерции классической частицы:

а) однодипольное состояние (A — классическая частица, O_1 — центр вихря, AO_1 — силовой шнур);
 б) двухдипольное состояние (A — классическая частица, O_1 и O_2 — центры вихрей, AO_1 и O_1O_2 — главный и вторичный вихри, AO_1O_2 — силовой шнур).

Пусть теперь частица массой m вращается, как и раньше, равномерно по окружности радиуса r_1 с центром в точке O_1 , а точка O_1 , в свою очередь, вращается равномерно по окружности радиуса r_2 вокруг неподвижной точки O_2 (см. Рис. 1б). Такое состояние движения можно описать дипольным моментом

$$\vec{d}_2 = m(\vec{r}_1 + \vec{r}_2), \quad (2)$$

где $\vec{r}_2 = \overline{O_2O_1}$ — радиус-вектор точки O_1 относительно точки O_2 , $|\vec{r}_2| = r_2$. Состояние (2) является примером **двухдипольного состояния движения**, представляющего собой суперпозицию однодипольных состояний с дипольными моментами $\vec{d}_1 = m\vec{r}_1$ и $\vec{d}'_2 = m\vec{r}_2$. При определенных условиях состояние (2) может быть состоянием ускоренного движения частицы по инерции. Это состояние движения естественно рассматривать как **составной вихрь** с центром вихря в точке O_2 . Его составляющими являются **главный и вторичный вихри**, представляющие со-

бой, соответственно, вращение частицы вокруг точки O_1 и вращение точки O_1 вокруг центра O_2 составного вихря. Хотя в точке O_1 отсутствует частица, получается так, как если бы вихрь \vec{d}'_2 представлял собой вращение исходной частицы массы m вокруг точки O_2 . Это явление можно объяснить тем, что точка O_1 играет роль центра масс вихря \vec{d}_1 , рассматриваемого как единое целое, и поэтому точке O_1 следует приписать массу исходной частицы, движение которой порождает вихрь \vec{d}'_2 . Как видим, вторичный вихрь \vec{d}'_2 — это вращение особой частицы, которая является как бы **отображением** исходной частицы, обладающим ее массой, в точку O_1 . Такую частицу будем называть **квазичастицей**.

Двухдипольное состояние движения частицы по инерции является, таким образом, суперпозицией исходной классической частицы и ее отображения — квазичастицы. Квазичастица как бы отщепляется от исходной частицы и, будучи в некотором смысле отображением исходной частицы, ведет себя подобно классической частице. В соответствии с формулой (2), квазичастице нужно приписать массу m классической частицы, помня при этом, что масса квазичастицы не является мерой количества вещества, содержащегося в квазичастице. Остальные физические характеристики квазичастицы определяются аналогично физическим характеристикам классической частицы.

Центр вихря определен нами как одна из двух точек, выделенных в пространстве, в котором классическая частица перемещается. Следует подчеркнуть, что **центр вихря становится особой материальной структурой, которую мы называем квазичастицей, лишь при условии, что он перемещается в пространстве таким образом, что вся система в целом, включающая главный и вторичный вихри, движется ускоренно по инерции.** В рассмотренном выше примере центр O_2 составного вихря, будучи неподвижным, не является квазичастицей, в отличие от центра O_1 главного вихря (см. Рис. 16).

Подобным же образом можно построить n – дипольные ($n > 2$) состояния ускоренного движения по инерции классической частицы [8]. Указанные состояния, аналогичные возбужденным состояниям квантовой частицы, представляют собой цепочку из n вихрей, состоящую из **главного вихря**, порождаемого движением исходной частицы, $n-1$ **вторичных вихрей и силового шнура**, связывающего исходную частицу с квазичастицами и с центром составного вихря. Эта цепочка вихрей, связанных между собой силовым шнуром, образует устойчивую пространственную структуру, которая характеризуется определенными линейными размерами. Имеет место, таким образом, **пространственное (геометрическое) квантование криволинейного движения по инерции классической частицы.**

Совокупность квазичастиц, движение которых порождает вторичные вихри в n – дипольных ($n \geq 2$) состояниях движения по инерции классической частицы, и силовые поля, создаваемые исходной частицей и квазичастицами, образуют **особую физическую среду**, которая влияет на поведение классической частицы, изменяя ее физические свойства. **Классическая частица как бы окутывается облаком порождаемых ею квазичастиц и силовых полей — происходит «одевание» частицы. Многодипольные состояния классической частицы, движущейся по инерции по криволинейной траектории, представляют собой, в сущности, связанные состояния исходной частицы и некоторого числа квазичастиц.**

При обсуждении результатов работ [8–12] мое внимание неоднократно обращалось на то обстоятельство, что использованное в этих работах название «эфирная среда» не вполне удачно, так как оно вызывает ассоциацию с эфиром, исследовавшимся физиками XIX века (см. [1, 29]), хотя и не имеет ничего общего с ним. Под эфиром обычно понималась гипотетическая среда, которая наделялась по произволу исследователей физическими свойствами газа, жидкости или твердого тела. **Отличие рассматриваемой нами среды от эфира состоит в том, что ее физические свойства нами не постулируются, а выводятся из условий криволинейного движения классических частиц по инерции.** Такой подход имеет неоспоримое преимущество перед общепринятым подходом к эфиру: он позволяет исследовать явление криволинейной инерции, не опасаясь использования ложных представлений. **Чтобы найти более подходящее название для той физической реальности, которая генерируется классической частицей при ее ускоренном движении по инерции, обратимся к физической картине рассматриваемого явления.**

Мы исходим из классической частицы, движущейся по инерции по криволинейному пути. На частицу действует сила, направленная к центру кривизны траектории частицы. Величина

и направление силы непрерывно изменяются со временем, т.е. при движении частицы в окружающем пространстве генерируется особое силовое поле. **Тем самым окружающее пространство наделяется физическими свойствами, превращаясь в особую неоднородную и неизотропную физическую среду.** Вследствие неоднородности и неизотропности окружения, классическая частица непрерывно совершает квантовые переходы (скачки) из одного состояния движения в другое, испуская или поглощая кванты энергии и импульса, которые естественно рассматривать как элементарные возбуждения упомянутой выше среды. Обмен энергией и импульсом между классической частицей и ее окружением означает, что частица и порождаемая ею физическая среда взаимодействуют друг с другом. Классическая частица, движущаяся по инерции по криволинейной траектории, представляет собой, таким образом, открытую и нелокальную физическую систему, неразрывно связанную с окружающим пространством.

Как видим, физическая сущность явления криволинейной инерции состоит в том, что исходная физическая реальность, в качестве которой выступает классическая частица, порождает вторичную реальность в виде особой материальной среды. Классическую частицу мы рассматриваем как сгусток вещества, локализованный в некоторой ограниченной области пространства. Среда, порождаемая частицей при ее ускоренном движении по инерции, содержит непрерывную составляющую, распределенную в окружающем пространстве, а также локальные структуры в виде квазичастиц; она взаимодействует с частицей, обмениваясь с ней квантами энергии и импульса. Значит, рассматриваемая здесь физическая среда — это противоположность по отношению к классическим частицам, порождаемая ими при криволинейном движении по инерции. Ее естественно назвать средой, индуцируемой посредством криволинейной инерции (ИКИ), или кратко ИКИ-средой. На английском языке название среды будет звучать как *the medium induced by curvilinear inertia (ICI)* или кратко как *the ICI-medium*, а ее элементарное возбуждение — как *the ICI-particle* или *ICI-quantum*.

Явление криволинейного движения по инерции может служить типичной моделью диалектического развития физической системы. Содержание этой модели можно описать следующим образом. Развитие (движение) физической реальности неизбежно порождает диалектически противоположную по отношению к ней вторичную реальность, которая вступает во взаимодействие с исходной реальностью. Это взаимодействие и обеспечивает устойчивое сосуществование обеих физических реальностей как единого, неразрывного целого. Дальнейшее развитие физической реальности происходит подобным же образом: вновь образовавшаяся реальность порождает свою противоположность и, взаимодействуя с нею, образует новое единое целое и т.д. **В результате возникает последовательность все более усложняющихся вихревых структур, которые изменяют как состояние физической системы, так и свойства окружения, превращая его во все более и более неоднородное и неизотропное пространство.**

Здесь уместно сравнить представление о классической частице с точки зрения Ньютонской схемы механики и развиваемое в данной работе представление о классической частице, движущейся ускоренно по инерции.

Согласно механике Ньютона, классическая частица в отсутствие внешней силы пребывает в состоянии покоя или движется равномерно и прямолинейно. Частице приписывается масса, которая служит одновременно мерой инертности и мерой количества вещества частицы. Действие внешней силы приводит к вынужденному ускоренному движению, которое описывается вторым законом Ньютона.

В развиваемой нами формулировке механики, в отличие от механики Ньютона, классическая частица выступает как особая физическая реальность, которая, будучи в состоянии ускоренного движения по инерции, порождает свою противоположность — ИКИ-среду, имеющую квантовую структуру. Обмен квантами энергии и импульса между частицей и порождаемой ею средой приводит к взаимодействию между ними, благодаря которому частица «одевается», приобретая физические свойства реально наблюдаемой частицы. При воздействии на частицу внешней силы, на движение частицы по инерции накладывается вынужденное ускоренное движение. После прекращения действия внешней силы частица возвращается в одно из состояний криволинейной инерции.

Если в механике Ньютона отключить внешнюю силу, частица превращается в абстрактное образование, которое либо покоится, либо движется равномерно и прямолинейно; приписываемая ей масса никак не может проявиться и поэтому не имеет физического значения. **В Ньютонской схеме механики частица выступает, таким образом, как мертвая форма, не способная к порождению новых структур. Наделенная же способностью перемещаться по**

криволинейной траектории по инерции, частица становится животворящей физической системой, которая обретает свойство порождать в своем окружении несчетное множество новых структур и благодаря этому непрерывно изменяет свой собственный облик, превращая окружение в пространство, обладающее физическими свойствами. Как видим, лежит пропасть между представлениями механики Ньютона о классической частице и новыми представлениями, учитывающими существование ускоренных движений по инерции.

С включением криволинейных движений по инерции в механику, открывается огромный мир физических явлений и процессов, выпавших из поля зрения ньютоновской схемы. Среди них — гравитация и антигравитация, которые получают простое и естественное объяснение как физические следствия ускоренных движений по инерции. В механике же Ньютона гравитация описывается чисто феноменологически, путем постулирования закона всемирного тяготения, без проникновения в физическую сущность и раскрытия физического механизма явления.

Отметим, что из существования n – дипольных состояний движения по инерции немедленно следует существование $(n + 1)$ – дипольных состояний движения. Чтобы убедиться в этом, достаточно рассмотреть одно- и двух- дипольные состояния (1) и (2). В самом деле, составной вихрь, отвечающий состоянию движения по инерции (2), можно рассматривать как вращение однодипольного вихря (1) с центром в точке O_1 , взятого как целое, вокруг неподвижной точки O_2 при условии, что частица, принадлежащая вихрю (1), по-прежнему равномерно вращается вокруг его центра (см. Рис. 1а, 1б). Очевидно, что вихрь (2) можно получить в результате перескока центра вихря (1) из точки O_1 в точку O_2 при условии, что по инерции сохраняется вращение частицы в исходном вихре. Это значит, что при построении двухдипольного вихря (2) в качестве конструктивного элемента можно использовать вихрь (1), взятый как единое целое и вращающийся вокруг точки O_2 . Нетрудно показать, что **в качестве конструктивных элементов (строительных блоков) n – дипольных состояний движения могут выступать вихри, образуемые k диполями при $1 \leq k < n$** . Очевидно, что окружающий нас мир обязан своим разнообразием именно существованию **несчетного множества строительных блоков материи**, которые участвуют в формировании состояния криволинейного движения частицы по инерции.

При ускоренном движении частицы по инерции имеется центр вихря, совпадающий с центром кривизны траектории, по которой движется частица. Вследствие того, что не существует материального носителя, способного удерживать центр вихря сколь угодно долго в фиксированной точке пространства, могут происходить самопроизвольно, в отсутствие внешних возмущений, перескоки центра вихря из одного положения в пространстве в другое. Эти перескоки приводят к порождению квазичастиц, из которых образуются вторичные вихри, накладывающиеся на вихревую структуру исходного состояния движения классической частицы. **Физический механизм порождения ИКИ–среды классическими частицами состоит, таким образом, в возникновении спонтанных квантовых переходов классической частицы из одного состояния ускоренного движения по инерции в другое.** Встраиваясь в виде вторичных вихрей в вихревую структуру классической частицы, ИКИ–среда становится составной частью частицы, изменяя ее физические свойства.

ИКИ–среда, порождаемая ускоренными движениями по инерции классических частиц, имеет квантовую структуру. Чтобы ее выявить, т.е. выделить кванты энергии и импульса, отвечающие элементарным возбуждениям среды, и найти их энергетический спектр, необходимо проанализировать квантовые переходы частицы с точки зрения законов сохранения энергии и импульса. Такой анализ содержится в работе [8].

Как показано в [8], квантовые переходы можно рассматривать как процессы поглощения или испускания ИКИ–квантов классической частицей. Из фундаментальных законов сохранения энергии и импульса, отвечающих квантовым переходам классических частиц, выведены физические характеристики ИКИ–частиц. В энергетическом спектре ИКИ–частиц имеется область энергий, которая отвечает процессам трансформации ИКИ–частиц в вещество реальной частицы и обратным процессам трансформации вещества реальной частицы в ИКИ–частицы. Существует критическая точка, в которой происходит полное превращение классической частицы в ИКИ–среду. В этой точке образуется особый вихрь — сгусток ИКИ–среды, представляющий собой пространственную область, заполненную ИКИ–средой.

Из анализа фундаментальных законов сохранения, примененных к ускоренно движущейся по инерции частице, следует важный вывод: **постоянство массы вовсе не характерно**

для криволинейной инерции частицы; хотя движение частицы с $m = const$ и возможно, оно представляет собой весьма частный случай. Становится очевидным, что процессы трансформации вещества в ИКИ–материю и обратные процессы можно описать непротиворечивым образом и достаточно полно, лишь отказавшись от общепринятого представления о массе классической частицы как о неизменной, сохраняющейся во времени физической характеристике частицы. **Рамки теории, исходящей из предположения $m = const$, оказываются слишком узкими, чтобы дать достаточно полное, логически последовательное и непротиворечивое описание явления криволинейного движения по инерции. Как будет ясно из дальнейшего, физическую сущность явления криволинейного движения по инерции можно раскрыть в полной мере, лишь отбросив условие связи $m = const$.**

Перечислим основные результаты, содержащиеся в последующих разделах работы.

В разделе 2 рассмотрено криволинейное движение по инерции классической частицы с переменной массой и получен критерий такого движения. Показано, что масса частицы, движущейся ускоренно по инерции, обратно пропорциональна модулю ее вектора скорости \vec{v} и поэтому изменяется со временем, если $v \equiv |\vec{v}| = v(t)$.

Частица с переменной массой, движущаяся ускоренно по инерции, порождает в окружающем пространстве среду, обладающую корпускулярными свойствами. Непрерывно происходит перераспределение энергии между частицей и порождаемой ею средой. Процесс непрерывной перекачки энергии частицы в окружающую среду и обратный процесс характеризуются величиной \dot{m} — скоростью изменения со временем массы частицы. Кинетическая энергия классической частицы с переменной массой не является интегралом движения. Сохраняющейся величиной является сумма кинетической энергии T частицы и энергии T' среды, порождаемой частицей: $T + T' = const$. Этот закон сохранения напоминает закон сохранения полной механической энергии частицы: $T + U = const$, где величина U — потенциальная энергия частицы, движущейся во внешнем силовом поле. Приведенные законы сохранения относятся к качественно различным физическим явлениям: первый описывает ускоренное движение частицы по инерции, а второй — вынужденное движение частицы под действием консервативной силы.

В связи с тем, что масса частицы, движущейся ускоренно по инерции, вообще говоря, изменяется со временем, необходимо уточнить понятие свойства инерции частицы. Свойство инерции выражает собой способность частицы сохранять состояние криволинейного движения по инерции, т.е. сохранять такое состояние движения, в котором действующая на частицу сила инерции не совершает работы на любом участке траектории. Очевидно, что если на частицу действует внешняя сила, то масса частицы, независимо от того, сохраняется она или изменяется со временем, служит мерой инертности частицы, т.е. чем больше масса частицы, тем сильнее частица сопротивляется действию внешней силы. Вместе с тем, в отсутствие внешней силы, в ускоренном движении по инерции масса частицы выступает в качестве меры интенсивности взаимодействия частицы с порождаемой ею средой.

Раздел 3 посвящен квантовым переходам классической частицы из одного состояния ускоренного движения по инерции в другое, происходящим с поглощением или испусканием кванта среды. Идея исследования, описанного в разделе, состоит в следующем. Рассмотрим какое-либо простейшее из состояний ускоренного движения частицы по инерции. Оно представляет собой вихрь, состоящий из частицы, движущейся по окружности, центра вихря, совпадающего с центром окружности, и силового шнура, связывающего частицу с центром вихря (см. Рис. 1а). Как разъяснялось выше, центр вихря способен самопроизвольно перескакивать из одного положения в пространстве в другое. В результате образуется множество различных состояний движения частицы, которое содержит информацию о той среде, которая порождается частицей, движущейся ускоренно по инерции. Эту информацию можно получить, выделив из полученного множества какую-либо пару состояний и применив к ней законы сохранения энергии и импульса. Различие между состояниями движения, входящими в данную пару, естественно интерпретировать как некоторое материальное образование, представляющее собой элементарное возбуждение среды. Если перебрать все возможные пары состояний, то можно получить в принципе все возможные элементарные возбуждения среды. Законы сохранения позволяют построить элементарные возбуждения искомой среды и найти их энергетический спектр, а также построить уравнение, управляющее движением среды. Такая программа и выполнена в данном разделе.

Получен энергетический спектр элементарных возбуждений, связывающий их энергию

и импульс. Показано, что в случае частицы с переменной массой порождаемая частицей ИКИ-среда содержит две компоненты — непрерывную, имеющую классический характер, и дискретную (квантовую), состоящую из элементарных возбуждений (квантов). Построено уравнение движения среды, генерируемой ускоренно движущимися по инерции классическими частицами. Физическое содержание этого уравнения состоит в том, что оно связывает изменение импульса среды с квантовыми переходами классической частицы из одного состояния ускоренного движения по инерции в другое. В качестве причины изменения импульса среды выступает изменение силы инерции, действующей на частицу при переходе из одного состояния движения к другому. **Дополнив уравнения движения классических частиц уравнением движения среды, приходим к замкнутой схеме механики, учитывающей криволинейные движения частиц по инерции.**

Исследование энергетического спектра элементарных возбуждений ИКИ-материи показывает, что существует ветвь элементарных возбуждений (квантов), имеющих ненулевой импульс, но нулевую энергию. Такие кванты отличаются как от фотонов, так и от фононов. Повидимому, потоки квантов такого рода можно использовать для организации сверхсветовой коммуникации [17, 19, 26–28]. Согласно полученным результатам, «одевание» частицы шубой вторичных вихрей приводит, вообще говоря, к изменению модуля скорости частицы. Вследствие этого, в соответствии с результатами предыдущего раздела, в процессе «одевания» частицы изменяется ее масса.

В разделе 4 исследовано колебательное движение классической частицы по инерции. Построена модель гармонического осциллятора, совершающего колебания по инерции в сильном смысле. Частица-осциллятор представляет собой двухдипольное состояние движения по инерции, в котором модули составляющих диполей равны по величине, а угловые скорости равны по величине и противоположны по направлению. Частица, осциллирующая по инерции, находится в таком состоянии криволинейной инерции, в котором отсутствуют энергетические потери частицы и не происходит перераспределения энергии между ее степенями свободы. Масса частицы является периодической функцией времени. Она достигает наименьшего значения в окрестности центра вихря, где скорость частицы максимальна, и становится бесконечно большой в точках поворота.

Колебания происходят под действием возвращающей силы — силы инерции, которая действует на частицу только в моменты времени, отвечающие точкам поворота, и работы не совершает. Главная особенность колебаний по инерции состоит в том, что они происходят в отсутствие потенциальной ямы. Колебания частицы возникают не благодаря действию на нее силы со стороны потенциального поля, а вследствие процесса порождения ИКИ-среды частицей и обратного процесса, которые сопровождаются непрерывным перераспределением энергии между частицей и порождаемой ею средой. Построены две ветви колебаний частицы по инерции, относящиеся к колебаниям во взаимно перпендикулярных направлениях. Указанные ветви характеризуются разной функциональной зависимостью массы частицы от времени, хотя амплитуды и угловые скорости колебаний в этих ветвях одинаковы.

Колебательное движение по инерции можно получить в результате квантового перехода частицы из однодипольного состояния вращательной инерции в двухдипольное состояние специального вида. Анализ показывает, что если импульсы частицы в исходном состоянии вращательной инерции и в конечном состоянии осцилляций по инерции одинаковы, минимальное значение массы частицы в колебательных состояниях вдвое меньше массы частицы во вращательном движении, а максимальное значение кинетической энергии частицы в колебательных состояниях, наоборот, вдвое больше ее кинетической энергии во вращательном движении. При этом частица, совершающая осцилляции по инерции, обладает массой, меньшей массы частицы, вращающейся по инерции, на значительной части Δt периода колебаний T_0 . Это означает, что в течение некоторой части периода колебаний (как показывает расчет, $\Delta t / T_0 = 2 / 3$) **частица, осциллирующая по инерции, обладает дефектом массы, величина которого порядка массы частицы, вращающейся по инерции.** Отсюда следует важный вывод: **колебательные состояния движения классической частицы по инерции энергетически более выгодны, чем вращательные.**

Изложенные выше результаты, касающиеся дефекта массы, аналогичны результатам, полученным в работах [21–23] на основе стандартной релятивистской квантовой механики. Согласно [21], **учет движения ядра в атоме водорода** приводит к тому, что в энергетическом спектре атома возникают дополнительные зоны, отсутствующие в спектре атома с неподвиж-

ным ядром. Вследствие этого, образуется дополнительная область связанных состояний электрона и ядра, лежащих значительно глубже по сравнению с основным состоянием электрона в атоме с неподвижным ядром. Квантовые переходы электрона в эти состояния из основного состояния сопровождаются выделением энергии порядка $2m$, где m — масса свободного электрона. **Стандартная квантовая механика предсказывает, таким образом, существование связанных состояний электрона в атоме с аномально высоким дефектом массы,** обусловленных движением ядра. Из результатов настоящей работы видно, что **простейшим и, по-видимому, наиболее эффективным способом получения высокого дефекта массы является преобразование вращательного движения по инерции в колебательное.**

Раздел 5 посвящен квантовым переходам осциллятора, совершающего колебания по инерции. Предложена механическая модель осциллятора. Показано, что энергетический спектр ИКИ-среды, которая образуется в результате квантовых переходов осциллятора, совершающего колебания по инерции, имеет такую же структуру, как и спектр энергии ИКИ-среды, порождаемой при переходе частицы из однодипольного состояния вращательной инерции в двухдипольное. Исследованы квантовые переходы осциллятора, переводящие колебания частицы по инерции с одной ветви колебаний на другую, в которых направления колебаний взаимно ортогональны. Такие переходы представляют особый интерес по той причине, что с их помощью можно осуществить перескоки классической частицы из той области, где их энергия максимальна, в точки поворота и обратные перескоки. Указанные квантовые переходы можно использовать для преобразования энергии классической частицы в энергию потока квантов ИКИ-среды, а также для проведения обратного процесса — преобразования энергии окружения в энергию классической частицы.

Помимо спонтанных квантовых переходов частицы-осциллятора, возможны и индуцированные переходы, которые можно вызвать с помощью сторонних сил. Роль последних сводится к тому, чтобы побуждать частицу к перескокам из окрестности центра вихря на одной ветви возбуждений в точку поворота на другой ветви (или к перескокам в обратном направлении). Как видно из результатов раздела, такого рода индуцированные переходы могут произойти лишь при условии, что сторонние силы включаются в строго определенные моменты времени. Энергия, приобретаемая (высасываемая) частицей из ее окружения за время Δt между квантовыми скачками, в течение квантового скачка выплескивается в виде сгустка энергии ИКИ-материи. **Практическая реализация этой идеи приведет к созданию генераторов потоков квантов ИКИ-материи, являющихся экологически чистыми источниками энергии.**

В Заключении формулируются основные выводы работы.

Результаты исследований, кратко изложенные в данном разделе, указывают на то, что **классическая частица, освобожденная от ограничений, накладываемых Ньютоновской схемой механики на движение, представляет собой открытую самоорганизующуюся систему.** Следует подчеркнуть, что эти ограничения (на движения по инерции и на массу частицы), являются не более чем гипотезами, которые никогда не анализировались с точки зрения согласованности с другими гипотезами, внутренней непротиворечивости и соответствия экспериментальным данным. **Введение этих ограничений, таким образом, не обосновано. Их использование неприемлемо и с точки зрения диалектики, поскольку оно гарантирует искаженное описание реальных явлений и процессов и, следовательно, приводит к неадекватному восприятию окружающего мира.** На основании изложенного выше мы вправе охарактеризовать используемые ныне в физической науке ограничения на движение как **тяжкие оковы**, которые, образно говоря, мешают материи в полной мере проявить присущую ей по самой природе вещей способность к самоорганизации. **Трудности, переживаемые ныне физической наукой, являются, очевидно, закономерным следствием ограничений, накладываемых ею на движение материи.**

В связи с проблемой самоорганизации материи здесь уместно привлечь внимание к работам [13–20], в которых детально исследовалась проблема электрона в рамках квантовой электродинамики. Как видно из полученных в этих работах результатов, **электрон представляет собой открытую самоорганизующуюся систему.** Физической причиной самоорганизации является самодействие — обратное действие на заряженные частицы со стороны создаваемого ими собственного поля. **Построена последовательная квантовая модель электрона и получено фундаментальное уравнение, управляющее поведением самодействующего электрона в произвольном электромагнитном поле.** Хотя по внешнему виду это уравнение и совпадает с обычным уравнением Дирака для электрона во внешнем поле, оно качественно отличается

ся от уравнения Дирака, поскольку учитывает самодействие электрона и потому является нелинейным и нелокальным уравнением. Исследованы решения фундаментального уравнения, из которых видно, что электрон является солитоном, а атом водорода — совокупностью взаимодействующих между собой электронного и ядерного солитонов.

В упомянутой выше модели электрона физический механизм самоорганизации обусловлен электрическим зарядом и связан с кулоновским полем: электрон, обладая электрическим зарядом, порождает в окружающем пространстве дальнедействующее кулоновское поле. Обратное действие этого поля на электрон и превращает частицу в открытую самоорганизующуюся систему, способную управлять своими характеристиками и поведением. Однако, как показано в [10–12], кулоновский закон имеет феноменологический характер, он не является фундаментальным физическим законом. Это значит, что механизм самоорганизации, рассмотренный в [15–19], также является грубым, приближенным. Результаты исследования криволинейной инерции, изложенные в данной работе, свидетельствуют о том, что самоорганизация материи возникает на простейшем уровне развития материи и может быть объяснена в рамках механики, без использования феноменологии в виде электрических зарядов и кулоновского поля. **Простейшей моделью самоорганизующейся системы является классическая частица, освобожденная от оков в виде принципа поступательной инерции и постоянства массы.**

2. Криволинейное движение по инерции классической частицы с переменной массой

Рассмотрим классическую частицу с изменяющейся со временем массой m , $m = m(t)$, движущуюся по инерции по криволинейной траектории, описываемой радиусом-вектором \vec{r} , $\vec{r} = \vec{r}(t)$. Согласно принятому в кинематике определению силы, на частицу действует сила

$$\vec{F} = d\vec{p}/dt, \quad (3)$$

где $\vec{p} = m\vec{v}$ — импульс частицы, $\vec{v} = \dot{\vec{r}}$. Радиус-вектор \vec{r} запишем в полярных координатах r, ϕ , полагая для простоты, что движение происходит в плоскости xy . Векторы \vec{r} , $\vec{v} = \dot{\vec{r}}$ и $\vec{a} = \ddot{\vec{r}}$ можно представить в виде:

$$\vec{r} = r\vec{e}_r, \quad \vec{v} = \dot{r}\vec{e}_r + r\dot{\phi}\vec{e}_\phi, \quad \vec{a} = (\ddot{r} - r\dot{\phi}^2)\vec{e}_r + (2\dot{r}\dot{\phi} + r\ddot{\phi})\vec{e}_\phi, \quad (4)$$

где $\vec{e}_r = (\cos \phi, \sin \phi, 0)$, $\vec{e}_\phi = (-\sin \phi, \cos \phi, 0)$, $\vec{e}_z = (0, 0, 1)$. В силу (4) имеют место следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \vec{v} &= \vec{v}_r + \vec{v}_\phi, \quad \vec{v}_r = \dot{r}\vec{e}_r, \quad \vec{v}_\phi = r\dot{\phi}\vec{e}_\phi = [\vec{\omega}\vec{r}], \quad \vec{\omega} = \dot{\phi}\vec{e}_z, \\ \vec{L} &= [\vec{r}\vec{p}] = L\vec{e}_z, \quad \vec{M} = [\vec{r}\vec{F}] = \dot{L}\vec{e}_z, \quad L = mr^2\dot{\phi}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь \vec{v}_r и \vec{v}_ϕ — поступательная и вращательная составляющие вектора скорости, $\vec{\omega}$ — вектор угловой скорости, \vec{L} и \vec{M} — моменты импульса и силы относительно начала координат в исходной системе отсчета.

Используя соотношения (3)–(5), условие криволинейного движения частицы по инерции,

$$dA = \vec{F}d\vec{r} = dT + (m\dot{v}^2/2)dt = 0, \quad (6)$$

можно записать в следующем виде:

$$\vec{v} d(m\vec{v})/dt = v d(mv)/dt = 0, \quad (7)$$

где $T = m\vec{v}^2/2$ — кинетическая энергия частицы, $v = |\vec{v}| = \sqrt{\dot{r}^2 + r^2\dot{\phi}^2}$.

Из (6) и (7) следует, что движение по инерции возможно либо при $v = 0$, либо при $p = mv = const \neq 0$. (8)

Первый случай описывает простейшее состояние движения по инерции — состояние покоя частицы: $r = r_0 = const$, $\omega = \dot{\phi} = 0$. Во втором случае выполняются следующие равенства:

$$m = m_0 v_0 / v, \quad \dot{m} = -m\dot{v}/v = -m_0 v_0 \dot{v}/v^2, \quad (9)$$

которые справедливы при условии, что $v \neq 0$. Величины m_0 и v_0 имеют следующий смысл: $m_0 = m(t_0)$, $v_0 = v(t_0)$, где t_0 — некоторый момент времени. Отметим, что при $\dot{r} = 0$ (т.е. при $r = r_0 \neq 0$, $r_0 = const$) имеем: $v = r_0 |\dot{\phi}|$, $v_0 = r_0 |\dot{\phi}_0|$, $\dot{\phi}_0 = \dot{\phi}(t_0)$. Из соотношений (8) и (9) вытекает важное физическое следствие: **если модуль скорости v частицы, движущейся ускорен-**

но по инерции, изменяется со временем, то изменяется со временем также и масса частицы, причем так, что сохраняется произведение $m(t)v(t)$. Можно также утверждать, что если частица совершает по инерции гармонические колебания, то зависимость массы частицы от времени также должна быть периодической. Значит, **условие постоянства массы ($m = const$) означает ограничение на движение по инерции**: оно исключает возможность колебательного движения по инерции. Отметим следующие равенства, имеющие место при ускоренном движении по инерции: $v = p_0 / m$, $T = p_0^2 / 2m = p_0 v / 2$, где $p_0 = m_0 v_0$. Как видим, скорость и кинетическая энергия частицы обратно пропорциональны массе, причем кинетическая энергия пропорциональна скорости.

Следует подчеркнуть, что определяемая формулой (9) зависимость массы частицы, движущейся ускоренно по инерции, от времени имеет фундаментальный характер. Она является прямым следствием явления ускоренного движения частицы по инерции. Очевидно, что в ускоренном движении частицы с переменной массой по инерции масса частицы не может быть мерой инертности частицы по отношению к внешним силам, так как в указанном процессе отсутствует какое-либо внешнее воздействие на частицу, которому частица должна была бы противодействовать. Как видно из (9), масса частицы сохраняется лишь при условии, что модуль ее скорости не изменяется со временем. Так, согласно [2], во вращательном движении по инерции в сильном смысле $v = const$ и поэтому $m = const$.

Исследование квантовых переходов классической частицы из одного состояния ускоренного движения по инерции в другое показывает [8,9], что классическая частица порождает особую физическую среду, которая как бы окутывает частицу облаком вторичных вихрей. Процессы «одевания» классической частицы переводят ее в возбужденные состояния. «Одетая» частица по своим физическим свойствам может существенно отличаться от частицы в исходном состоянии движения по инерции. В частности, если скорость «одетой» частицы изменяется со временем, $v = v(t)$, то с необходимостью изменяется, в соответствии с формулой (9), и масса частицы. Поскольку при «одевании» частицы в шубу из вторичных вихрей имеет место силовое воздействие ИКИ-среды на частицу, то неизбежна ответная реакция — противодействие со стороны частицы. Масса частицы и выступает в качестве меры, определяющей интенсивность этой ответной реакции. Таким образом, **в ускоренном движении по инерции масса частицы является мерой интенсивности взаимодействия классической частицы с порождаемой ею ИКИ-средой**. Указанное взаимодействие, интенсивность которого может существенно измениться в квантовых переходах частицы, является причиной изменения массы частицы со временем.

Вычислим поступательную и вращательную компоненты работы, совершаемой силой инерции \vec{F} (3) над частицей. Используя (4) и (5), находим:

$$dA = dA_r + dA_\phi, \quad dA_i = \vec{F}\vec{v}_i dt, \quad (i = r, \phi), \quad dA_r = \dot{r}[m(\ddot{r} - r\dot{\phi}^2) + m\dot{r}]dt, \quad (10)$$

$$dA_\phi = (\vec{F}[\vec{\omega}\vec{r}])dt = (\vec{\omega}d\vec{L}) = F_\phi r \dot{\phi} dt = \dot{\phi} L dt,$$

где $\vec{F} = F_r \vec{e}_r + F_\phi \vec{e}_\phi$; F_r и F_ϕ — поступательная и вращательная компоненты вектора \vec{F} . Отметим, что в силу (10) равенство $dA_\phi = 0$ выполняется как при $\dot{\phi} = 0$, так и при $L = const$, а в силу (5) $\vec{L} = 0$ при $\dot{\phi} = 0$. **Отсюда следует, что при $L = const$ имеет место криволинейное движение частицы по инерции в сильном смысле: $dA = 0$, $dA_r = dA_\phi = 0$.**

Как видно из полученных результатов, в случае **осцилляций по инерции в сильном смысле** выполняются равенства:

$$|\vec{p}| = mv = const, \quad |L| = const, \quad L = mr^2 \dot{\phi}. \quad (11)$$

Учитывая равенства (11) и вводя обозначения $|\vec{p}| = p_0 = const$, $|L| = L_0 = const$, выводим:

$$p_0 = \sqrt{m^2 \dot{r}^2 + L_0^2 / r^2}. \quad (12)$$

Чтобы установить, при каких условиях масса частицы, движущейся по инерции в сильном смысле, изменяется со временем, рассмотрим два случая: (a) $r = r_0 \neq 0$, $r_0 = const$ и (b) $r = r(t)$.

В случае (a), используя (11) и (12) и полагая, что $m = m(t) > 0$, получаем:

$r_0 = L_0 / p_0$, $|\dot{\phi}| = p_0 / mr_0$. В соответствии с формулами (3), (11) и (12), на частицу действует сила инерции $\vec{F} = p_0 \dot{\vec{e}}_v$, где $\vec{e}_v = \vec{v} / v$. Учитывая соотношения (4), выводим (при $\dot{\phi} \neq 0$): $\vec{e}_v = \text{sign} \dot{\phi} \vec{e}_\phi$, $\dot{\vec{e}}_v = -|\dot{\phi}| \vec{e}_r$. Значит, $\vec{F} = -p_0 |\dot{\phi}| \vec{e}_r \neq 0$, но $dA = \vec{F} \vec{v} dt = 0$, $dA_\phi = \vec{F} \vec{v}_\phi dt = 0$. Таким образом, если траекторией движения частицы, движущейся по инерции в сильном смысле, является окружность, то сохраняется величина $m\dot{\phi}$, т.е. масса частицы изменяется со временем при условии, что изменяется со временем угловая скорость частицы $\omega = \dot{\phi}$.

В случае (b), $r \neq \text{const}$, из (11) и (12) выводим (как и выше, полагаем, что $m > 0$):

$$\dot{r} = \pm v \sqrt{r^2 - r_0^2} / r, \quad r \dot{\phi} = r_0 v / r, \quad r \geq r_0 = L_0 / p_0. \quad (13)$$

Подстановка выражений (13) в формулу (4) для вектора скорости после несложных преобразований дает:

$$\vec{e}_v = \pm \frac{\sqrt{r^2 - r_0^2}}{r} \vec{e}_r + \frac{r_0}{r} \vec{e}_\phi.$$

Легко проверить, что $\vec{e}_v^2 = 1$, $\dot{\vec{e}}_v = 0$. Это означает, что $\vec{F} = p_0 \dot{\vec{e}}_v = 0$, т.е. в рассматриваемом случае при выполнении условий (11) имеет место поступательное движение по инерции.

Потребуем, чтобы траекторией движения частицы было коническое сечение, описываемое формулой:

$$r = r_0 (1 + e \cos \phi)^{-1}, \quad (14)$$

где r_0, e — постоянные (r_0 — фокальный параметр, e — эксцентриситет). Используя (14) и равенство $L = mr^2 \dot{\phi}$, нетрудно проверить следующие соотношения:

$$\dot{r} = \frac{r^2 \dot{\phi}}{r_0} e \sin \phi = \frac{L}{mr_0} e \sin \phi, \quad \dot{r}^2 + r^2 \dot{\phi}^2 = \frac{L^2}{m^2 r_0^2} (1 + 2e \cos \phi + e^2), \quad T = \frac{p_0^2}{2m}. \quad (15)$$

Учитывая (12) и последние равенства, найдем:

$$L = \frac{r_0 p_0}{\sqrt{1 + 2e \cos \phi + e^2}}. \quad (16)$$

Отсюда следует, что $e = 0$ при $L = \text{const}$. Значит, в случае сильной инерции траекторией движения является окружность (и при этом $m = \text{const}$, если вращение частицы является равномерным: $\dot{\phi} = \omega = \text{const}$).

С помощью равенства $L = mr^2 \dot{\phi}$ можно определить массу частицы:

$$m = \frac{p_0 (1 + e \cos \phi)^2}{r_0 \dot{\phi} \sqrt{1 + 2e \cos \phi + e^2}}. \quad (17)$$

Значит, при $e \neq 0$ имеет место движение частицы по инерции в слабом смысле ($L \neq \text{const}$), причем масса частицы и момент импульса, а также кинетическая энергия ($T = p_0^2 / 2m$) изменяются со временем периодически с частотой ω . При $e^2 \ll 1$ и $\dot{\phi} = \text{const} \neq 0$, с точностью до членов порядка e , найдем:

$$m = \frac{p_0}{r_0 \dot{\phi}} (1 + e \cos \phi) = m_0 + \Delta m = \frac{p_0}{r_0 \dot{\phi}}, \quad \Delta m / m_0 = e \cos \phi, \quad L = p_0 r, \quad T = \frac{\dot{\phi}}{2} p_0 r. \quad (18)$$

Как видим, с уменьшением радиуса кривизны r масса частицы возрастает, а скорость убывает ($v = r \dot{\phi}$), причем величины L и T пропорциональны r (при $e^2 \ll 1$).

Рассмотренный выше пример движения частицы по траектории в виде конического сечения показывает, что при малой величине эксцентриситета орбиты масса частицы приобретает поправку, изменяющуюся со временем периодически.

Перейдем к исследованию компонент dA_r и dA_ϕ работы, совершаемой силой инерции

\vec{F} (3) над частицей при $\dot{m} \neq 0$ (см. (10)). Указанные компоненты работы удобно представить следующим образом:

$$dA_r = \vec{F} \vec{v}_r dt = [m \dot{r}^2 + m r (\ddot{r} - r \dot{\phi}^2)] dt, \quad dA_\phi = \vec{F} \vec{v}_\phi dt = [m r \dot{\phi} + m (2r \dot{\phi} + r \ddot{\phi})] r \dot{\phi} dt.$$

Из формул для компонент кинетической энергии: $T_r = m\dot{r}^2/2$, $T_\phi = mr^2\dot{\phi}^2/2$ видно, что $dT_r = m\dot{r}^2 dt / 2 + m\ddot{r}r dt$, $dT_\phi = m\dot{r}^2\dot{\phi}^2 dt / 2 + mr\dot{\phi}(\dot{r}\dot{\phi} + r\ddot{\phi}) dt$. Отсюда:

$$\begin{aligned} dA_r - dT_r &= (m\dot{r}^2 / 2 - m\ddot{r}r) dt \equiv -d\tilde{A}_r, \\ dA_\phi - dT_\phi &= (m\dot{r}^2\dot{\phi}^2 / 2 + m\ddot{r}\dot{\phi}^2) dt \equiv -d\tilde{A}_\phi, \quad d\tilde{A}_\phi + d\tilde{A}_r = -(m\dot{v}^2 / 2) dt. \end{aligned} \quad (19)$$

Складывая почленно левые и правые части первых двух равенств (19), получаем соотношение (см. (6))

$$dA = dT + (m\dot{v}^2 / 2) dt, \quad (20)$$

согласно которому при $\dot{m} \neq 0$ работа силы инерции \vec{F} над частицей не равна приращению кинетической энергии частицы. Чтобы уяснить физическое содержание равенства (20), представим силу инерции \vec{F} в виде суммы двух составляющих: $\vec{F} = \vec{F}'_0 + \vec{F}'_1$, где $\vec{F}'_0 = m\vec{a}$, $\vec{F}'_1 = m\dot{\vec{v}}$. Составляющая \vec{F}'_1 представляет собой **реактивную составляющую силы инерции**. Вычислим работу, совершаемую силами \vec{F}'_0 и \vec{F}'_1 над частицей при ее перемещении вдоль траектории на вектор перемещения $d\vec{r} = \vec{v} dt$:

$$dA_0 = \vec{F}'_0 d\vec{r} = dT - dm(\dot{v}^2/2), \quad dA_1 = \vec{F}'_1 d\vec{r} = dm\dot{v}^2, \quad dA = dA_0 + dA_1 = dT + dm(\dot{v}^2/2), \quad (21)$$

где $dm = \dot{m} dt$ — изменение массы частицы за время dt .

Согласно (20) и (21), работа силы \vec{F} над частицей идет на приращение кинетической энергии частицы и на кинетическую энергию некоторого материального объекта массой dm , движущегося со скоростью исходной частицы. Указанному объекту можно приписать корпускулярные физические характеристики — кинетическую энергию dT' , импульс $d\vec{p}'$, момент импульса $d\vec{L}'$:

$$dT' = dm(\dot{v}^2/2), \quad d\vec{p}' = \dot{v} dm, \quad d\vec{L}' = dm[\vec{r}\dot{\vec{v}}]. \quad (22)$$

Следовательно, при движении частицы с переменной массой от частицы как бы отщепляется материальный объект массой dm , движущийся со скоростью самой частицы. Физический смысл полученных результатов состоит в том, что **ускоренно движущаяся по инерции классическая частица с переменной массой порождает в окружающем пространстве некоторую физическую среду, которая ведет себя подобно обычной частице**.

На основании проведенного выше анализа можно заключить, что при ускоренном движении по инерции классической частицы с переменной массой в непосредственном окружении частицы генерируется особая физическая среда (мы называем ее ИКИ–средой), которая перемещается вместе с частицей и обладает корпускулярными свойствами. **С формальной точки зрения это обусловлено тем, что на частицу с переменной массой действует реактивная составляющая силы инерции \vec{F}'_1** . Следует подчеркнуть, что в общепринятой стандартной теории реактивного движения под реактивной силой понимается сила, действующая на тело со стороны части вещества тела, которая в виде газовой струи выбрасывается из тела и сообщает телу ускорение, т.е. реактивная сила рассматривается в качестве причины ускорения тела. **В данной же работе сила \vec{F}'_1 рассматривается не как причина, а как следствие ускоренного движения тела**. В силу (9) при $v = const$ масса тела становится постоянной и, вследствие этого, $\vec{F}'_1 = 0$. Существенно, что в таком подходе масса тела может не только уменьшаться со временем ($dm < 0$), как в стандартной теории реактивного движения, но и увеличиваться ($dm > 0$).

В силу (20) и (22) условие $dA = 0$ криволинейного движения по инерции можно записать в виде: $d(T + T') = 0$. Отсюда следует закон сохранения энергии при ускоренном движении частицы с переменной массой:

$$T + T' = a, \quad a = const. \quad (23)$$

Значит, **при ускоренном движении частицы по инерции сохраняется сумма кинетической энергии T частицы и энергии T' ИКИ–среды, порождаемой частицей**. Энергия среды T' определена с точностью до аддитивной постоянной a , величина которой несущественна, поскольку она выпадает из условия ускоренного движения по инерции. Удобно положить $a = \max T(v) \equiv T_m$. В этом случае величина T' неотрицательна:

$$T' = -T(v) + T_m \equiv T'(v) \geq 0, \quad (24)$$

причем, ввиду того, что $T(0) = 0$, имеют место равенства:

$$T'(0) = T_m, \quad T'(v_m) = 0, \quad (25)$$

где $v_m = \max v$.

В силу (21) кинетическая энергия dT' связана с величинами dA, dA_0, dA_1 и dT следующими соотношениями:

$$dA - dT = dT', \quad dA_0 - dT = -dT', \quad dT' = dm(\bar{v}^2/2) = dA_1/2. \quad (26)$$

Если частица движется ускоренно по инерции, т.е. $dA = 0$, то в силу (26) $dT = -dm(\bar{v}^2/2)$. Пусть для определенности $dm > 0$, т.е. масса частицы со временем возрастает. Тогда, ввиду того, что $T = p^2/2m$, $p = p_0 > 0$, кинетическая энергия частицы уменьшается, $dT < 0$, но соответственно возрастает кинетическая энергия окружения частицы: $dT' = |dT|$. Аналогично, если $dm < 0$, то кинетическая энергия частицы возрастает ($dT > 0$), но энергия ИКИ-среды уменьшается ($dT' < 0$). На перемещение окружения частицы расходуется энергия, равная dT' , $dT' \neq 0$. Энергия среды, порождаемой частицей, равна, согласно (26), половине величины работы, совершаемой над частицей реактивной составляющей \vec{F}'_1 силы инерции. Подчеркнем, что кинетическая энергия частицы, движущейся ускоренно по инерции, сохраняется лишь при условии, что масса частицы не изменяется со временем. При $m \neq const$ **непрерывно происходит перераспределение энергии между частицей и порождаемой ею средой.**

Как видно из (19),

$$\begin{aligned} dA_r - dT_r - (\dot{m}\bar{v}_r^2/2)dt &= d\tilde{A}_\phi + (\dot{m}\bar{v}_\phi^2/2)dt = -d\tilde{A}_r, \\ dA_\phi - dT_\phi - (\dot{m}\bar{v}_\phi^2/2)dt &= d\tilde{A}_r + (\dot{m}\bar{v}_r^2/2)dt = -d\tilde{A}_\phi, \end{aligned} \quad (27)$$

где $d\tilde{A}_r = -d\tilde{A}_\phi = mr\dot{\phi}^2 dt$. Значит, имеют место соотношения

$$dA_r - dT_r - (\dot{m}\bar{v}_r^2/2)dt = -(dA_\phi - dT_\phi - (\dot{m}\bar{v}_\phi^2/2)dt), \quad d\tilde{A}_r = -d\tilde{A}_\phi = mr\dot{\phi}^2 dt. \quad (28)$$

Из соотношений (20), (27) и (28) вытекает следующая физическая интерпретация величин $d\tilde{A}_i$ ($i = r, \phi$): величина $d\tilde{A}_r$ - это энергия, перекачиваемая за время dt из поступательной степени свободы r во вращательную ϕ , а величина $d\tilde{A}_\phi$ — энергия, перекачиваемая в обратном направлении.

Как показано в работе [5], при $\dot{m} = 0$ процесс перекачки энергии из поступательной степени свободы во вращательную можно описать управляющим параметром

$$\tilde{g} = \frac{dA_r}{d\tilde{A}_r} = \frac{\dot{r}}{r\dot{\phi}^2} - 1. \quad (29)$$

В силу (29) $\ddot{r} - r\dot{\phi}^2 = \tilde{g}r\dot{\phi}^2$, и поэтому проекцию силы инерции на радиальное направление можно записать в виде:

$$\vec{F}\vec{e}_r = m(\ddot{r} - r\dot{\phi}^2) = m\tilde{g}r\dot{\phi}^2. \quad (30)$$

При $\dot{m} \neq 0$ роль управляющего параметра играет следующая величина:

$$g' = \frac{dA_r}{d\tilde{A}_r + (\dot{m}\bar{v}_r^2/2)dt} = \frac{\dot{m}r + m(\ddot{r} - r\dot{\phi}^2)}{mr\dot{\phi}^2} = \frac{d(m\dot{r})/dt}{mr\dot{\phi}^2} - 1. \quad (31)$$

В самом деле, с помощью (3), (4) и (31) выводим:

$$\vec{F}\vec{e}_r = \dot{m}r + m(\ddot{r} - r\dot{\phi}^2) = mg'r\dot{\phi}^2.$$

Последнее равенство является очевидным обобщением равенства (30) на случай $\dot{m} \neq 0$. Как видно из (29) и (31), $g' = \tilde{g}$ при $m = const$. Отметим, что в силу (27) и (28), имеет место равенство: $d\tilde{A}_r + (\dot{m}\bar{v}_r^2/2)dt = d\tilde{A}_\phi$. Поэтому параметр g' (31) можно записать в виде: $g' = dA_r/d\tilde{A}_\phi$.

В связи с тем, что закон сохранения (23) напоминает закон сохранения полной механической энергии E частицы в потенциальном поле: $T + U \equiv E = const$, где U - потенциальная энергия, необходимо прояснить соотношение между указанными законами сохранения. Прежде

всего, заметим, что сила инерции \vec{F} (3) не может быть консервативной силой. В самом деле, предположив обратное, $\vec{F} = -\vec{\nabla}U \neq 0$, из равенства $dA = \vec{F}d\vec{r} = 0$ выводим, что $dU = 0$, т.е. возникает противоречие: $U = const$, $\vec{F} = 0$. Имеется качественное различие между рассматриваемыми здесь законами сохранения. Если в (23) T' - это энергия среды, порождаемой ускоренно движущейся по инерции частицей, то в равенстве $T + U = const$ величина U - это потенциальная энергия частицы, движущейся во внешнем силовом поле. Значит, обсуждаемые нами законы сохранения относятся к диалектически противоположным ускоренным движениям: один из них описывает движение тела по инерции, а другой — вынужденное движение тела.

3. Квантовые переходы классической частицы. Уравнение движения ИКИ-среды

Рассмотрим квантовый переход классической частицы

$$\vec{r}_1 + \vec{R}_1 \equiv \vec{r}' \rightarrow \vec{r}_1 + \vec{r}_2 + \vec{R}_2 \equiv \vec{r}'', \quad \vec{R}_1, \vec{R}_2 = const, \quad (32)$$

где \vec{r}' и \vec{r}'' — радиусы-векторы, соответственно, начального (однодипольного) и конечного (двухдипольного) состояний ускоренного движения по инерции; \vec{R}_1 и \vec{R}_2 — радиусы-векторы точек O_1 и O_2 , которые представляют собой центры вихрей, отвечающих начальному и конечному состояниям частицы (см. Рис.2а). Векторы скорости и импульса частицы изменяются следующим образом:

$$\begin{aligned} \vec{v}' = \dot{\vec{r}}' = \vec{v}_1 &\rightarrow \vec{v}'' = \dot{\vec{r}}'' = \vec{v}_1 + \vec{v}_2, \quad \vec{v}_i = \dot{\vec{r}}_i, \quad (i=1,2), \\ \vec{p}' = m'\vec{v}' = m'\vec{v}_1 &\rightarrow \vec{p}'' = m''\vec{v}'' = m''(\vec{v}_1 + \vec{v}_2). \end{aligned} \quad (33)$$

Считаем, что квантовый переход происходит в момент времени $t = t_0$; $m' = m'(t)$ и $m'' = m''(t)$ — масса частицы, соответственно, в начальном и конечном состояниях. Векторы с одним штрихом ($\vec{v}' = \dot{\vec{r}}'(t)$, $\vec{p}' = \dot{\vec{p}}'(t)$) и векторы с двумя штрихами ($\vec{v}'' = \dot{\vec{r}}''(t)$, $\vec{p}'' = \dot{\vec{p}}''(t)$), входящие в (33), описывают физическое состояние частицы в начальном и конечном состояниях, соответственно. Разности этих векторов ($\vec{v}'' - \vec{v}'$, $\vec{p}'' - \vec{p}'$) характеризуют состояние движения физической среды, порожденной в результате рассматриваемого перехода, т.е. ИКИ-среды. Если через $O'_1(t)$ и $\vec{R}'_1(t) \equiv \vec{R}'_1$ обозначить точку, в которой находится центр главного вихря частицы в двухдипольном состоянии \vec{r}'' (32), и радиус-вектор этой точки в момент времени t , то, очевидно, $\vec{R}'_1 = \vec{r}_2 + \vec{R}_2$, $O'_1(t_0) = O_1$, $\vec{R}'_1(t_0) = \vec{R}_1$. Отсюда видно, что $\vec{v}_2 = \dot{\vec{R}}'_1$.

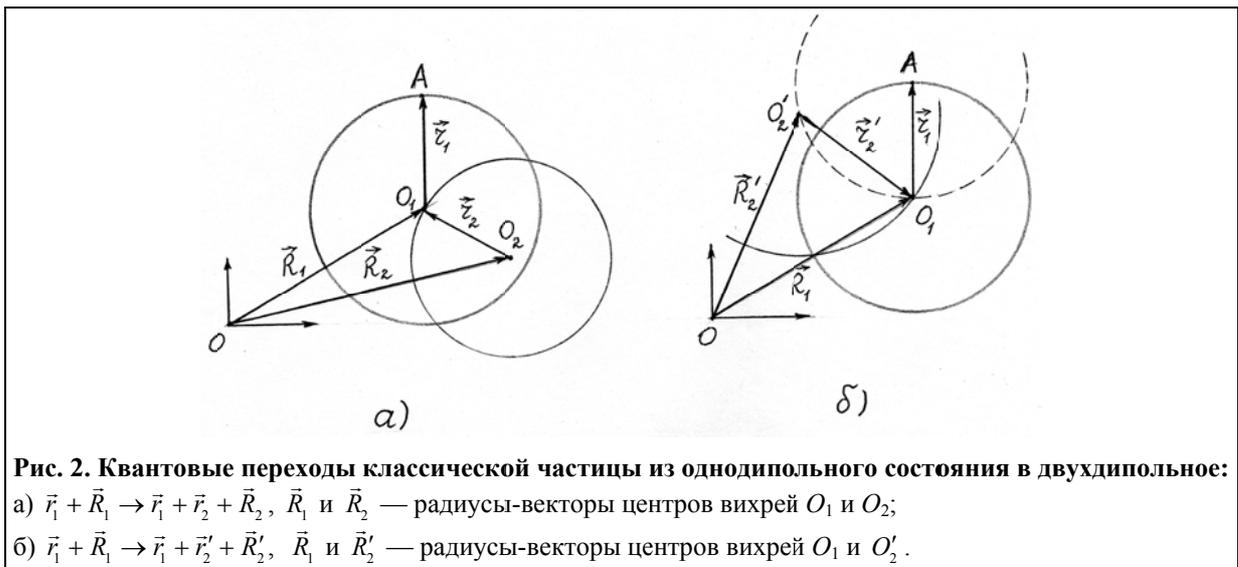


Рис. 2. Квантовые переходы классической частицы из однодипольного состояния в двухдипольное: а) $\vec{r}_1 + \vec{R}_1 \rightarrow \vec{r}_1 + \vec{r}_2 + \vec{R}_2$, \vec{R}_1 и \vec{R}_2 — радиусы-векторы центров вихрей O_1 и O_2 ; б) $\vec{r}_1 + \vec{R}_1 \rightarrow \vec{r}_1 + \vec{r}'_2 + \vec{R}'_2$, \vec{R}_1 и \vec{R}'_2 — радиусы-векторы центров вихрей O_1 и O'_2 .

Вектор

$$\vec{p}'' - \vec{p}' \equiv \vec{k} \quad (34)$$

представляет собой импульс ИКИ-среды. В случае частицы с переменной массой ИКИ-среда, порождаемая частицей, содержит две компоненты — непрерывную, имеющую классиче-

ский характер, и дискретную (квантовую), состоящую из элементарных возбуждений (квантов). Поэтому импульс \vec{k} среды можно записать в виде:

$$\vec{k} = \vec{k}_0 + \vec{k}_1, \quad (35)$$

где \vec{k}_1 и \vec{k}_0 — импульсы, соответственно, классической компоненты ИКИ-среды и кванта этой среды. На основании соотношений (22), (32)–(35) величины \vec{k}_1 и \vec{k}_0 можно представить следующим образом:

$$\vec{k}_1 = \Delta m \vec{v}_1, \quad \vec{k}_0 = m'' \vec{v}_2, \quad \Delta m = m'' - m'. \quad (36)$$

Обозначая через E' и E'' энергию среды, порождаемой частицей в начальном и конечном состояниях ускоренного движения по инерции, получаем следующие законы сохранения энергии (см. (23)):

$$T' + E' = a', \quad T'' + E'' = a'', \quad a', a'' = const, \quad (37)$$

где $T' = \vec{p}'^2 / 2m'$ и $T'' = \vec{p}''^2 / 2m''$ — кинетическая энергия частицы в начальном и конечном состояниях. Полагая $a' = a''$, выводим из (37):

$$\Delta E \equiv E'' - E' = -(T'' - T'), \quad (38)$$

ΔE — приращение энергии среды, обусловленное квантовым переходом частицы (32). Величину ΔE представим в виде суммы двух компонент:

$$\Delta E = \Delta E_0 + \Delta E_1. \quad (39)$$

Здесь ΔE_1 и $\Delta E_0 = \Delta E_0(\vec{k}_0)$ — приращение энергии классической компоненты среды и энергии кванта среды с импульсом \vec{k}_0 . Используя равенства (33) и (36)–(39), получаем:

$$\Delta E_0(\vec{k}_0) = -m''(\vec{v}_1 \vec{v}_2 + \vec{v}_2^2 / 2) = -(1/m'')((m'' / m') \vec{p}' \vec{k}_0 + k_0^2 / 2), \quad \Delta E_1 = -\Delta m \vec{v}_1^2 / 2. \quad (40)$$

При выводе последних равенств учтено, что $\vec{v}_1 = \vec{p}' / m'$, $\vec{v}_2 = \vec{k}_0 / m''$ (см. (33) и (36)).

На частицу в начальном и конечном состояниях действуют силы инерции

$$\vec{F}' = d\vec{p}' / dt, \quad \vec{F}'' = d\vec{p}'' / dt, \quad (41)$$

которые, вместе с величинами $\vec{v}', m', \vec{v}'', m''$, определяются из условий движения частицы по инерции:

$$dA' = \vec{F}' \vec{v}' dt = \vec{v}_1 d(m' \vec{v}_1) = 0, \quad dA'' = \vec{F}'' \vec{v}'' dt = (\vec{v}_1 + \vec{v}_2) d(m''(\vec{v}_1 + \vec{v}_2)) = 0. \quad (42)$$

Дифференцируя по времени обе части равенства (34) и используя выражения (41), получаем уравнение движения ИКИ-среды, порождаемой в результате рассматриваемого перехода:

$$d\vec{k} / dt = \vec{F}'' - \vec{F}'. \quad (43)$$

Начальное условие к уравнению (43), в соответствии с законом сохранения импульса (34), можно записать в следующей форме:

$$\vec{k}(t_0) = \vec{p}''(t_0) - \vec{p}'(t_0) = \Delta m_0 \vec{v}_{10} + m_0'' \vec{v}_{20}, \quad (44)$$

где $\Delta m_0 = m_0'' - m_0'$, $m_0' = m'(t_0)$, $m_0'' = m''(t_0)$, $\vec{v}_{i0} = \vec{v}_{i0}(t_0)$, $i = 1, 2$. Уравнение (43), дополненное начальным условием (44), описывает поведение ИКИ-среды, которая порождается частицей, совершающей квантовый переход из одного состояния движения по инерции в другое. Очевидно, что это уравнение имеет общий характер, хотя оно получено при рассмотрении квантового перехода частицы частного вида — перехода из однодипольного состояния движения в двухдипольное. **Дополнив механику уравнением движения (43), мы получаем замкнутую схему механики открытых систем.** Теперь механика описывает не только движение материальных тел, но и движение ИКИ-среды, генерируемой движущимися телами. Движения частиц и ИКИ-среды порождают как взаимодействие между частицами, так и взаимодействие между частицами и ИКИ-средой.

Физическое содержание уравнения (43) состоит в следующем. Это уравнение связывает изменение импульса ИКИ-среды с квантовыми переходами классической частицы из одного состояния ускоренного движения по инерции в другое. **Изменение сил инерции, действующих на частицы в указанных переходах, является причиной изменения импульса ИКИ-среды.** Подчеркнем, что причиной квантовых переходов служит неоднородность и неизотропность окружающего пространства, обусловленная движением классических частиц. В условиях неоднородного и неизотропного пространства частицы перемещаются по криволинейным траекториям таким образом, чтобы выполнялись условия движения по инерции (42),

т.е. чтобы не расходовалась собственная энергия частиц на совершение работы по их перемещению.

Запишем векторы \vec{r}_i и \vec{v}_i в полярных координатах:

$$\begin{aligned} \vec{r}_i &= r_i \vec{e}_{r_i}, \quad \vec{e}_{r_i} = (\cos \phi_i, \sin \phi_i), \quad \dot{\vec{e}}_{r_i} = \dot{\phi}_i \vec{e}_{\phi_i}, \quad \vec{e}_{\phi_i} = (-\sin \phi_i, \cos \phi_i), \quad \dot{\vec{e}}_{\phi_i} = -\dot{\phi}_i \vec{e}_{r_i}, \\ \vec{v}_i &= v_{ir_i} \vec{e}_{r_i} + v_{i\phi_i} \vec{e}_{\phi_i}, \quad v_{ir_i} = \dot{r}_i, \quad v_{i\phi_i} = r_i \dot{\phi}_i, \quad i = 1, 2. \end{aligned} \quad (45)$$

Вращательную компоненту вектора скорости \vec{v}_i можно представить в виде:

$$\vec{v}_{i\perp} = r_i \dot{\phi}_i \vec{e}_{\phi_i} = [\vec{\omega}_i \vec{r}_i], \quad \vec{\omega}_i = \omega_i \vec{e}_z, \quad \omega_i = \dot{\phi}_i. \quad (46)$$

Для упрощения выкладок будем полагать, что $r_i = const$. Тогда $\vec{v}_i = \vec{v}_{i\perp} = r_i \dot{\phi}_i \vec{e}_{\phi_i} = [\vec{\omega}_i \vec{r}_i]$.

Вначале рассмотрим **начальное состояние движения частицы**. В силу (42) условия ускоренного движения по инерции в сильном смысле имеют вид:

$$\begin{aligned} dA' &= v_1 d(m'v_1) = 0 \quad \rightarrow \quad p' = m'v_1 = m'r_1 |\dot{\phi}_1| = const, \\ dA'_\perp &= \vec{F}' \vec{v}_{1\perp} dt = (\vec{F}' [\vec{\omega}_1 \vec{r}_1]) dt = (\vec{\omega}_1 \frac{d}{dt} [\vec{r}_1 m' \vec{v}_1]) dt = 0. \end{aligned} \quad (47)$$

Далее считаем, что $\vec{\omega}_i = const$. Тогда $dA'_\perp = d(m'r_1^2 \omega_i^2) = 0 \quad \rightarrow \quad m'r_1^2 \omega_i^2 = const$. Как видим, в силу того, что $r_1 = const$, $\omega_1 = const$, второе из условий (47) не дает ничего нового в сравнении с первым. И, значит, $m' = p'/v_1 = const$, т.е. в начальном состоянии мы имеем дело с вращательной инерцией частицы с постоянной массой. Вычислим управляющий параметр по формуле (31): $g' = -1$. Значит, $\vec{F}' \vec{e}_r = -mr \dot{\phi}^2$. Физические характеристики начального состояния имеют вид:

$$\vec{p}' = m' \vec{v}', \quad p' = |\vec{p}'| = const, \quad \vec{v}' = \vec{v}_1 = [\vec{\omega}_1 \vec{r}_1], \quad \vec{L}' = [\vec{r}_1 \vec{p}'] = m' r_1^2 \vec{\omega}_1, \quad T' = m' \vec{v}_1^2 / 2, \quad m' = p'/v_1. \quad (48)$$

Теперь обратимся к **конечному состоянию движения частицы**. Введем обозначения:

$$\begin{aligned} \vec{r}_1 + \vec{r}_2 &= \vec{r} = r \vec{e}_r, \quad \vec{e}_r = (\cos \phi, \sin \phi), \\ \vec{v} = \dot{\vec{r}} &= \vec{v}_1 + \vec{v}_2 = \dot{r} \vec{e}_r + r \dot{\phi} \vec{e}_\phi, \quad \vec{e}_\phi = (-\sin \phi, \cos \phi). \end{aligned} \quad (49)$$

Отсюда получаем соотношения:

$$\begin{aligned} \cos \phi &= r^{-1} (r_1 \cos \phi_1 + r_2 \cos \phi_2), \quad \sin \phi = r^{-1} (r_1 \sin \phi_1 + r_2 \sin \phi_2), \\ r^2 &= r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos(\phi_1 - \phi_2), \quad \vec{v}^2 = r_1^2 \dot{\phi}_1^2 + r_2^2 \dot{\phi}_2^2 + 2r_1 r_2 \dot{\phi}_1 \dot{\phi}_2 \cos(\phi_1 - \phi_2), \\ \dot{\phi} &= r^{-2} (r_1^2 \dot{\phi}_1 + r_2^2 \dot{\phi}_2 + r_1 r_2 (\dot{\phi}_1 + \dot{\phi}_2) \cos(\phi_1 - \phi_2)). \end{aligned} \quad (50)$$

Из второго из равенств (42) выводим:

$$p'' = m'' v = const, \quad v = \sqrt{r_1^2 \dot{\phi}_1^2 + r_2^2 \dot{\phi}_2^2 + 2r_1 r_2 \dot{\phi}_1 \dot{\phi}_2 \cos(\phi_1 - \phi_2)} \equiv v(t). \quad (51)$$

Скачок модуля вектора скорости частицы в момент квантового перехода составляет:

$$v_0 - r_1 |\dot{\phi}_1| \equiv \Delta v, \quad v_0 = v(t_0). \quad (52)$$

В силу (49) вихревую компоненту вектора скорости \vec{v} можно представить в виде:

$$\vec{v}_\perp = r \dot{\phi} \vec{e}_\phi = [\vec{\omega} \vec{r}], \quad \vec{\omega} = \dot{\phi} \vec{e}_z. \quad (53)$$

Вычислим вихревую компоненту работы dA'' (42):

$$dA''_\perp = \vec{F}'' \vec{v}_\perp dt = (\vec{\omega} [\vec{r} \frac{d}{dt} m'' \vec{v}]) dt = (\vec{\omega} \frac{d}{dt} \vec{L}'') dt, \quad \vec{L}'' = [\vec{r}, m'' \vec{v}] = m'' r^2 \dot{\phi} \vec{e}_z. \quad (54)$$

Окончательная формула имеет вид: $dA''_\perp / dt = \dot{\phi} \frac{d}{dt} (m'' r^2 \dot{\phi}) = \dot{\phi}^2 \frac{d}{dt} (m'' r^2) + m'' r^2 \frac{d \dot{\phi}^2}{dt} / 2$. Условие $dA''_\perp = 0$ дает (при $\dot{\phi} \neq 0$):

$$\vec{L}'' = const. \quad (55)$$

Выпишем физические характеристики частицы в конечном состоянии движения (ср. с (48)):

$$\begin{aligned} \vec{p}'' &= m'' \vec{v}, \quad \vec{v} = \vec{v}_1 + \vec{v}_2, \quad \vec{L}'' = [\vec{r}, m'' \vec{v}] = m'' r^2 \vec{\omega}, \quad T'' = m'' \vec{v}^2 / 2, \\ \omega &= r^{-2} (r_1^2 \omega_1 + r_2^2 \omega_2 + r_1 r_2 (\omega_1 + \omega_2) \cos(\phi_1 - \phi_2)). \end{aligned} \quad (56)$$

При

$$\phi_1 - \phi_2 = \alpha = const, \quad \dot{\phi}_1 = \dot{\phi}_2 = const \neq 0 \quad (57)$$

имеют место равенства: $\dot{\phi}_1 = \dot{\phi}_2 = \dot{\phi} = \omega$, $v = v_0$. Поэтому, в силу (51), масса частицы в конечном состоянии остается постоянной: $m'' = p''/v$, испытывая скачок на величину $\Delta m = p''/v - p'/v_1$ в момент квантового перехода $t = t_0$. При этом в силу (50), (52) и (56)

$$v = |\omega|r, \quad r = \sqrt{r_1^2 + r_2^2 + 2r_1r_2 \cos \alpha}, \quad \vec{L}'' = m''r^2\vec{\omega}, \quad T'' = m''v^2/2, \quad \Delta v = |\omega|(r - r_1).$$

Как видим, в результате квантового перехода частица переходит в новое состояние движения **по инерции в сильном смысле**, в котором угловая скорость частицы сохраняет прежнее значение, но масса и модули радиуса-вектора и вектора скорости частицы изменяются скачком. Управляющий параметр остается прежним: $g' = -1$ (так как $\dot{m} = 0$, $\dot{r} = 0$, см. (31)).

Физические характеристики ИКИ-среды (импульс и энергия) даются формулами (35)–(40). Используя равенства $\vec{k}_0 = m''\vec{v}_2$, $\vec{p}' = m'\vec{v}_1$ и $\vec{v}_i = [\vec{\omega}\vec{r}_i]$, $i = 1, 2$, нетрудно вывести следующие соотношения:

$$\vec{v}_1\vec{v}_2 + \vec{v}_2^2/2 = \omega^2(\vec{r}_1\vec{r}_2 + \vec{r}_2^2/2), \quad (58)$$

$$\vec{r}_1 = \alpha'[\vec{\omega}\vec{p}'], \quad \vec{r}_2 = \alpha''[\vec{\omega}\vec{k}_0], \quad \alpha' = -1/m'\omega^2, \quad \alpha'' = -1/m''\omega^2. \quad (59)$$

Учитывая (58), первое из равенств (40) для $\Delta E_0(\vec{k}_0)$ можно преобразовать к виду:

$$\Delta E_0(\vec{k}_0) = -m''\omega^2(\vec{r}_1\vec{r}_2 + \vec{r}_2^2/2). \quad (60)$$

Из полученных результатов видно, что энергетический спектр элементарных возбуждений ИКИ-среды существенно зависит от двух параметров: скачка массы частицы Δm и скачка модуля импульса $\Delta p = p'' - p'$.

При $\Delta m = 0$ (этот случай рассмотрен в работе [8]), непрерывная составляющая ИКИ-среды отсутствует: $\vec{k}_1 = 0$, $\Delta E_1 = 0$. В соответствии с равенствами (35) и (39) $\vec{k} = \vec{k}_0$, $\Delta E = \Delta E_0(\vec{k}_0)$. Величина энергии кванта среды $\Delta E_0(\vec{k}_0)$ принимает положительные значения при выполнении условий $k_0 < 2p'$, $\vec{p}'\vec{k}_0 < 0$, которые эквивалентны условию $v = |\vec{v}_1 + \vec{v}_2| < v_1$, и достигает максимума при $\vec{k}_0 = -\vec{p}' \equiv \vec{k}_0^*$: $\Delta E_0(\vec{k}_0^*) = -p'^2/(2m')$. В области, в которой величина ΔE положительна, происходят процессы трансформации вещества классической частицы в ИКИ-среду. В точке $\vec{r}_2 = -\vec{r}_1$, отвечающей максимуму функции (60) (в указанной точке $\vec{v}_2 = -\vec{v}_1$), происходит полная трансформация вещества классической частицы в ИКИ-материю.

Если квантовый переход (32) характеризуется тем, что равны нулю одновременно скачок массы и скачок модуля импульса частицы (т.е. $\Delta m = 0$, $p'' = p' \equiv p \neq 0$), то энергия квантов ИКИ-материи обращается в нуль, хотя импульс квантов, вообще говоря, отличен от нуля:

$$\vec{k}_0 = \vec{p}'' - \vec{p}' = p(\vec{e}_v - \vec{e}_{v_1}) \neq 0, \quad (61)$$

где \vec{e}_v и \vec{e}_{v_1} — орты векторов $\vec{v} = \vec{v}_1 + \vec{v}_2$ и \vec{v}_1 . Кванты ИКИ-среды с нулевой энергией возникают в квантовых переходах вида (32) при условии $v = |\vec{v}_1 + \vec{v}_2| = v_1$. Множество указанных квантовых переходов можно получить графически следующим способом. Обозначим через A и O_1 точки, в которых находятся частица в момент времени $t = t_0$ и центр вихря, отвечающего начальному состоянию частицы. Проведем окружность радиуса $r_1 = |\overline{O_1A}|$ с центром в точке A (см. Рис.2б) и рассмотрим квантовый переход (32), отвечающий перескоку центра вихря из точки O_1 , лежащей на нашей окружности, в любую точку O'_2 на этой же окружности. Очевидно, что состояние движения частицы, описываемое радиусом-вектором $\vec{r}_1 + \vec{r}'_2$, где $\vec{r}_1 = \overline{O_1A}$, $\vec{r}'_2 = \overline{O'_2O_1}$, и будет искомым конечным состоянием, отвечающим квантовому переходу (32) при условии, что $\vec{r}_2 = \vec{r}'_2$, $\vec{R}_2 = \vec{R}'_2$. При перемещении центра вихря O'_2 частицы в конечном состоянии по указанной окружности получается континуум квантовых переходов вида (32), приводящих к квантам ИКИ-среды с нулевой энергией. Кванты с положительной (отрицательной) энергией ΔE получаются при смещении точки O'_2 из положения на окружности внутрь (вовне) области, ограниченной окружностью.

Если $\Delta t \neq 0$, но $|\vec{v}_1 + \vec{v}_2| = v_1$, то имеются как классическая, так и квантовая компоненты среды: $\vec{k}_1 = \Delta t \vec{v}_1$, $\Delta E_1 = -\Delta t m \vec{v}_1^2 / 2$, $\vec{k}_0 = m'' \vec{v}_2$, $\Delta E_0(\vec{k}_0) = 0$. Из последних двух равенств видно, что в рассматриваемом случае кванты ИКИ-материи обладают ненулевым импульсом и нулевой энергией.

Существует, таким образом, ветвь элементарных возбуждений ИКИ-материи, кванты которой имеют ненулевой импульс, но нулевую энергию: $\vec{k}_0 \neq 0$, $\Delta E_0(\vec{k}_0) = 0$. Такие кванты отличаются как от фотонов, так и от фононов. По-видимому, потоки квантов такого рода можно использовать для осуществления сверхсветовой (и даже мгновенной) коммуникации. Можно думать, что аура человека, животных и растений, а также сетка Хартмана представляют собой потоки квантов материи с нулевой энергией. Такие потоки невозможно зарегистрировать измерительными приборами, которые реагируют на изменение энергии (ввиду того, что $\Delta E_0(\vec{k}_0) = 0$, при прохождении потоков рассматриваемого типа через прибор изменение энергии как раз равно нулю).

Пусть теперь выполняются условия (ср. с (57))

$$\phi_1 - \phi_2 = \omega_{12}t + \alpha_0, \quad \omega_{12} = \omega_1 - \omega_2 = \text{const} \neq 0, \quad \alpha_0 = \text{const}. \quad (62)$$

Как видно из (50), (51) и (53), в этом случае угловая скорость $\dot{\phi} = \omega \neq \omega_{12}$; масса частицы в конечном состоянии и угловая скорость ω становятся периодическими функциями времени, характеризующимися частотой ω_{12} . Значит, в этом случае имеет место **движение по инерции в слабом смысле**. Величины $\vec{k}_1, \vec{k}_0, \Delta E_1$ и $\Delta E_0(\vec{k}_0)$ определяются общими формулами (36) и (40), согласно которым $\vec{k}_1 \neq 0$, $\Delta E_1 \neq 0$. Приведем формулы, характеризующие конечное состояние частицы, отвечающее квантовому переходу (32):

$$\begin{aligned} m'' &= p'' / v, \quad v(t) = \sqrt{r_1^2 \dot{\phi}_1^2 + r_2^2 \dot{\phi}_2^2 + 2r_1 r_2 \dot{\phi}_1 \dot{\phi}_2 \cos \alpha}, \\ \omega &= r^{-2} (r_1^2 \omega_1 + r_2^2 \omega_2 + r_1 r_2 (\omega_1 + \omega_2) \cos \alpha), \\ r &= \sqrt{r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos \alpha}, \quad \alpha = \phi_1 - \phi_2 = \omega_{12}t + \alpha_0, \quad \omega_{12} = \omega_1 - \omega_2. \end{aligned} \quad (63)$$

Учитывая равенства $\vec{v}_i = [\vec{\omega}_i, \vec{r}_i]$, справедливые при $r_i = \text{const}$ (см. (46)), выражение (40) для $\Delta E_0(\vec{k}_0)$ можно преобразовать к виду:

$$\Delta E_0(\vec{k}_0) = -m'' \left((\vec{\omega}_1 \vec{\omega}_2) (\vec{r}_1 \vec{r}_2) + \vec{\omega}_2^2 \vec{r}_2^2 / 2 \right) \equiv \Delta \tilde{E}_0(\vec{r}_2). \quad (64)$$

Из (64) видно, что $\Delta \tilde{E}_0(\vec{r}_2) = 0$ при $r_2 = 0$ либо при $r_2 = -2(\omega_1 / \omega_2) r_1 \cos \alpha \equiv 2r_2^*$, $\cos \alpha < 0$. Далее, $\max \tilde{E}_0(\vec{r}_2) = (1/2) m'' \omega_2^2 (r_2^*)^2$; максимум достигается при $r_2 = r_2^*$. Вследствие того, что угол α зависит от времени (см. (63)), процессы трансформации ИКИ-материи в обычное вещество и обратные процессы со временем сменяют друг друга.

Если выполняются условия

$$\eta \ll 1, \quad \eta \equiv r_2 / r_1, \quad \omega_2 \leq \omega_1, \quad (65)$$

то, ограничиваясь лишь членами порядка η , получаем ($\alpha = \omega_{12}t + \alpha_0$):

$$r = r_1(1 + \eta \cos \alpha), \quad \dot{r} = -r_1 \omega_{12} \eta \sin \alpha, \quad \omega = \dot{\phi} = \omega_1 - (\omega_1 - \omega_2) \eta \cos \alpha, \quad v = r_1 \omega_1 (1 + \frac{\omega_2}{\omega_1} \eta \cos \alpha).$$

Следовательно, масса частицы при $t \geq t_0 = 0$ составляет ($\alpha'_0 = \omega_{12}t_0 + \alpha_0$):

$$m'' = m' + \Delta m, \quad \Delta m = -m' (\omega_2 / \omega_1) \eta (\cos \alpha - \cos \alpha'_0), \quad |\Delta m| \ll m'. \quad (66)$$

Используя (31), получаем формулу: $g' = -(\omega_{12}^2 / \omega_1^2) \eta \cos \alpha - 1$, из которой видно, что в двухчастичной задаче в рассматриваемом приближении частицы притягиваются друг к другу.

Отметим, что в линейном по η приближении (65) получаются следующие выражения:

$$\begin{aligned} \Delta E_1 &= -(\Delta m / 2) \vec{v}_1^2 \approx (1/2) m' \omega_1 \omega_2 r_1^2 \eta (\cos \alpha - \cos \alpha'_0), \\ \Delta E_0(\vec{k}_0) &= -m'' \omega_1^2 r_1^2 \left((\omega_2 / \omega_1) \eta \cos \alpha + (\omega_2 / \omega_1)^2 \eta^2 / 2 \right) \approx -m' \omega_1 \omega_2 r_1^2 \eta \cos \alpha, \\ \Delta E_1 + \Delta E_0(\vec{k}_0) &\approx -(1/2) m' \omega_1 \omega_2 r_1^2 \eta (\cos \alpha + \cos \alpha'_0). \end{aligned} \quad (67)$$

Согласно (66) и (67), при $\omega_1 \neq \omega_2$ энергия и масса кванта ИКИ-среды являются перио-

дическими функциями времени. Мы получили, таким образом, аналог кристаллической структуры, но не в пространстве, а во времени. Указанная структура получается в результате квантовых переходов частицы, движущейся по инерции в слабом смысле, из одного состояния движения по инерции в другое. В этом случае перемещение частицы в пространстве сопровождается перераспределением энергии частицы между степенями свободы, а также перераспределением энергии между частицей и ИКИ–средой. Движение частицы по инерции превращает абстрактное геометрическое пространство в физическое, наделяя его периодической структурой во времени. Согласно (66), зависимость массы m'' от времени ослабевает вблизи точек, в которых $\cos \alpha = \cos \alpha'_0$.

Таким образом, квантовый переход (32) из однодипольного состояния движения в двухдипольное при выполнении условий (62) приводит к слабому движению по инерции, в котором масса частицы и физические характеристики кванта ИКИ–среды изменяются со временем по гармоническому закону с частотой ω_{12} .

Изложенное выше позволяет сформулировать следующий вывод. «Одевание» частицы шубой вторичных вихрей приводит, вообще говоря, к изменению модуля скорости частицы. Вследствие этого, в соответствии с формулой (9), при «одевании» частицы изменяется ее масса. Будучи мерой инертности по отношению к внешним силам, масса частицы является также мерой интенсивности взаимодействия частицы с порождаемой ею ИКИ–средой. Физическая суть процессов, происходящих при квантовых переходах частицы, состоит в том, что порождаемая частицей физическая среда оказывает силовое воздействие на частицу, в результате которого изменяются физические свойства и поведение частицы.

4. Колебательное движение по инерции. Модель гармонического осциллятора

Рассмотрим двухдипольное состояние движения частицы по инерции (49), удовлетворяющее следующим условиям:

$$r_1 = r_0 + \varepsilon, \quad r_2 = r_0 - \varepsilon, \quad -r_0 < \varepsilon < r_0, \quad \phi_i = \omega_i t + \alpha_i, \quad \dot{\phi}_i = \omega_i, \quad \omega_1 = -\omega_2 \equiv \omega_0, \quad (68)$$

где $r_0, \varepsilon, \alpha_i, \omega_i = const, i = 1, 2$. Используя соотношения (45) и (50), вычисляем:

$$\begin{aligned} (\phi_1 \pm \phi_2)/2 &\equiv \phi^{(\pm)}, \quad \phi^{(+)} = (\alpha_1 + \alpha_2)/2, \quad \phi^{(-)} = \omega_0 t + (\alpha_1 - \alpha_2)/2, \\ \vec{r} &= \vec{r}_1 + \vec{r}_2 = r \vec{e}_r, \quad \vec{r}_i = r_i \dot{\phi}_i \vec{e}_{\phi_i}, \quad \vec{v} = \dot{\vec{r}} = \dot{r} \vec{e}_r + r \dot{\phi} \vec{e}_{\phi} = v \vec{e}_v, \\ \vec{e}_r &= (\cos \phi, \sin \phi), \quad \vec{e}_{\phi} = (-\sin \phi, \cos \phi), \end{aligned} \quad (69)$$

$$r^2 = 2(r_0^2 + \varepsilon^2 + (r_0^2 - \varepsilon^2) \cos 2\phi^{(-)}), \quad v^2 = 2\omega_0^2(r_0^2 + \varepsilon^2 - (r_0^2 - \varepsilon^2) \cos 2\phi^{(-)}),$$

$$\omega = \dot{\phi} = 4\omega_0 r_0 \varepsilon / r^2, \quad \dot{r} = -2(r_0^2 - \varepsilon^2) \omega_0 \sin 2\phi^{(-)} / r, \quad \dot{v} = 2(r_0^2 - \varepsilon^2) \omega_0^3 \sin 2\phi^{(-)} / v,$$

где \vec{e}_v — орт вектора скорости \vec{v} .

Далее используем представления (см. (45)):

$$\begin{aligned} \vec{r} &= r_1 \vec{e}_{r_1} + r_2 \vec{e}_{r_2} = 2(r_0 \cos \phi^{(-)} \vec{e}'_r + \varepsilon \sin \phi^{(-)} \vec{e}'_{\phi}), \\ \vec{v} &= \dot{\vec{r}} = 2\omega_0 (-r_0 \sin \phi^{(-)} \vec{e}'_r + \varepsilon \cos \phi^{(-)} \vec{e}'_{\phi}). \end{aligned} \quad (70)$$

Здесь учтены соотношения:

$$\begin{aligned} \vec{e}_{r_1} + \vec{e}_{r_2} &= 2 \cos \phi^{(-)} \vec{e}'_r, \quad \vec{e}_{r_1} - \vec{e}_{r_2} = 2 \sin \phi^{(-)} \vec{e}'_{\phi}, \quad \vec{e}_{\phi_1} + \vec{e}_{\phi_2} = 2 \cos \phi^{(-)} \vec{e}'_{\phi}, \\ \vec{e}_{\phi_1} - \vec{e}_{\phi_2} &= -2 \sin \phi^{(-)} \vec{e}'_r, \quad \vec{e}'_r = (\cos \phi^{(+)}, \sin \phi^{(+)}, 0), \quad \vec{e}'_{\phi} = (-\sin \phi^{(+)}, \cos \phi^{(+)}, 0). \end{aligned} \quad (71)$$

Равенства (70) дают разложение радиуса-вектора и вектора скорости на две взаимно перпендикулярные компоненты.

Отметим положение точек экстремума функций $r = r(t)$ и $v = v(t)$:

$$r = 2|\varepsilon| \equiv r_{\min} \quad \text{при } \phi^{(-)} = (2k+1)\pi/2 \equiv \phi_{\min}^{(-)}; \quad r = 2r_0 \equiv r_{\max} \quad \text{при } \phi^{(-)} = k\pi \equiv \phi_{\max}^{(-)},$$

$$v = 2\omega_0 |\varepsilon| \equiv v_{\min} \quad \text{при } \phi^{(-)} = \phi_{\max}^{(-)}; \quad v = 2\omega_0 r_0 \equiv v_{\max} \quad \text{при } \phi^{(-)} = \phi_{\min}^{(-)},$$

где $k = 0, \pm 1, \dots$. Легко проверить, что векторы \vec{r} и \vec{v} (70) взаимно ортогональны в точках экстремума функции $r = r(t)$, т.е. $\vec{r}\vec{v} = 0$, при $\phi^{(-)} = (2k+1)\pi/2, k\pi$.

Используя ортогональность векторов \vec{e}'_r и \vec{e}'_{ϕ} , можно провести декартову систему координат таким образом, чтобы оси x и y проходили через векторы \vec{e}'_r и \vec{e}'_{ϕ} , а начало координат

совпадало с центром кривизны траектории частицы. В этой системе координат траекторией движения частицы является эллипс: $x^2/a^2 + y^2/b^2 = 1$, где $x = r_x$, $y = r_y$, $\vec{r} = (r_x, r_y)$, $a = 2r_0$, $b = 2\varepsilon$. Согласно (70), наименьшее расстояние частицы от центра кривизны траектории составляет $2|\varepsilon|$; при $\varepsilon \neq 0$ центр кривизны находится внутри области, ограниченной эллипсом. Очевидно, что при $|\varepsilon| \ll r_0$ траектория частицы лежит внутри прямоугольника, бо́льшая сторона которого направлена вдоль вектора \vec{e}'_r , лежащего под углом $\phi^{(+)}$ к полярной оси. Состояния движения частицы при $\varepsilon > 0$ и при $\varepsilon < 0$ отличаются друг от друга тем, что перемещение частицы по эллипсу происходит в этих состояниях в противоположных направлениях. При $\varepsilon \rightarrow \pm 0$ траектория частицы приближается к отрезку прямой $(-2r_0, +2r_0)$, параллельной вектору \vec{e}'_r , но не проходит, однако, через центр кривизны. Более точно, при $\varepsilon \rightarrow \pm 0$ частица, перемещаясь в окрестности центра кривизны, огибает его.

Согласно (51), (69) и (70), масса, импульс, кинетическая энергия и момент импульса частицы в конечном состоянии даются формулами

$$m''(t) = p''/v(t), \quad \vec{p}'' = p''\vec{v}(t)/v(t), \quad p'' = const, \quad \vec{v}(t) = 2\omega_0(-r_0 \sin \phi^{(-)}\vec{e}'_r + \varepsilon \cos \phi^{(-)}\vec{e}'_\phi), \quad (72)$$

$$T'' = p''v(t)/2, \quad \vec{L}'' = [\vec{r}\vec{p}''] = 4\omega_0 r_0 \varepsilon (p''/v(t))\vec{e}_z, \quad v = 2\omega_0 \sqrt{r_0^2 \sin^2 \phi^{(-)} + \varepsilon^2 \cos^2 \phi^{(-)}} \equiv v(t).$$

Очевидно, что $d\vec{L}''/dt \neq 0$ и $\omega \neq 0$ при $\varepsilon \neq 0$. Значит, в силу (54), $dA''_\perp/dt \neq 0$ при $\varepsilon \neq 0$, т.е. при условии $\varepsilon \neq 0$ частица движется по инерции в слабом смысле.

Чтобы установить, происходит ли перераспределение энергии между вращательной и поступательной степенями свободы частицы при $\varepsilon \rightarrow 0$, вращательную компоненту работы (54) преобразуем к виду:

$$dA''_\perp/dt = a_0 f(\phi^{(-)}), \quad a_0 = -2p''(r_0^2 - \varepsilon^2)\omega_0^5(4r_0)^2 = const, \quad f(\phi^{(-)}) = \sin(2\phi^{(-)}) \frac{\varepsilon^2}{r^2 v^3}.$$

Из последнего выражения видно, что $dA''_\perp/dt = 0$ при $\varepsilon \rightarrow 0$ всюду, кроме, возможно, окрестностей точек, в которых величины r или v обращаются в нуль. Речь идет об окрестности центра вихря $\phi^{(-)} = (2k+1)\pi/2 \equiv \phi_1^{(-)}$, в котором $r = 2\varepsilon$, и окрестности точек поворота $\phi^{(-)} = k\pi \equiv \phi_2^{(-)}$, в которых $v = 2\omega_0\varepsilon$, где $k = 0, \pm 1, \dots$. Нетрудно показать, что $f(\phi_i^{(-)} + \delta) \rightarrow 0$ при $\varepsilon \rightarrow 0$ для малых значений δ ($|\delta| \ll 1$) как при $i = 1$, так и при $i = 2$.

На основании изложенного заключаем, что при выполнении условий (68) частица движется по инерции в слабом смысле при $\varepsilon \neq 0$, и в сильном смысле при $\varepsilon \rightarrow 0$. В последнем случае происходят гармонические колебания по инерции: частица осциллирует с амплитудой колебаний $2r_0$, перераспределение энергии между ее степенями свободы отсутствует. Масса является периодической функцией времени с периодом $T_0 = \pi/\omega_0$. Она изменяется в интервале $m''_{\min} < m''(t) < m''_{\max}$, где $m''_{\min} = p''/2\omega_0 r_0$, $m''_{\max} = p''/2\omega_0 \varepsilon$. Масса частицы достигает наименьшего значения в точках $\phi^{(-)} = (2n+1)\pi/2$, которые отвечают центру вихря, где скорость частицы максимальна ($v_{\max} = 2\omega_0 r_0$). Наибольшего же значения масса достигает в точках $\phi^{(-)} = n\pi$, которые являются точками остановки.

В силу (70) частица движется с ускорением

$$\vec{a} = \dot{\vec{v}} = -2\omega_0^2(r_0 \cos \phi^{(-)}\vec{e}'_r + \varepsilon \sin \phi^{(-)}\vec{e}'_\phi). \quad (73)$$

Действующая на частицу сила определяется формулой

$$\vec{F} = d(m''\vec{v})/dt = p''\dot{\vec{e}}_v, \quad (74)$$

где $\vec{e}_v = \vec{v}/v = (\cos \Phi, \sin \Phi)$ — орт вектора скорости \vec{v} ; $v = |\vec{v}|$ и Φ — полярные координаты вектора \vec{v} .

Величину $\dot{\vec{e}}_v$ вычисляем следующим образом. Из соотношения (см. (70))

$$\vec{v} = v(\cos \Phi, \sin \Phi) = 2\omega_0(-r_0 \sin \phi^{(-)}\vec{e}'_r + \varepsilon \cos \phi^{(-)}\vec{e}'_\phi)$$

вытекают следующие равенства:

$$\begin{aligned}\cos \Phi &= 2\omega_0 v^{-1} \left(-r_0 \sin \phi^{(-)} \cos \phi^{(+)} - \varepsilon \cos \phi^{(-)} \sin \phi^{(+)} \right), \\ \sin \Phi &= 2\omega_0 v^{-1} \left(-r_0 \sin \phi^{(-)} \sin \phi^{(+)} + \varepsilon \cos \phi^{(-)} \cos \phi^{(+)} \right).\end{aligned}\tag{75}$$

Подставляя (75) в правую часть равенства $\dot{\vec{e}}_v = \dot{\Phi}(-\sin \Phi, \cos \Phi)$, приходим к выражению:

$$\dot{\vec{e}}_v = -2\omega_0 v^{-1} \dot{\Phi} \left(\varepsilon \cos \phi^{(-)} \vec{e}'_r + r_0 \sin \phi^{(-)} \vec{e}'_\phi \right).\tag{76}$$

Дифференцируя обе части равенств (75) по времени, после несложных преобразований получаем формулу

$$\dot{\Phi} = 4\omega_0^3 r_0 \varepsilon v^{-2}, \quad v^2 = 4\omega_0^2 (r_0^2 \sin^2 \phi^{(-)} + \varepsilon^2 \cos^2 \phi^{(-)}).\tag{77}$$

Подстановка выражения (77) для $\dot{\Phi}$ в правую часть соотношения (76) приводит к искомому выражению:

$$\dot{\vec{e}}_v = -8\omega_0^4 r_0 \varepsilon v^{-3} \left(\varepsilon \cos \phi^{(-)} \vec{e}'_r + r_0 \sin \phi^{(-)} \vec{e}'_\phi \right).\tag{78}$$

В правильности формулы (78) можно убедиться, получив ее другим способом. Исключая орт \vec{e}_v из равенств $\vec{v} = v\vec{e}_v$ и $\vec{a} = \dot{\vec{v}} = \dot{v}\vec{e}_v + v\dot{\vec{e}}_v$, получаем формулу для $\dot{\vec{e}}_v$, в которую подставим выражение для \dot{v} (см. последнюю формулу (69)), а также выражения для векторов \vec{v} и \vec{a} из (70) и (73). Простые преобразования приводят в точности к формуле (78).

Вычислим величины $\dot{\Phi}$ и $\dot{\vec{e}}_v$ при $\varepsilon \rightarrow +0$. Используя известные равенства

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \frac{\varepsilon}{x^2 + \varepsilon^2} = \pi \delta(x), \quad \delta(tgx) = \sum_{n=0, \pm 1, \dots} \delta(x - n\pi),$$

где $\delta = \delta(x) - \delta -$ функция Дирака, получаем:

$$\dot{\Phi} = \omega_0 r_0 \frac{\varepsilon}{\cos^2 \phi^{(-)} (r_0^2 \tan^2 \phi^{(-)} + \varepsilon^2)}, \quad \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \dot{\Phi} = \omega_0 \pi \delta(tg \phi^{(-)}) = \omega_0 \pi \sum_n \delta(\phi^{(-)} - n\pi).\tag{79}$$

При вычислении величины $\dot{\vec{e}}_v$ по формуле (76) учтем, что $\varepsilon v^{-1} \cos \phi^{(-)} = (-1)^n / 2\omega_0$, $v^{-1} \sin \phi^{(-)} = 0$ при $\phi^{(-)} = n\pi$. Поэтому

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \dot{\vec{e}}_v = \omega_0 \pi \sum_n (-1)^{n+1} \delta(\phi^{(-)} - n\pi) \vec{e}'_r.\tag{80}$$

Используя формулы (74) и (80), получаем следующее выражение для силы, действующей на частицу при $\varepsilon \rightarrow +0$:

$$\vec{F} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{F}_n, \quad \vec{F}_n = p^n \omega_0 \pi (-1)^{n+1} \delta(\phi^{(-)} - n\pi) \vec{e}'_r.\tag{81}$$

Согласно (81), при $\varepsilon \rightarrow +0$ **частица движется таким образом, что на нее действует сила $\vec{F}_n = \vec{F}_n(t)$ только в моменты времени $t = t_n$** , отвечающие точкам поворота и определяемые равенством $\phi^{(-)}(t_n) = n\pi$ ($n = 0, \pm 1, \dots$), где $\phi^{(-)}(t) = \omega_0 t + (\alpha_1 - \alpha_2) / 2$, причем величина силы оказывается бесконечно большой. Ввиду (70), сила \vec{F}_n работы не совершает: $\vec{F}_n \vec{v} dt = 0$, поскольку $\vec{v}|_{t=t_n} = 0$. Отсюда и из (81) следует, что $\vec{r} \vec{F}_n < 0$, т.е. сила \vec{F}_n является возвращающей: под ее действием в моменты t_n и происходят осцилляции частицы. В моменты t_n частица останавливается; подойдя к точке поворота, она как бы отражается от непроницаемой стенки, изменяя направление движения на противоположное. Эффект отражения от кажущейся непроницаемой стенки в момент $t = t_n$ обусловлен тем, что в этот момент масса частицы обращается в бесконечность.

Подчеркнем, что **колебания частицы происходят в отсутствие потенциальной ямы**; они обусловлены изменением массы частицы, которое связано с взаимодействием частицы с ИКИ-средой. Иными словами, осцилляции частицы возникают не вследствие того, что частица находится в поле потенциальной ямы, а благодаря ее взаимодействию с порождаемой ею же ИКИ-средой. Важно также иметь в виду, что осцилляции частицы не сопровождаются преобразованием потенциальной энергии в кинетическую и обратным преобразованием. **Не существует самого понятия потенциальная энергия.** Непрерывно происходит перекачка энергии классической частицы в ИКИ-среду и обратный процесс. Система, состоящая из частицы и ИКИ-среды, находится в таком состоянии динамического равновесия, в котором отсутствуют энерге-

тические потери.

Отметим, что $\vec{F} = \vec{F}'_0 + \vec{F}'_1 = 0$, но $\vec{a} \neq 0$ при $t \neq t_n$, где $\vec{F}'_1 = \dot{m}''\vec{v} = p''\omega_0 \frac{\cos \phi^{(-)}}{|\sin \phi^{(-)}|} \vec{e}'_r$ — реактивная компонента силы инерции (см. раздел 2). Как видим, при $t \neq t_n$ реактивная компонента силы инерции компенсируется нереактивной компонентой силы $\vec{F}'_0 = m''\dot{\vec{v}}$. Подчеркнем, что в области между двумя соседними точками остановки t_n и t_{n+1} , т.е. в области $t_n < t < t_{n+1}$, частица является свободной; в указанной области отсутствует сила инерции, действующая на частицу: $\vec{F}(t) = 0$. Осцилляции частицы между точками t_n и t_{n+1} возникают благодаря тому, что в точках остановки t_n и t_{n+1} на частицу действует возвращающая сила инерции, направленная от точки поворота к центру вихря.

Согласно (69) и (77), выражения для угловых скоростей $\dot{\phi}$ и $\dot{\Phi}$ существенно отличаются друг от друга. В самом деле, согласно (69)

$$\begin{aligned} \dot{\phi} &= 4\omega_0 r_0 \varepsilon r^{-2}, \quad r^2 = 4(r_0^2 \cos^2 \phi^{(-)} + \varepsilon^2 \sin^2 \phi^{(-)}), \\ \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \dot{\phi} &= \omega_0 \pi \delta(ctg \phi^{(-)}) = \omega_0 \pi \sum_n \delta(\phi^{(-)} - (2n+1)\pi/2). \end{aligned} \quad (82)$$

Как видно из сравнения (82) с (77) и (79), при $\varepsilon \rightarrow +0$ величины $\dot{\Phi}$ и $\dot{\phi}$ обращаются в нуль всюду, кроме следующих точек: $\dot{\Phi} \neq 0$ при $\phi^{(-)} = n\pi$, $\dot{\phi} \neq 0$ при $\phi^{(-)} = (2n+1)\pi/2$, причем $\dot{\phi}|_{\phi^{(-)}=(2n+1)\pi/2} = \dot{\Phi}|_{\phi^{(-)}=n\pi} = \omega_0 r_0 / \varepsilon$.

Вместо радиуса-вектора \vec{r}_2 (см. (45)) введем радиус-вектор

$$\vec{r}'_2 = r_2 \vec{e}'_{r_2}, \quad \vec{e}'_{r_2} = (\cos \phi'_2, \sin \phi'_2, 0), \quad \phi'_2 = -\omega t + \alpha_2 + \pi, \quad (83)$$

который связан с \vec{r}_2 равенством: $\vec{r}'_2 = -\vec{r}_2$. Учитывая равенства

$$\cos \phi'^{(\pm)} = \mp \sin \phi^{(\pm)}, \quad \sin \phi'^{(\pm)} = \pm \cos \phi^{(\pm)}, \quad (\cos \phi'^{(+)}, \sin \phi'^{(+)}, 0) = \vec{e}'_{\phi}, \quad (-\sin \phi'^{(+)}, \cos \phi'^{(+)}, 0) = -\vec{e}'_r,$$

где $\phi'^{(\pm)} = (\phi_1 \pm \phi'_2) / 2 = \phi^{(\pm)} \pm \pi / 2$, и используя соотношения (68) — (71), получаем:

$$\begin{aligned} \vec{r} \equiv r_1 \vec{e}_{r_1} + r_2 \vec{e}'_{r_2} &= r_0 (\vec{e}_{r_1} + \vec{e}'_{r_2}) + \varepsilon (\vec{e}_{r_1} - \vec{e}'_{r_2}) = 2(r_0 \sin \phi^{(-)} \vec{e}'_{\phi} + \varepsilon \cos \phi^{(-)} \vec{e}'_r), \\ \vec{v} \equiv \dot{\vec{r}} &= 2\omega_0 (r_0 \cos \phi^{(-)} \vec{e}'_{\phi} - \varepsilon \sin \phi^{(-)} \vec{e}'_r). \end{aligned} \quad (84)$$

Радиус-вектор \vec{r} (84) описывает состояние движения частицы по инерции, существенно отличающееся от состояния движения, описываемого радиусом-вектором \vec{r} (70). Его физические характеристики даются формулами (72), в которых вектор скорости \vec{v} нужно заменить на \vec{v} (84). Заметим, что при $\varepsilon \rightarrow 0$ радиусы-векторы \vec{r} и \vec{r} взаимно ортогональны.

На основании результатов исследования, изложенных в данном разделе, и формулы (84), можно сделать вывод, что при $\varepsilon \rightarrow 0$ движение частицы, описываемое радиусом-вектором \vec{r} , превращается в осцилляции, происходящие вдоль прямой, направленной вдоль вектора \vec{e}'_{ϕ} .

Точками поворота будут точки t'_n , определяемые равенством $\phi^{(-)}(t'_n) = (2n+1)\pi/2$; в этих точках масса частицы становится бесконечно большой. Мы построили, таким образом, два различных состояния движения классической частицы, осциллирующей по инерции. Эти движения описываются радиусами-векторами \vec{r} (70) и \vec{r} (84). Колебания частицы подчиняются гармоническому закону и происходят во взаимно перпендикулярных направлениях ($\vec{e}'_{r_1} \vec{e}'_{r_2} = 0$).

Сравним осцилляции, описываемые радиусами-векторами \vec{r} и \vec{r} , более детально. Обозначим через $\tilde{r}, \tilde{\phi}$ и $\tilde{v}, \tilde{\Phi}$ полярные координаты векторов \vec{r} и \vec{v} (84), соответственно. Несложная выкладка приводит к следующим выражениям для угловых скоростей $\dot{\tilde{\phi}}$ и $\dot{\tilde{\Phi}}$:

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\phi}} &= 4\omega_0 r_0 \varepsilon \tilde{r}^{-2}, \quad \dot{\tilde{\Phi}} = 4\omega_0^3 r_0 \varepsilon \tilde{v}^{-2}, \\ \tilde{r}^2 &= 4(r_0^2 \sin^2 \phi^{(-)} + \varepsilon^2 \cos^2 \phi^{(-)}), \quad \tilde{v}^2 = 4\omega_0^2 (r_0^2 \cos^2 \phi^{(-)} + \varepsilon^2 \sin^2 \phi^{(-)}). \end{aligned} \quad (85)$$

Из сравнения последних соотношений с равенствами (77) и (82) видно, что имеют место следующие формулы:

$$\dot{\Phi} = \dot{\phi}, \quad \ddot{\Phi} = \dot{\phi}, \quad \tilde{v} = vr / \tilde{r}, \quad v^2 = \omega_0^2 \tilde{r}^2, \quad \tilde{v}^2 = \omega_0^2 r^2. \quad (86)$$

Как видим, колебания, описываемые радиусами-векторами \vec{r} и \tilde{r} при $\varepsilon \rightarrow +0$ происходят во взаимно перпендикулярных направлениях, имеют одинаковые амплитуды и частоты, характеризуются массами p'' / v и \tilde{p}'' / \tilde{v} (p'' , $\tilde{p}'' = const$), соответственно, их угловые и линейные скорости связаны между собой соотношениями (86).

Следует подчеркнуть, что в представленной здесь модели гармонического осциллятора, совершающего колебания по инерции, предельный переход $\varepsilon \rightarrow +0$ нужно выполнять только после всех вычислений. Переход к пределу $\varepsilon = 0$ на промежуточном этапе, а не в конце вычислений, может привести к ошибочным результатам. Действительно, если в выражениях (70) для \vec{r} и \vec{v} перейти к пределу $\varepsilon = 0$ и записать: $\vec{r} = 2r_0 \cos \phi^{(-)} \vec{e}'_r$, $\vec{v} = -2\omega_0 r_0 \sin \phi^{(-)} \vec{e}'_r$, то, принимая во внимание, что $\vec{e}'_r = const$, получаем: $\vec{e}_v = -sign(\sin \phi^{(-)}) \vec{e}'_r$, $\dot{\vec{e}}_v = -2\omega_0 \cos \phi^{(-)} \delta(\sin \phi^{(-)}) \vec{e}'_r$. Из двух последних формул следует, что векторы \vec{e}_v и $\dot{\vec{e}}_v$ направлены параллельно друг другу. Этот результат, однако, ошибочен, так как из равенств $(\vec{e}_v)^2 = 1$, $\vec{e}_v \dot{\vec{e}}_v = 0$ видно, что векторы \vec{e}_v и $\dot{\vec{e}}_v$ взаимно ортогональны. С другой стороны, согласно (70) и (76), указанные выше векторы взаимно ортогональны при любом значении ε . Значит, ортогональность сохраняется, как и должно быть, и при $\varepsilon \rightarrow +0$.

Построенная нами модель гармонического осциллятора существенно отличается от общепринятой стандартной модели, в которой колебания частицы обусловлены наличием потенциальной ямы. В нашей модели потенциальная яма отсутствует; осцилляции частицы представляют собой ускоренное движение по инерции частицы, находящейся в двухдипольном состоянии движения специального вида. В этом состоянии модули составляющих диполей равны по величине ($r_1 = r_0 + 0$, $r_2 = r_0 - 0$), а их угловые скорости равны по величине и противоположны по направлению ($\omega_2 = -\omega_1$). Как видно из проведенного нами анализа, масса частицы, совершающей гармоническое колебание по инерции, изменяется во времени периодически, обращаясь в бесконечность в точках поворота и достигая наименьшего значения в точке, относительно которой происходят осцилляции (в этой точке модуль скорости частицы достигает максимума).

Осциллятор, совершающий ускоренное движение по инерции, получен нами в результате рассмотрения квантового перехода из однодипольного состояния движения по инерции в двухдипольное. Простейшим состоянием вращательной инерции является однодипольное состояние частицы, равномерно вращающейся по окружности. Простейшими состояниями колебательной инерции являются двухдипольные состояния специального вида, описываемые радиусами-векторами \vec{r} и \tilde{r} (см. (70) и (84)).

Отметим, что из изложенного выше вытекает следующий вывод, имеющий принципиальное значение. Если частица находится в двухдипольном состоянии движения по инерции, подчиняющемся условиям (68), то в пространстве имеются две выделенные точки (точка, в которой находится частица, и центр кривизны траектории) и выделенная прямая, проходящая через указанные точки. Однако положение в пространстве этой выделенной прямой непрерывно изменяется. Действительно, в моменты времени, отвечающие $\phi^{(-)} = k\pi$, когда частица максимально удалена от центра кривизны, радиус-вектор частицы $\vec{r} = 2r_0 (-1)^k \vec{e}'_r \equiv \vec{r}_{max}$, а в моменты, отвечающие $\phi^{(-)} = (2k+1)\pi/2$, когда частица максимально приближается к центру кривизны, радиус-вектор $\vec{r} = 2\varepsilon (-1)^k \vec{e}'_r \equiv \vec{r}_{min}$. Указанные радиусы-векторы взаимно ортогональны: $(\vec{r}_{max} \vec{r}_{min}) = 0$. Это значит, что при колебательном движении частицы по инерции физические свойства пространства (свойства однородности и изотропности) непрерывно изменяются. Сильнее всего они изменяются, когда частица, совершая колебания по инерции, проходит вблизи центра кривизны траектории, как это следует из равенства: $\omega = \dot{\phi} = \omega_0 r_0 / \varepsilon$ при $\phi^{(-)} = (2k+1)\pi/2$ (см. (69) и (82)).

Рассмотрим квантовые переходы (32) классической частицы из состояний вращательной инерции в состояния колебательного движения по инерции, полагая выполненными условия (68), и исследуем спектр элементарных возбуждений ИКИ-среды, возникающих в указан-

ных квантовых переходах.

Вначале рассмотрим переход $\vec{r}_1 \rightarrow \vec{r}_1 + \vec{r}_2 \equiv \vec{r}$, где радиус-вектор \vec{r} дается первой из формул (70). Учитывая (69) и (72), массу и скорость частицы можно записать в виде:

$$m'' = p'' / v, \quad v = \omega_0 \sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos(2\phi^{(-)})}, \quad \phi^{(-)} = \omega_0 t + (\alpha_1 - \alpha_2) / 2. \quad (87)$$

Для определенности будем считать, что начальный момент времени $t = t_0$ отвечает минимальному значению массы частицы (или, что то же самое, максимальному значению скорости). Полагая $\phi^{(-)}|_{t=t_0} = -\pi / 2$, находим:

$$\omega_0 t_0 = -\pi / 2 - (\alpha_1 - \alpha_2) / 2, \quad \phi^{(-)} = \tau - \pi / 2, \quad \tau = \omega_0 (t - t_0), \quad \tau|_{t=t_0} \equiv \tau_0 = 0, \quad (88)$$

$$v = \omega_0 \sqrt{r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos(2\tau)} = 2\omega_0 \sqrt{r_0^2 \cos^2 \tau + \varepsilon^2 \sin^2 \tau} \equiv v(\tau).$$

Используя формулы (35)–(40), (64), (68), (69) и (72), получаем следующие выражения для импульса и приращения энергии ИКИ–среды:

$$\begin{aligned} \vec{k} &= \vec{k}_1 + \vec{k}_0, \quad \vec{k}_1 = \Delta m \vec{v}_1, \quad \vec{k}_0 = m'' [\vec{\omega}_2 \vec{r}_2] = -m'' [\vec{\omega}_0 \vec{r}_2], \quad \Delta m = m'' - m', \\ \Delta E &= \Delta E_1 + \Delta \tilde{E}_0(\vec{r}_2), \quad \Delta E_1 = -\Delta m v_1^2 / 2, \quad \Delta \tilde{E}_0(\vec{r}_2) = -m'' \omega_0^2 (r_1 r_2 \cos \alpha + r_2^2 / 2), \quad \alpha = 2\tau. \end{aligned} \quad (89)$$

Рассмотрим теперь переход $\vec{r}_1 \rightarrow \vec{r}_1 + \vec{r}_2' \equiv \vec{r}'$, где вектор \vec{r}' дается первой из формул (84). Обозначим через \tilde{m}'' , \tilde{k} и $\Delta \tilde{E}$, соответственно, массу частицы, импульс и приращение энергии ИКИ–среды, порождаемой в результате указанного выше квантового перехода. Вычисления приводят к следующим формулам, аналогичным (87)–(89):

$$\tilde{m}'' = \tilde{p}'' / \tilde{v}, \quad \tilde{v} = 2\omega_0 \sqrt{r_0^2 \sin^2 \tau + \varepsilon^2 \cos^2 \tau} \equiv \tilde{v}(\tau), \quad (90)$$

$$\begin{aligned} \tilde{k} &= \tilde{k}_1 + \tilde{k}_0, \quad \tilde{k}_1 = \Delta \tilde{m} \vec{v}_1, \quad \tilde{k}_0 = -\tilde{m}'' [\vec{\omega}_2 \vec{r}_2] = \tilde{m}'' [\vec{\omega}_0 \vec{r}_2], \quad \Delta \tilde{m} = \tilde{m}'' - m', \\ \Delta \tilde{E} &= \Delta \tilde{E}_1 + \Delta \tilde{E}_0'(\vec{r}_2), \quad \Delta \tilde{E}_1 = -\Delta \tilde{m} v_1^2 / 2, \quad \Delta \tilde{E}_0'(\vec{r}_2) = -\tilde{m}'' \omega_0^2 (-r_1 r_2 \cos \alpha + r_2^2 / 2), \quad \alpha = 2\tau. \end{aligned} \quad (91)$$

Как видно из сопоставления равенств (87)–(89) с (90) и (91), физические характеристики ИКИ–среды, порождаемой классической частицей, существенно зависят от вида квантового перехода частицы. Отметим также, что функциональная зависимость массы частицы от «времени» τ в состояниях \vec{r} и \vec{r}' совершенно различна. При $\varepsilon \rightarrow 0$ в моменты «времени» $\tau = k\pi \equiv \tau_k$, $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, масса m'' принимает наименьшее значение, а масса \tilde{m}'' бесконечно велика, а в моменты $\tau = (2k + 1)\pi / 2 \equiv \tau'_k$, $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, имеет место противоположная картина: $m''(\tau'_k) \rightarrow \infty$, $\tilde{m}''(\tau'_k) = \min \tilde{m}''(\tau)$.

Интересно сравнить физические характеристики колебательных состояний движения \vec{r} (70) и \vec{r}' (84) с характеристиками однодипольного вращательного состояния движения \vec{r}_1 при $\varepsilon \rightarrow 0$. Для однодипольного состояния имеем (см.(48)):

$$m' = p' / \omega_0 r_0 = const, \quad T' = p'^2 / 2m' = p' \omega_0 r_0 / 2 \quad (\text{т.к. } \omega_1 = \omega_0, \quad r_1 = r_0, \quad v_1 = \omega_0 r_0).$$

Если положить $p' = p'' = \tilde{p}''$, то в силу (87), (88) и (90) имеют место равенства:

$$m'' = (v_1 / v) m', \quad \tilde{m}'' = m' (v_1 / \tilde{v}) m', \quad T'' = p''^2 / 2m'' = (v / v_1) T', \quad \tilde{T}'' = \tilde{p}''^2 / 2\tilde{m}'' = (\tilde{v} / v_1) T', \quad (92)$$

т.е. $\min m'' = \min \tilde{m}'' = m' / 2$, $\max T'' = \max \tilde{T}'' = 2T'$. Значит, в условиях, когда импульсы частицы в рассматриваемых состояниях движения по инерции одинаковы, минимальное значение массы частицы в колебательных состояниях вдвое меньше массы частицы во вращательном движении, а максимальное значение кинетической энергии частицы в колебательных состояниях, наоборот, вдвое больше ее кинетической энергии во вращательном движении. Как видно из приведенных формул, **частица, совершающая колебательное движение по инерции, на значительной части Δt периода колебаний T_0 обладает массой, меньшей массы частицы, вращающейся по инерции.** Расчет показывает, что $\Delta t / T_0 = 2 / 3$. Отсюда следует важный вывод: **колебательные состояния движения классической частицы по инерции энергетически более выгодны, чем вращательные.**

5. Механическая модель осциллятора.

Квантовые переходы осциллятора, совершающего колебания по инерции

Как показано в предыдущем разделе, классическая частица, совершающая гармонические колебания по инерции, находится в двухдипольном состоянии движения, которое можно описать радиусом-вектором $\vec{r} = \vec{r}_1 + \vec{r}_2$, где векторы \vec{r}_1 и \vec{r}_2 изображают вихри, вращающиеся с одинаковыми по величине, но противоположными по направлению угловыми скоростями, причем $r_1 \rightarrow r_2$. В дальнейшем будем считать, что векторы \vec{r}_1 и \vec{r}_2 определены равенствами (45) и (68), в которых величины $r_0, \varepsilon, \omega_i, \alpha_i$ являются постоянными. Колебательное движение частицы по инерции имеет место при $\varepsilon \rightarrow \pm 0$.

Для большей наглядности при описании состояний движения частицы далее будем использовать обозначения, указывающие на направление вращения вихрей. Так, вместо \vec{r}_i будем писать $\vec{r}_i^{(\pm)}$, где верхним знаком отмечается направление вращения вихря. Точный смысл указанного обозначения виден из равенств (верхние индексы будем опускать там, где смысл обозначений останется понятным и без них):

$$\vec{r}_i^{(\pm)} = r_i (\cos \phi_{i,\pm}, \sin \phi_{i,\pm}), \quad \phi_{i,\pm} = \pm \omega_0 t + \alpha_i, \quad \omega_0 > 0. \quad (93)$$

Состояние движения частицы-осциллятора теперь запишется в виде:

$$\vec{r} = \vec{r}_1^{(+)} + \vec{r}_2^{(-)}. \quad (94)$$

Если в последней формуле выполнить замену $\vec{r}_2^{(-)} \rightarrow \vec{r}_2'^{-}$, где $\vec{r}_2'^{-} = r_2 (\cos \phi'_{2,-}, \sin \phi'_{2,-})$, $\phi'_{2,-} = -\omega_0 t + \alpha_2 + \pi$, то приходим к радиусу-вектору

$$\vec{r} = \vec{r}_1^{(+)} + \vec{r}_2'^{-}, \quad (95)$$

который, очевидно, в точности совпадает с \vec{r} (84). Используя обозначения (88) и формулы (70) и (84), радиусы-векторы \vec{r} (94) и \vec{r} (95) и соответствующие им векторы скоростей можно представить в следующей форме:

$$\begin{aligned} \vec{r} &= 2 \left(r_0 \sin \tau \vec{e}'(\phi^{(+)}) - \varepsilon \cos \tau \vec{e}''(\phi^{(+)}) \right) \equiv \vec{r}(\tau), \quad \vec{v} = 2\omega_0 \left(r_0 \cos \tau \vec{e}'(\phi^{(+)}) + \varepsilon \sin \tau \vec{e}''(\phi^{(+)}) \right), \\ \vec{r} &= 2 \left(-r_0 \cos \tau \vec{e}''(\phi^{(+)}) + \varepsilon \sin \tau \vec{e}'(\phi^{(+)}) \right) \equiv \vec{r}(\tau), \quad \vec{v} = 2\omega_0 \left(r_0 \sin \tau \vec{e}''(\phi^{(+)}) + \varepsilon \cos \tau \vec{e}'(\phi^{(+)}) \right), \end{aligned} \quad (96)$$

где

$$\tau = \phi^{(-)} + \pi/2, \quad \phi^{(\pm)} = (\phi_{1,+} \pm \phi_{2,-})/2, \quad \vec{e}'(\phi) = (\cos \phi, \sin \phi), \quad \vec{e}''(\phi) = (-\sin \phi, \cos \phi).$$

Чтобы дать наглядное представление об осцилляторе, совершающем колебания по инерции, представим себе, что классическая частица A вращается вокруг точки O_1 по окружности радиуса r_1 с угловой скоростью $\omega_1 = \omega_0$ против часовой стрелки, а точка O_1 , в свою очередь, вращается вокруг неподвижной точки O_2 по окружности радиуса r_2 ($r_2 = r_1 - \varepsilon$, $|\varepsilon| \ll r_1$) с угловой скоростью $\omega_2 = -\omega_0$ (т.е. точка O_1 вращается по часовой стрелке) (см. Рис.3). Пусть в некоторый момент времени $t = t_0$ точки A, O_1 и O_2 не лежат на одной прямой. В этот момент времени проведем прямую, проходящую через A и O_2 , и отложим на ней точки A'_0 и A''_0 , равноудаленные от O_2 и расположенные по разные стороны от O_2 : $|O_2 A'_0| = |O_2 A''_0| = r_1 + r_2$. Легко проверить, что при $r_1 = r_2$ прямая линия $A'_0 A''_0$ лежит под углом $\phi^{(+)} = (\phi_1 + \phi_2)/2$ к оси x , т.е. указанная прямая параллельна вектору \vec{e}'_r (см. (71)). Если точки O_1 и A при их вращении занимают последовательно положения O'_1, O''_1, \dots и A', A'', \dots , то при $\varepsilon \rightarrow +0$ последовательность точек A', A'', \dots будет лежать на прямой $A'_0 A''_0$. Частица A совершает колебания по инерции, перемещаясь вдоль указанной прямой. Эти колебания получаются в результате наложения двух вращательных движений, происходящих по окружностям с одинаковыми радиусами ($r_1 \rightarrow r_2$) и равными по величине, но противоположно направленными угловыми скоростями ($\omega_1 = -\omega_2 \equiv \omega_0$).

Рассматриваемое нами состояние колебательного движения по инерции представляет собой **связанное состояние классической частицы и квазичастицы**, которые локализованы в точках A и O_1 , соответственно, и вращаются с угловыми скоростями, равными по величине и противоположными по направлению, причем точка O_1 является центром вихря, образуемого при вращательной инерции классической частицы. Напомним (см. Введение), что классическая частица, движущаяся по криволинейной траектории по инерции, порождает в окружающем пространстве особую физическую среду — ИКИ-материю, которая образуется, в частности, и в окрестности центра кривизны траектории (в данном случае — в окрестности точки O_1). Как разъяснялось во Введении, точка O_1 превращается в квазичастицу, приобретая физические свойства частицы, породившей среду, лишь при условии, что сама она вращается вокруг некоторого неподвижного центра и вся система в целом находится в состоянии ускоренной инерции. Это означает, что если точка O_1 превращается в квазичастицу, то в этой точке концентрируется часть материи, порожденной классической частицей, движущейся ускоренно по инерции, ИКИ-материи, которая содержит, наряду с непрерывной компонентой, распределенной в пространстве, и локализованные в пространстве материальные структуры (мы называем их квазичастицами).

Таким образом, при криволинейном движении классической частицы по инерции окружение частицы превращается из пустоты в материальную среду, содержащую как непрерывную компоненту, так и локализованные в пространстве образования.

Механическую модель осциллятора, совершающего колебания по инерции, можно построить, рассмотрев два велосипедных колеса, имеющих бесконечно тонкие ободы и спицы. Пусть колеса радиусов r_1 и r_2 могут свободно вращаться в параллельных плоскостях вокруг своих осей O_1 и O_2 . Ось O_1 первого колеса радиуса r_1 закреплена на ободе второго колеса таким образом, что первое колесо может свободно вращаться вокруг своей оси. При вращении второго колеса с некоторой угловой скоростью ω_0 вокруг оси O_2 , которая является неподвижной, ось O_1 вращается вокруг O_2 с той же по величине угловой скоростью, но в обратном направлении. В обычном велосипеде, движущемся по прямой, оба колеса лежат в одной плоскости; расстояние между осями $|O_1O_2| > r_1 + r_2$, $r_1 = r_2$; колеса вращаются с одинаковыми угловыми скоростями. При движении велосипеда происходит преобразование вращательного движения колес в поступательное движение центра масс велосипеда. Если бы выполнялись равенства $|O_1O_2| = r_1 + r_2$, $r_1 = r_2$, то колеса касались бы друг друга. Если пренебречь трением колес о полотно дороги, то, вследствие действия силы трения колес друг на друга, вращение одного из колес вызывало бы вращение второго колеса в противоположном направлении.

Чтобы получить колебательное движение по инерции в велосипедной модели с колесами, вращающимися в различных параллельных плоскостях, точку O_1 на ободе второго колеса соединим спицей с точкой A , зафиксированной на ободе первого колеса. В точке A закрепим, например, шарик, центр которого отстоит от точки O_1 на расстоянии r_1 . Пусть далее установлен механизм, ограничивающий движение шарика таким образом, чтобы центр шарика мог пере-



Рис. 3. Квантовый переход частицы-осциллятора

$$\vec{r}_1^{(+)} + \vec{r}_2^{(-)} \rightarrow \vec{r}_1^{(+)} + \vec{r}_2^{(-)} + \vec{r}_3^{(-)} = \vec{r}_1^{(+)} + \vec{r}_2^{(-)}$$

Начальное состояние: O_1, O_2 — центры вихрей, AO_2 — направление колебаний, A'_0, A''_0 — точки поворота.

Конечное состояние: O_1, O_3 — центры вихрей, AO_3 — направление колебаний, A'_1, A''_1 — точки поворота.

мещаться только вдоль прямой $A'_0 A''_0$, проходящей через точку O_2 (см. Рис.3). Тогда вращение второго колеса по часовой стрелке вызовет вращение обода первого колеса вокруг точки O_1 против часовой стрелки, но при этом центр шарика, закрепленного в точке A , будет перемещаться по указанной выше прямой $A'_0 A''_0$, совершая колебания относительно точки O_2 . Эти колебания шарика и будут искомыми осцилляциями по инерции. Шарик A будет перемещаться между точками A'_0 и A''_0 , лежащими на указанной прямой по разные стороны от точки O_2 и удаленными от нее на расстояние $r_1 + r_2$. Как видно из результатов раздела 4, если устранить связь, ограничивающую движение точки A ее перемещением только вдоль прямой $A'_0 A''_0$, то при вращении колес с $r_1 \neq r_2$ и с равными по величине, но противоположно направленными угловыми скоростями точка A будет перемещаться по эллипсу с полуосями $r_1 + r_2$ и $|r_1 - r_2|$, который при $r_1 \rightarrow r_2$ вырождается в отрезок прямой, проходящей через точку O_2 , длиной $|A'_0 A''_0| = 4r_1$.

Рассмотрим квантовый переход частицы в момент времени $t = t_0$ из начального двухдипольного состояния (94) в трехдипольное состояние:

$$\vec{r} = \vec{r}_1^{(+)} + \vec{r}_2^{(-)} \rightarrow \vec{r}' = \vec{r}_1^{(+)} + \vec{r}_2^{(-)} + \vec{r}_3, \quad \vec{r}_3 = r_3 (\cos \phi_3, \sin \phi_3), \quad (97)$$

где $\phi_3 = \omega_3 t + \alpha_3$; $r_3, \omega_3, \alpha_3 = const$. Нас интересует квантовый переход, приводящий частицу в состояние движения \vec{r}' , которое, как и начальное состояние движения \vec{r} , является колебательным движением по инерции. Как показывает анализ условий движения частицы по инерции, интересующий нас квантовый переход имеет место лишь при условии, что угловая скорость ω_3 совпадает с одной из величин $-\omega_0, +\omega_0$. В этом случае вектор \vec{r}_3 в (97) можно записать в виде (см.(93)): $\vec{r}_3 = \vec{r}_3^{(\pm)} = r_3 (\cos \phi_{3,\pm}, \sin \phi_{3,\pm})$, $\phi_{3,\pm} = \pm \omega_0 t + \alpha_3$.

Вначале рассмотрим квантовый переход (97) при $\vec{r}_3 = \vec{r}_3^{(-)}$, т.е. при $\omega_3 = -\omega_0$. Используя (97), выводим:

$$\vec{r}'^2 = (\vec{r}_1^{(+)} + \vec{r}_2^{(-)})^2, \quad \vec{v}'^2 = \omega_0^2 (\vec{r}_1^{(+)} - \vec{r}_2^{(-)})^2, \quad \omega' = \omega_0 ((\vec{r}_1^{(+)} - \vec{r}_2^{(-)})^2 / r'^2), \quad (98)$$

где

$$\vec{r}' = r' \vec{e}_{r'}, \quad \vec{e}_{r'} = (\cos \phi', \sin \phi'), \quad \omega' = \dot{\phi}', \quad \vec{v}' = \dot{\vec{r}}', \quad \vec{r}_2' = \vec{r}_2^{(-)} + \vec{r}_3^{(-)}. \quad (99)$$

Отсюда и из равенства $\vec{r}_2' = r_2' (\cos \phi_2', \sin \phi_2')$ следует, что $r_2' = const$, $\phi_2' = -\omega_0 t + \alpha_2'$, $\alpha_2' = const$, т.е. $\vec{r}_2' = \vec{r}_2^{(-)}$. Значит, величины r' и v' изменяются со временем, и если имеет место равенство $r_2' = r_0 - \varepsilon$, то $\omega' \rightarrow 0$ при $\varepsilon \rightarrow \pm 0$, $r' \neq 0$. При выполнении указанного равенства конечное состояние частицы является искомым состоянием осциллятора, в котором колебания совершаются по инерции. Элементарные преобразования приводят к следующему соотношению:

$$\vec{r}' = 2(r_0 \sin(\tau - \delta) \vec{e}'(\phi^{(+)} + \delta) - \varepsilon \cos(\tau - \delta) \vec{e}''(\phi^{(+)} + \delta)), \quad \delta = (\alpha_2' - \alpha_2) / 2. \quad (100)$$

Для величин $r', v' = |\dot{\vec{r}}'|$, ω' при $r_2' = r_0 - \varepsilon$ и $\varepsilon \ll r_0$ получаем следующие формулы (всюду оставляем лишь основные по величине члены):

$$r' = 2r_0 |\sin(\tau - \delta)|, \quad v' = 2\omega_0 r_0 |\cos(\tau - \delta)|, \quad \omega' = 4\omega_0 r_0 \varepsilon / r'^2. \quad (101)$$

С помощью (99) выводим:

$$\vec{r}_3^{(-)} = \vec{r}_2'^{-} - \vec{r}_2^{(-)} = 2(r_0 - \varepsilon) \sin \delta (-\cos(\tau - \delta_1), \sin(\tau - \delta_1)), \quad \delta_1 = (\alpha_1 + \alpha_2') / 2. \quad (102)$$

Отметим, что, согласно (96), (100) и (102), при $\delta = 0$, т.е. при $\alpha_2' = \alpha_2$, выполняются, как и должно быть, следующие равенства: $\vec{r}' = \vec{r}$, $\vec{r}_3^{(-)} = 0$.

Чтобы уточнить физическую картину рассматриваемого квантового перехода и указать простой способ нахождения вектора $\vec{r}_3 = \vec{r}_3^{(-)}$ в (97), выполним следующие построения (см. Рис.3). Обозначим через A точку, в которой находится частица до квантового перехода, а через O_1 и O_2 — начала векторов \vec{r}_1 и \vec{r}_2 , относящихся к начальному двухдипольному состоянию (O_1 и O_2 — центры главного и вторичного вихрей, отвечающих исходному состоянию частицы). Колебания частицы до квантового перехода происходят вдоль вектора \vec{e}'_r , лежащего на прямой AO_2 ; они сопровождаются вращением квазичастицы в точке O_1 вокруг центра осцилляций O_2 . Проведем окружность радиуса $r_0 - \varepsilon$ с центром в точке O_1 . Очевидно, что точка O_2 лежит на

этой окружности, так что $\overline{O_2 O_1} = \vec{r}_2$. Результатом рассматриваемого квантового перехода является перескок центра результирующего вихря из точки O_2 в некоторую точку O_3 , лежащую на этой же окружности. В самом деле, проведем векторы $\overline{O_3 O_2}$ и $\overline{O_3 O_1}$. Из построения видно, что $|\overline{O_3 O_1}| = r_0 - \varepsilon$ и что $\vec{r}_2 + \overline{O_3 O_2} = \overline{O_3 O_1}$. Следовательно, положив $\overline{O_3 O_2} = \vec{r}_3$ и $\overline{O_3 O_1} = \vec{r}'_2$, мы приходим к последнему из равенств (99). В конечном состоянии мы получаем, таким образом, осциллятор, в котором колебания частицы по инерции происходят между точками A'_1 и A''_1 , лежащими на прямой AO_3 , проходящей вдоль вектора $\vec{e}'(\phi^{(+)} + \delta) = \vec{e}'(\delta_1)$, $\delta_1 = (\alpha_1 + \alpha'_2)/2$ (см.(100)), а квазичастица в точке O_1 вращается вокруг центра вихря в точке O_3 . В результате квантового перехода изменяется положение центра осциллятора ($O_2 \rightarrow O_3$) и направление колебаний частицы. На основании изложенного можно заключить, что проведенная выше окружность с центром в точке O_1 является геометрическим местом центров вихрей, которые при фиксированных положениях точек A и O_1 отвечают осцилляциям по инерции частицы после квантового перехода.

Отметим, что при $\vec{r}_3^{(-)} = -\vec{r}_2^{(-)}$ квантовый переход (97) приводит к однодипольному состоянию движения по инерции: $\vec{r}' = \vec{r}_1^{(+)}$ с центром вихря в точке O_1 . Значит, переход частицы из колебательного движения по инерции во вращательное движение по инерции $\vec{r}_1^{(+)}$ представляет собой поглощение квазичастицы $\vec{r}_3^{(-)} = -\vec{r}_2^{(-)}$ осциллятором (94).

Рассмотрим энергетический спектр ИКИ-среды, порождаемой в результате квантового перехода (97) при $\vec{r}_3 = \vec{r}_3^{(-)}$. Учитывая равенства (96) и (100), радиусы-векторы и векторы скорости частицы в начальном и конечном состояниях запишем в виде (сохраняем лишь основные по величине члены):

$$\vec{r} = 2r_0 \sin \tau \vec{e}'(\phi^{(+)}) , \quad \vec{v} = \dot{\vec{r}} , \quad \vec{r}' = 2r_0 \sin(\tau - \delta) \vec{e}'(\phi^{(+)} + \delta) , \quad \vec{v}' = \dot{\vec{r}}' , \quad \tau = \omega_0(t - t_0). \quad (103)$$

Векторы $\vec{r}_3^{(-)} \equiv \vec{r}_3$ и $\dot{\vec{r}}_3 \equiv \vec{v}_3$ играют роль радиуса-вектора и вектора скорости квазичастицы — кванта ИКИ-среды. Физические характеристики начального и конечного состояний выражаются следующими равенствами:

$$\vec{p} = m\vec{v} , \quad m = p/v , \quad T = p^2 / 2m = pv/2 , \quad p = const. \quad (104)$$

$$\vec{p}' = m'\vec{v}' , \quad m' = p'/v' , \quad T' = p'^2 / 2m' = p'v'/2 , \quad p' = const. \quad (105)$$

Импульс $\vec{k} = \vec{k}_1 + \vec{k}_0$ и приращение энергии $\Delta E = \Delta E_1 + \Delta E_0$ элементарных возбуждений среды вычисляем, используя формулы (34)–(40):

$$\vec{k}_1 = \Delta m \vec{v} , \quad \vec{k}_0 = m' \vec{v}_3 , \quad \Delta m = m' - m , \quad \Delta E_1 = -\Delta m \vec{v}^2 / 2 , \quad \Delta E_0 = -m'(\vec{v} \vec{v}_3 + \vec{v}_3^2 / 2). \quad (106)$$

Учитывая соотношения

$$\dot{\vec{r}}_i = \vec{v}_i = [\vec{\omega}_i \vec{r}_i] , \quad (\vec{v}_i \vec{v}_k) = (\vec{\omega}_i \vec{\omega}_k)(\vec{r}_i \vec{r}_k) , \quad (\vec{v} \vec{v}_3) = -\omega_0^2(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)\vec{r}_3 ,$$

справедливые при $r_i = const$, $\omega_1 = \omega_0$, $\omega_2 = \omega_3 = -\omega_0$, $\vec{v} = \vec{v}_1 + \vec{v}_2$, выражение для ΔE_0 можно представить в виде:

$$\Delta E_0 = -m' \omega_0^2 \left(-(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)\vec{r}_3 + \vec{r}_3^2 / 2 \right) = -(m')^{-1} \left((m' / m) \vec{p} \vec{k}_0 + \vec{k}_0^2 / 2 \right) \equiv \Delta E_0(\vec{k}_0). \quad (107)$$

Отметим, что если в формулах (106) для \vec{k}_1 , \vec{k}_0 и ΔE_1 , а также в (107) выполнить замену $m' \rightarrow m''$, $m \rightarrow m'$, $\vec{v} \rightarrow v_1$, $\vec{v}_3 \rightarrow \vec{v}_2$, $\vec{p} \rightarrow \vec{p}'$, то получаются в точности равенства (36) и (40), относящиеся к ИКИ-среде, порождаемой в результате квантового перехода классической частицы из однодипольного состояния движения в двухдипольное. Это означает, что энергетический спектр ИКИ-среды, порождаемой при переходе частицы из однодипольного состояния в двухдипольное, имеет такую же структуру, как и спектр энергии ИКИ-среды, которая генерируется в квантовых переходах осциллятора, совершающего колебания по инерции.

Полагая $p = p'$ в соотношениях (104) и (105) и используя соотношения (106), массы частицы m и m' можно представить в виде:

$$m = \frac{m_0}{|\cos \tau|} \equiv m(\tau) , \quad m' = \frac{m_0}{|\cos(\tau - \delta)|} \equiv m'(\tau) , \quad m_0 = p / 2\omega_0 r_0 , \quad \tau = \omega_0(t - t_0). \quad (108)$$

Учитывая, что в силу (97) выполняется равенство $\vec{v}' = \vec{v} + \vec{v}_3$, и используя (108), выражения для составляющих ΔE_1 и ΔE_0 приращения энергии среды (106) можно записать в виде:

$$\Delta E_1 = -\frac{p}{2} \left(\frac{1}{v'} - \frac{1}{v} \right) v^2, \quad \Delta E_0 = -\frac{p}{2v'} (v'^2 - v^2). \quad (109)$$

Согласно (109), $\Delta E = \Delta E_1 + \Delta E_0 = -(p/2)(v' - v)$, причем $\Delta E_0 = \Delta E_1 = 0$ при $v' = v$. Рассматривая последнее равенство как уравнение относительно τ и учитывая соотношения (см. (103)) $v = v_0 |\cos \tau|$, $v' = v_0 |\cos(\tau - \delta)|$, $v_0 = 2\omega_0 r_0$, получаем, что энергия ΔE_0 кванта среды обращается в нуль при $\tau = \delta/2 + (n+k)\pi$, $n = 0, \pm 1, \dots$, $k = 0, 1/2$.

Перейдем к рассмотрению квантового перехода (97) при $\vec{r}_3 = \vec{r}_3^{(+)}$, т.е. при $\omega_3 = \omega_0$. Имеют место равенства (ср. с (98) и (99)):

$$r'^2 = (\vec{r}'_1 + \vec{r}'_2)^2, \quad v'^2 = \omega_0^2 (\vec{r}'_1 - \vec{r}'_2)^2, \quad \omega' = \omega_0 (\vec{r}'_1^2 - \vec{r}'_2^2) / r'^2, \quad (110)$$

где

$$\vec{r}'_1 = \vec{r}_1^{(+)} + \vec{r}_3^{(+)} = r'_1 (\cos \phi'_1, \sin \phi'_1). \quad (111)$$

Очевидно, что $\vec{r}'_1 = \vec{r}_1^{(+)}$, т.е. $\phi'_1 = \omega_0 t + \alpha'_1$; $r'_1, \alpha'_1 = const$, и если выполняется равенство $r'_1 = r_0 + \varepsilon$, то состояние частицы после квантового перехода является колебательным состоянием движения по инерции в сильном смысле. В силу (111) радиус-вектор $\vec{r}_3^{(+)}$ можно представить в виде: $\vec{r}_3^{(+)} = \vec{r}_1^{(+)} - \vec{r}_1^{(+)}$. Обозначив через $\vec{r}''^{(+)}$ вектор \vec{r}' , определенный формулой (97), в которой $\vec{r}_3 = \vec{r}_3^{(+)}$, после элементарных преобразований приходим к следующим соотношениям, аналогичным (100) и (102):

$$\begin{aligned} \vec{r}''^{(+)} &= 2 \left(r_0 \sin(\tau + \delta') \vec{e}'(\phi^{(+)} + \delta') - \varepsilon \cos(\tau + \delta') \vec{e}''(\phi^{(+)} + \delta') \right), \\ \vec{r}_3^{(+)} &= 2(r_0 + \varepsilon) \sin \delta' (\cos(\tau + \delta'_1), \sin(\tau + \delta'_1)), \end{aligned} \quad (112)$$

где использованы обозначения:

$$\delta' = (\alpha'_1 - \alpha_1)/2, \quad \delta'_1 = (\alpha'_1 + \alpha_2)/2.$$

Положение центра вихря O_3 , отвечающего осцилляциям по инерции частицы после квантового перехода, можно найти с помощью следующих построений (см. Рис.4). Полагая, как и ранее, что положение частицы A и центров вихрей O_1 и O_2 до квантового перехода в некоторый момент времени фиксированы, проведем окружность радиуса $r_0 + \varepsilon$ с центром в точке A .

Возьмем на этой окружности произвольную точку O'_1 , не совпадающую с точкой O_1 , и проведем векторы $\vec{O}'_1 A$ и $\vec{O}'_1 O_1$. Учитывая, что $\vec{O}_1 A = \vec{r}_1$, можем записать равенство: $\vec{r}_1 + \vec{O}'_1 O_1 = \vec{O}'_1 A$. Значит, положив здесь $\vec{O}'_1 O_1 = \vec{r}_3$ и $\vec{O}'_1 A = \vec{r}'_1$ и учитывая, что по построению $|\vec{O}'_1 A| = r_0 + \varepsilon$, приходим к равенству (111). Далее нужно провести через точку O'_1 прямую, параллельную вектору $\vec{O}_2 O_1 = \vec{r}_2$, а через точку O_2 — прямую, параллельную вектору $\vec{O}'_1 O_1$. Точка пересечения указанных прямых является искомым центром вихря O_3 , $\vec{O}'_1 O_1 = \vec{O}_3 O_2 = \vec{r}_3$.

Как видно из полученных результатов, имеется существенное различие между квантовыми переходами (97) при $\vec{r}' = \vec{r}''^{(-)}$ и при $\vec{r}' = \vec{r}''^{(+)}$. В первом случае происходит перескок центра вращения результирующего вихря из точки O_2 в точку O_3 , причем

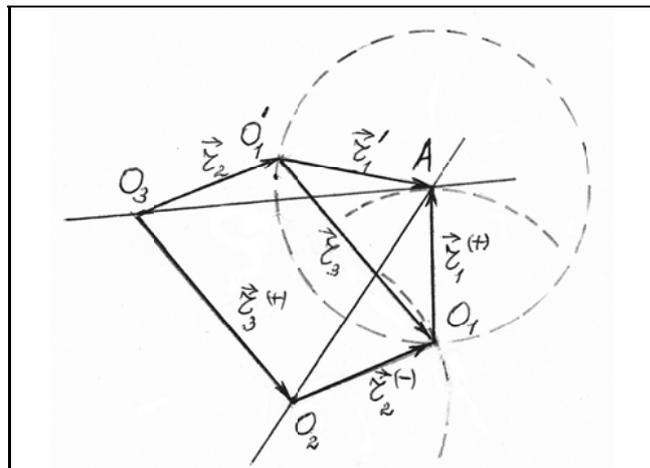


Рис. 4. Квантовый переход частицы-осциллятора

$$\vec{r}_1^{(+)} + \vec{r}_2^{(-)} \rightarrow \vec{r}_1^{(+)} + \vec{r}_2^{(-)} + \vec{r}_3^{(+)} = \vec{r}'_1 + \vec{r}_2^{(-)}.$$

Начальное состояние: O_1, O_2 — центры вихрей, AO_2 — направление колебаний;

Конечное состояние: O'_1, O_3 — центры вихрей, AO_3 — направление колебаний.

в момент перехода центр O_1 главного вихря сохраняет положение и $|\overline{O_2 O_1}| = |\overline{O_3 O_1}|$ (см. Рис.3). Во втором же случае одновременно с перескоком центра вихря $O_2 \rightarrow O_3$ происходит перескок квазичастицы $O_1 \rightarrow O'_1$ и перескок шнура из начального положения $O_1 O_2$ в новое положение $O'_1 O_3$ (см. Рис.4). Осцилляции частицы по инерции после квантового перехода, происходящие вдоль прямой $O_3 A$, сопровождаются вращением квазичастицы O'_1 вокруг центра вращения O_3 результирующего вихря.

Очевидно, что при $\vec{r}_3^{(+)} = -\vec{r}_1^{(+)}$ квантовый переход (97) приводит к однодипольному состоянию движения частицы по инерции: $\vec{r}' = \vec{r}_2^{(-)}$ с центром вихря в точке O_2 . Значит, переход частицы из состояния колебательного движения по инерции во вращательное движение по инерции $\vec{r}_2^{(-)}$ представляет собой поглощение осциллятором (94) квазичастицы $\vec{r}_3^{(+)} = -\vec{r}_1^{(+)}$.

Обратимся к более подробному исследованию квантового перехода (97) частицы-осциллятора. Радиус-вектор конечного состояния в этом переходе при $\vec{r}_3 = \vec{r}_3^{(\pm)}$ обозначим через $\vec{r}''^{(\pm)}(\tau)$. Тогда $\vec{r}''^{(-)}(\tau) = \vec{r}'$, $\vec{r}''^{(+)}(\tau) = \vec{r}'^{(+)}$, где \vec{r}' и $\vec{r}'^{(+)}$ определены формулами (100) и (112). Легко показать, что имеют место равенства:

$$\vec{r}''^{(-)}(\tau) \Big|_{\delta=\pm\pi/2} = \vec{r}(\tau), \quad \vec{r}''^{(+)}(\tau) \Big|_{\delta'=\pm\pi/2} = -\vec{r}(\tau), \quad (113)$$

из которых следует, что при $\delta = \delta' = \pm\pi/2$ рассматриваемые переходы приводят к повороту направления колебаний частицы на прямой угол, так что в начальном (\vec{r}) и конечном (\vec{r}') состояниях колебания происходят во взаимно перпендикулярных направлениях. Согласно (96) и (113), если частица, находившаяся до момента $\tau=0$ в состоянии \vec{r} , перескочила в момент $\tau = \tau_0 = 0$ в состояние \vec{r} , то это значит, что за время квантового перехода (считаем его малым по сравнению с периодом колебаний) частица перескочила из центра вихря в точку поворота, так что максимальная энергия частицы полностью перешла в энергию среды. Следовательно, при выполнении определенных условий указанные квантовые переходы можно использовать для преобразования энергии классической частицы в энергию потока квантов среды, а также для организации обратного процесса — преобразования энергии окружения в энергию классической частицы.

Выше мы рассматривали самопроизвольные квантовые переходы классической частицы, обусловленные неоднородностью и неизотропностью пространства, в котором происходят колебания частицы, т.е. спонтанные переходы. Квантовые переходы можно вызвать и с помощью сторонних сил, роль которых сводится к тому, чтобы побуждать частицу к перескокам из окрестности центра вихря на одной ветви возбуждений в точку поворота на другой ветви. Такого рода индуцированные переходы могут произойти лишь при условии, что сторонние силы включаются в строго определенные моменты времени. Так, если вслед за рассмотренным выше квантовым переходом $\vec{r} \rightarrow \vec{r}$, происшедшим в момент $\tau_0 = 0$, происходят затем переход $\vec{r} \rightarrow \vec{r}$ в момент $\tau = \Delta\tau$, переход $\vec{r} \rightarrow \vec{r}$ в момент $\tau = 2\Delta\tau$ и т.д., где $\Delta\tau = \pi/2 + k\pi$, $k = 0, 1, 2, \dots$, то образуется поток, состоящий из сгустков квантов ИКИ-материи. Энергия, приобретаемая (высасываемая) частицей из окружения за время $\Delta\tau$ между квантовыми скачками, в течение квантового скачка выплескивается в виде сгустка энергии ИКИ-материи. Совокупность этих сгустков образует когерентные потоки квантов среды. Практическая реализация этой идеи приведет к созданию генераторов потоков квантов ИКИ-материи, являющихся экологически чистыми источниками энергии.

Как видно из полученных результатов, квантовые переходы (97) представляют собой перескоки частицы-осциллятора из одного состояния в другое, происходящие с поглощением или испусканием квантов (квазичастиц, элементарных возбуждений) ИКИ-материи, состоящей из двух компонент — непрерывной и квантовой с энергиями ΔE_1 и ΔE_0 , соответственно (см.(109)). Кванты среды описываются радиусами-векторами $\vec{r}_3^{(\pm)}$, где знаки « \pm » указывают на поляризацию квантов: далее мы придерживаемся соглашения, что знаки « $+$ » и « $-$ » отвечают, соответственно, левой и правой поляризациям.

6. Заключение

В настоящей работе рассмотрены физическая сущность и особенности явления криволинейного движения по инерции классической частицы с переменной массой. Показано, что при ускоренном движении частицы по инерции в непосредственном окружении частицы генерируется особая физическая среда, перемещающаяся вместе с частицей и обладающая корпускулярными свойствами. Сохраняющейся величиной является сумма кинетической энергии частицы и энергии среды, порождаемой частицей.

Получено уравнение движения среды, связывающее изменение импульса среды, порождаемой частицей, с изменением сил инерции, действующих на частицу при ее переходах из одного состояния движения по инерции в другое. Рассматривая это уравнение совместно с уравнениями движения классических частиц, получаем замкнутую систему уравнений, учитывающих криволинейное движение частиц по инерции. Рассмотрены квантовые переходы частицы из одного состояния криволинейной инерции в другое и энергетический спектр элементарных возбуждений среды, порождаемой частицей.

Построена модель гармонического осциллятора, совершающего колебания по инерции. Особенность движения частицы–осциллятора состоит в том, что частица дважды за период колебаний проходит в окрестности центра вихря, перекачивая энергию из обычного вещества в порождаемую ею среду и обратно из среды в вещество. Поле сил инерции, сопровождающих движение осциллирующей частицы, не является потенциальным, и поэтому колебания частицы происходят в отсутствие потенциальной ямы; вследствие этого, не существует самого понятия потенциальной энергии частицы.

Рассмотрены спонтанные квантовые переходы осциллятора, совершающего колебания по инерции. Показано, что с помощью квантовых переходов осциллятора можно осуществить перескок классической частицы из окрестности центра вихря на одной ветви колебаний в точку поворота, лежащую на другой ветви. Такой переход приводит к преобразованию энергии частицы в энергию ИКИ–материи, порождаемой частицей. Должным образом сконструировав источник внешней силы, побуждающей осциллятор к квантовым переходам, можно создать когерентные потоки квантов ИКИ–материи.

Следует подчеркнуть, что ускоренные движения по инерции играют в физических процессах фундаментальную роль. Это обусловлено тем, что они обладают рядом особых физических свойств, в частности:

- в силу того, что рассматриваемые движения происходят без затраты энергии на совершение работы по перемещению частицы, такие движения приводят к наиболее стабильным состояниям физических систем и могут продолжаться как угодно долго;
- классическая частица, движущаяся ускоренно по инерции, является открытой самоорганизующейся системой;
- при ускоренном движении частицы по инерции в окружающем пространстве порождается особая физическая среда, влияющая на поведение частицы;
- взаимодействие между классическими частицами и порождаемой ими средой осуществляется путем обмена квантами энергии и импульса между частицами и средой; это взаимодействие ответственно за все разнообразие окружающего нас мира.

Практическое значение развиваемой здесь формулировки механики состоит в том, что освобождая Ньютонскую схему механики от использующихся в ней необоснованных ограничений на движения по инерции, она дает адекватный природе метод исследования, т.е. метод исследования, находящийся в полном согласии с законами диалектики. Раскрытие физической природы криволинейных движений по инерции и построение физической теории, учитывающей существование таких движений, открывают широкие перспективы создания качественно новых, экологически чистых источников энергии, средств коммуникации и транспорта, использующих квантовые процессы взаимного превращения вещества и индуцируемой им физической среды.

Л и т е р а т у р а :

1. *Уиттекер Э.* История теории эфира и электричества. Классические теории. — Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001. — 512 с.
2. *Олейник В.П., Прокофьев В.П.* Вращательная инерция и ее физические следствия. Что такое гравитация? // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2008. — № 2 (30). — С.23-56.

3. Олейник В.П. Новый подход к проблеме движения: ускоренные движения по инерции // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2009. — № 3 (35). — С.24-56.
4. Олейник В.П. О физической природе гравитации. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2010. — №3 (39). — С. 24-55.
5. Олейник В.П., Третьяк О.В. Проблема инерции и антигравитация. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2011. — №1 (41). — С. 24-52.
6. Олейник В.П. и Третьяк О.В. Проблемы инерции, гравитация и электромагнетизм. // 11-я международная Гамовская летняя астрономическая конференция–школа «Астрономия на стыке наук: космофизика, космология и гравитация, астрофизика, радиоастрономия и астробиология», Программа и тезисы докладов, 22-28 августа 2011 года, Украина, Одесса, с.24-25.
7. Oleinik V.P. and Tretyak O.V. Curvilinear motions by inertia and antigravity. // Abstracts of the 6th International Conference on Material Science and Condensed Matter Physics, September 11-14, 2012, Chisinau, Moldova. — P. 47.
8. Олейник В.П. О физической сущности вращательного движения. Квантовая картина движения классических частиц. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2012. — №1(45). — С. 17-54.
9. Oleinik V.P. On the physical nature of rotational motion. // Abstracts of the 6th International Conference on Material Science and Condensed Matter Physics, September 11-14, 2012, Chisinau, Moldova. — P. 57.
10. Oleinik V.P. Curvilinear motion by inertia and the Coulomb field. // 12-th Odessa International Astronomical Gamow's Conference-School "Astronomy and beyond: astrophysics, cosmology and gravitation, cosmomicrophysics, radio-astronomy and astrobiology", Program and abstracts, August 20-26, 2012, Odessa. — Pp. 24–25.
11. Oleinik V.P. Motions by inertia and the Coulomb field. // Odessa astronomical publications, Volume 25, Issue 2, 2012. — P. 133.
12. Олейник В.П. Криволинейные движения по инерции и закон Кулона. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2012. — №3 (47). — С. 34–39.
13. Арепьев Ю.Д., Буц А.Ю., Олейник В.П. К проблеме внутренней структуры электрически заряженных частиц. Спектры внутренней энергии и распределение заряда свободного электрона и атома водорода. Киев, ИП АН УССР, Препринт №8 — 91, 1991, 36с.
14. Oleinik V.P. Quantum electrodynamics describing the internal structure of electron. Gauge-independent and covariant theory. — Leipzig, Universitat Leipzig, NTZ, Preprint — 1992. — № 7. — 30 p.
15. Oleinik V.P. Quantum theory of self-organizing electrically charged particles. Soliton model of the electron. // Proceedings of the NATO-ASI "Electron theory and quantum electrodynamics. 100 years later". — N.-Y.: Plenum Press, 1997, — P. 261–278.
16. Oleinik V.P. Nonlinear quantum dynamical equation for the self-acting electron. // J.Nonlinear Math.Phys. — 1997. — V. 4. — № 1–2. — P. 180–189.
17. Oleinik V.P. Faster-than-light transfer of a signal in electrodinamics. "Instantaneous action-at-a-distance in modern physics". — New York, Nova Science Publishers, Inc., 1999.
18. Oleinik V.P. "Quantum equation for the self-organizing electron" // Photon and Poincare group. — Nova Science Publishers, New York, Inc., 1999. — P. 188–200.
19. Oleinik V.P. The Problem of Electron and Superluminal Signals. (Contemporary Fundamental Physics). — Nova Science Publishers, Inc., Huntington, New York, 2001. — 229 pages.
20. Oleinik V.P. The Problem of Electron and Physical Properties of Time: To the Electron Technologies of the 21st Century. // New Energy Technologies. — 2002. — №1 (4). — P. 60–66.
21. Олейник В.П., Прокофьев В.П. Энергетическая проблема. Атом как неиссякаемый источник экологически чистой энергии. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2007. — № 2 (26). — С. 28–59.
22. Олейник В.П., Прокофьев В.П. Новый подход к энергетической проблеме. Атом — неиссякаемый экологически безопасный источник энергии // Биоинформационные и энергоинформационные технологии в целительстве, в духовной, в социальной и в производственной сферах («БЭИТ-2007»): Доклады X юбилейного Международного конгресса в 2 т. / Под ред. П.И. Госькова. — Барнаул: Изд-во АлтГТУ, 2007. — Т. 1. — С. 16–26.
23. Oleinik V.P. and Prokofjev V.P. Energy Problem. Atom as an Inexhaustible Source of Ecologically Pure Energy. // Mold. J. Phys. Sci. — 2008. — V.7. — № 4. — P. 25–34.
24. Олейник В.П. Фундаментальные проблемы физики: сверхсветовая коммуникация, активные тепловые машины, безпорное движение. //Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2008. — № 4 (32). — С. 48–57.
25. Олейник В.П. Фундаментальные проблемы физики и научная революция // Вестник МАЭН «Энергоинформационные технологии развития человека» («ЭИТ-2009»), май-июнь 2009 г., г. Барнаул / Под ред. Д.Н. Жданова. — Россия, Барнаул: ООО «Азбука», 2009. — С. 3–10.
26. Oleinik V.P. The Problem of Time: Force as the Cause of Change in the Course of Time. // Fundamental Problems of High Energy Physics and Field Theory. Proceedings of the XXIV Workshop on High Energy Physics and Field Theory. Protvino, June 27-29, 2001. — Protvino, 2001. — P. 251–269. — <http://arxiv.org/abs/physics/0306074>.

27. Олейник В.П. Изменение хода времени в силовом поле и невесомость. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика — 2001. — № 2. — С.20–37.
28. Oleinik V.P. Informational Field and Superluminal Communication. <http://arxiv.org/abs/physics/0306073>, 2003.
29. Лорентц Г.А. Теории и модели эфира. — М.-Л.: Объединенное научно-технич. изд-во НКТП СССР, 1936.

Статья поступила в редакцию 21.07.2013 г.

Oleinik V. P.

The physical nature of the phenomenon of curvilinear motion by inertia. Classical particle as an open self-organizing system

Give me matter and motion - and I'll create the universe.
R. Descartes [1]

The physical nature and the physical mechanism of the phenomenon of curvilinear motion of classical particle by inertia is revealed. It is shown that **the classical particle, freed from the constraints imposed in Newtonian scheme of mechanics on particle's motion by inertia and on particle's mass, is an open self-organizing system. The first of the above restrictions** follows from the conventional idea that the uniform rectilinear motion of the body not subjected to the action of external forces is the only possible motion by inertia existing in nature. However, the study of the problem of motion [2–12] shows that there is an uncountable set of curvilinear motions by inertia, which are dialectical opposites in relation to forced accelerated motions. Research methods, excluding from consideration the accelerated motions by inertia, lead, obviously, to knowingly incomplete and distorted picture of physical reality. **The second restriction** concerns the particle mass: it is assumed that the mass of classical particle is an unchanged, conserving in time physical characteristics of the particle. As can be seen from the analysis of the problem, the requirement that the particle's mass must be constant leads to severe limitations on the accelerated motions of particles by inertia, which are inconsistent with the basic laws of nature — the laws of dialectics. It should be emphasized that these restrictions are no more than hypotheses; their use is not justified, because they have never been tested for their compliance with other principles of mechanics and for their consistency with experience. **This paper contains the formulation of foundations of mechanics free from the restrictions mentioned above.**

In a series of papers [13–20], the problem of self-organization of matter was investigated in detail on the basis of quantum electrodynamics. As a mechanism of self-organization of electron, the self-interaction was considered — the opposite effect of the Coulomb field created by charged particle on the same particle. From the fact that the Coulomb law is not a fundamental law of physics [10–12] and from the new results presented in this paper, it follows that, although the mechanism of self-organization considered in [13–20] catches, apparently, some features of the phenomenon, it is only a rough approximation to the true mechanism of self-organization. **The new results suggest that the capacity of matter for self-organization, being an inherent property of matter, arises at the simplest level of matter development and can be explained in terms of mechanics, without the use of phenomenology in the form of electric charges and the Coulomb field.**

In this paper, we study the behaviour and the physical features of classical particle with variable mass moving by inertia with acceleration. It is shown that the physical environment generated by the classical particle consists of two components — the continuous (classical) component and quantum component, which arises as a result of quantum jumps of the particle from one state of curvilinear inertia to another. The vibrational states of inertial motion of classical particle are built. The particle oscillating by inertia is shown to have the mass defect, the magnitude of which is of the order of the mass of the particle rotating by inertia. From this it follows that the conversion of the rotational motion by inertia to the vibrational one can be very effective method for producing high mass defect [21–23]. The particle-oscillator quantum transitions, in which the energy of classical particle is converted into the energy of environment generated by it, are indicated.

The results of the work indicate that ignoring the laws of dialectics is the main cause of the current crisis in the physical sciences. Physics, freed from the heavy shackles in the form of severe restrictions on the motion of matter, will be a powerful stimulus to technological progress. It will provide an unprecedented flowering of our civilization, transferring it to a qualitatively new level of development. The practical significance of these results is that they give a method for studying the nature, adequate to it, and open the way to solve a number of important tasks related to the energy problem, the gravity control, the creation of antigravity engines, the superluminal communication, the control of the passage of time [21–28].

Key words: curvilinear inertia, vibrational motion by inertia, quantum transitions of classical particle, self-organizing system, anti-gravity, gravity control.

Gritsak von Groener V. V., Gritsak-Groener J.

MATHEMATICAL METHODS OF IDENTIFICATION FOR VISUAL INFORMATION. 2.

University of Georgia, Georgia, USA; Laboratory of HRIT Corporation, Switzerland, USA, UK
 e-mail: v_hrit1000000@yahoo.com

We continue grinding wooden graphic-theory for own needs, which we started in the first paper of this series. In this article we will assume that the graph is connected. We construct a minimum forest consisting of the union of the minimal spanning trees of its connected components. Because of its importance in operational research and in data analysis, many algorithms have been proposed for constructing a minimal spanning tree of a valued graph.

Keywords: graph, image, visual information.

1. Introduction

Commentary. As we have already noted in the previous article, in the future, to study the cluster structure is sufficient to consider and examine only their connected components are trees, and then successively to each connectivity component of the bush to apply the obtained results.

The main idea MIVI is the following. We take the coding graphs Γ (encoding algorithm graph is presented in the previous article in this series), which is representing a certain visual information, such as image of the painting \tilde{G} . Compute a minimum spanning tree Γ^0 of the graph Γ (an algorithm for computing the minimum spanning tree of a graph is presented in this article of the series). Further to the tree Γ^0 calculate its **needles** $\{i_r\}$ and **body B**. Needles are the maximum subtrees of Γ^0 with all points, except for two points of $v(i_r)$ and $o(i_r)$, with degree equal to two: $st(v(i_r)) = 1$. $v(i_r)$ is the **top** of the needle i_r , and $st(o(i_r)) \geq 1$ ($o(i_r)$ is the **basis** of a needle i_r). The **body B** is the remaining part of the tree Γ^0 . Thus, we turn our tree Γ^0 to the **hedgehog**

$$I(B) = (B, \{i_r\}), \tag{1}$$

or **G-invariant** of graph Γ .

If we calculate all the hedgehogs $I_i(\Gamma)$, $i = \overline{1, n}$ for all n spanning trees of the graph Γ , the following hypothesis seems to be true.

Hypothesis. The collection of all hedgehogs

$$I_i(\Gamma), i = \overline{1, n}, \tag{2}$$

is a complete system of invariants of a plane graph Γ .

If we assume the validity of the above hypothesis, and that the graph Γ for **IVI** picture, obviously, is flat, we can assume that the hedgehog (1) is a certain individual characteristic of pattern \tilde{G} .

The same goes for **IVI** of face, that actually (topologically!) is a flat pattern, the hedgehog (1) is an individual invariant.

Finally, for graphs **IVI** of any stereo **IA** the hedgehog (1) is probably not enough to the quali-



Fig. 1. A. Fomenko "A hedgehog"

tative identification of the image. Then, we need to calculate all the hedgehogs (2), or even all the hedgehogs of all components of a manifolds \mathbf{M} , representing the flat surface of the stereo image \mathbf{IA} .

2. More about the graphs

At first, there are a few necessary approvals.

Theorem 1. Let

$$\Gamma = (\mathbf{V}, \mathbf{E}), \mathbf{E} \subseteq \mathbf{V} \times \mathbf{V} \quad (3)$$

be a graph. The following two assertions are equivalent:

- (a) Γ is connected.
- (b) Γ has a partial graph which is a tree.

Proof. (a) implies (b). We construct a sequence $\Gamma = \Gamma_0, \Gamma_1, \dots, \Gamma_m$ of partial graphs of Γ defined as follows: Γ_i is a connected graph obtained by removing one edge from

Γ_{i-1} . Because of the finiteness of Γ graph, we eventually come to a tree Γ_m . In an extreme case, Γ_m will be the usual edge. The converse is obvious, even more.

When the partial graph \mathbf{H} of Γ is a tree, we say that \mathbf{H} is a **tree** of Γ . If \mathbf{H} is a tree of a sub-graph of Γ we say that \mathbf{H} is a **partial sub-tree** of Γ . Now consider a connected valued \mathbf{G} . The **length** $dL_{\mathbf{H}}$ of a tree \mathbf{H} of Γ is defined to be the sum of the lengths of the edges of \mathbf{H} . A tree \mathbf{H} of Γ such that $dL_{\mathbf{H}}$ is a minimum is called a **minimal spanning tree** of Γ . Before indicating a solution, we will show that when the lengths of the edges are all different this tree is unique.

Theorem 2. Let $\mathbf{G} = (\mathbf{V}, \mathbf{E})$ be a connected graph valued by an injective edge's function \mathcal{J}

$$\mathcal{J}: \mathbf{E} \rightarrow \mathbf{R}^+ . \quad (4)$$

Then the minimum spanning tree \mathbf{T} of $(\mathbf{G}, \mathcal{J})$ is unique.

Proof. Let \mathbf{T}_1 and \mathbf{T}_2 be two distinct minimal spanning trees of \mathbf{G} . Let \mathbf{U} be the set whose elements are the edges of \mathbf{T}_1 which are not edges of \mathbf{T}_2 and the edges of \mathbf{T}_2 which are not edges of \mathbf{T}_1 . Let (\mathbf{uv}) be the edge of \mathbf{U} (unique because of the injectivity of \mathcal{J}) of smallest length. Assume that (\mathbf{uv}) is an edge of \mathbf{T}_1 . In \mathbf{T}_2 the vertices \mathbf{u} and \mathbf{v} are joined by a path:

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 \mathbf{u}_1 \dots \mathbf{u}_m = \mathbf{v} .$$

Since \mathbf{T}_1 is acyclic and since (\mathbf{uv}) is an edge of \mathbf{T}_1 , at least one of the edges in this path is in \mathbf{U} . If $\mathcal{J}(\mathbf{u}_i \mathbf{u}_{i+1}) < \mathcal{J}(\mathbf{uv})$, for all $i, 0 \leq i \leq m - 1$, then $\mathcal{J}(\mathbf{uv})$ is not minimal in \mathbf{U} . Thus, there exists an edge $(\mathbf{u}_i \mathbf{u}_{i+1})$ in (3) such that $\mathcal{J}(\mathbf{u}_i \mathbf{u}_{i+1}) > \mathcal{J}(\mathbf{uv})$. Now consider the partial graph \mathbf{T}_3 of \mathbf{G} obtained from \mathbf{T}_2 by removing the edge $(\mathbf{u}_i \mathbf{u}_{i+1})$ and adding the edge (\mathbf{uv}) . \mathbf{T}_3 is clearly connected. Moreover, it has no cycle not containing (\mathbf{uv}) (for this would be a cycle of \mathbf{T}_2) and every cycle of \mathbf{T}_3 containing (\mathbf{uv}) would define a cycle of \mathbf{T}_2 by using the path (3). Thus \mathbf{T}_2 is a tree of \mathbf{G} and, by construction,

$$\mathcal{J}(\mathbf{T}_3) = \mathcal{J}(\mathbf{T}_2) + \mathcal{J}(\mathbf{uv}) - \mathcal{J}(\mathbf{u}_i \mathbf{u}_{i+1}) < \mathcal{J}(\mathbf{T}_2)$$

which contradicts the minimality of \mathbf{T}_2 .

3. The idea of the algorithm

It is an example of a **greet-algorithm**, see 5.algorithm 2, which operates on an ordered list of edges \mathbf{G} given in order of increasing length. The **greet-algorithm** is an approximation algorithm computes a spanning tree for very large graphs. The two smallest edges necessarily occur in the minimal tree. At each stage, we consider the next edge. If it does not create a cycle, we add this edge to the tree, otherwise we pass on to the next step. The **greet-algorithm** stops when all the vertices have been included. This procedure is particularly simple to implement because an edge does not create a cycle unless its two end-points belong to the same connected component. It therefore suffices for each edge

remaining to ascertain the number of the connected component corresponding to each endpoint. Since we examine at most $n(n-1)/2$ edges (the number of edges in a complete graph), the complexity of this algorithm is $O(n^2)$ once the values of the edges have been arranged in order of increasing value. But this preliminary procedure, if it is not required for other analyses, is rather lengthy and more rapid algorithms are known. In any case we will encounter it again when we present the algorithm for enumerating the connected components of the threshold graphs of a complete valued graph.

4. G-trees (Hedgehogs)

Let $T = (V, E)$ be a tree, for example obtained by **greet-algorithm**. A **needle** l of the tree T is a subtree $l = (V_l, E_l)$, $V_l \subseteq V$, $E_l \subseteq E$, in which all the vertices $V_l / \{v(l), o(l)\}$ have a degree equal to two, $st(v(l)) = 1$, $st(o(l)) \geq 1$. A vertex $v(l)$ is called the **edge** (or **top**), and a vertex $o(l)$ is called a **nest of needle** l . A **needle** l is double-edged, if $st(o(l)) = 1$. A **sharpening** of needle l , denoted as l' , is a subgraph, which coincides with l on all edges and vertices except the nest, $o(l') = 1$. The **body** of the tree T is a subgraph $\mathcal{B}(T)$, which removed all the sharpenings of all its needles. Suppose that the set $\{l_j\}, j \in J$ is the set of all the sharpenings of the tree T . Then the pair

$$I(B) = (\mathcal{B}(T), \{l_j\}, j \in J), \tag{5}$$

is called the hedgehog of the tree T .

In the rest of this article we will consider trees (valued or not) some of whose vertices (called real vertices) are labelled and some of which (called latent vertices) are not. The 'labels' are elements of a set X which is fixed once and for all. The idea is that, taking account of the data relating to the real vertices, the latent vertices play the role of 'intermediary' vertices which are required to obtain a tree structure. Before proceeding further we will indicate a number of situations in which one encounters this requirement.

Let $T = (V, E)$ be a tree. Further, D_{max} denote the length of the longest edge v^* plus 1. At each iteration we simply adjoin a vertex outside the tree T (the nearest) and update the distances of the outside vertices from the tree T . This is implemented by a very simple data structure: we use two arrays \mathfrak{K} and \mathfrak{Z} of dimension n . If the vertex v is in the tree, $\mathfrak{K}(v)$ is the number of the vertex to which v has been previously attached, and $\mathfrak{Z}(v) = D_{max}$, otherwise $T(v)$ is the tree vertex closest to v and $\mathfrak{Z}(v)$ is the length of the edge $v - \mathfrak{K}(v)$. At each iteration, we look for a vertex w such that $\mathfrak{Z}(w)$ is minimal and we add this vertex to the tree. We then assign $V(w) = \text{Draax}$. Then for each vertex s outside the tree (for which $\mathfrak{Z}(s) < D_{max}$, we compare its distance from the previous tree to the length of $s - w$. If the latter length is smaller, we put $\mathfrak{K}(s) = w$ and equate $\mathfrak{Z}(s)$ to this length.

Initially the last vertex n is the only one located in the tree, and it is therefore the closest vertex to all the others. At each iteration we scan the array \mathfrak{K} of dimension n and we adjoin one vertex and one edge. After $n - 1$ iterations, the $n - i$ edges in the tree are $v - \mathfrak{K}(v)$. This algorithm has complexity $O(n^2)$. The minimal spanning tree can be stored using a file structure which is found in all of our programs. Among other things, this allows us to draw it using the methods for drawing trees that we will meet in other part of article.

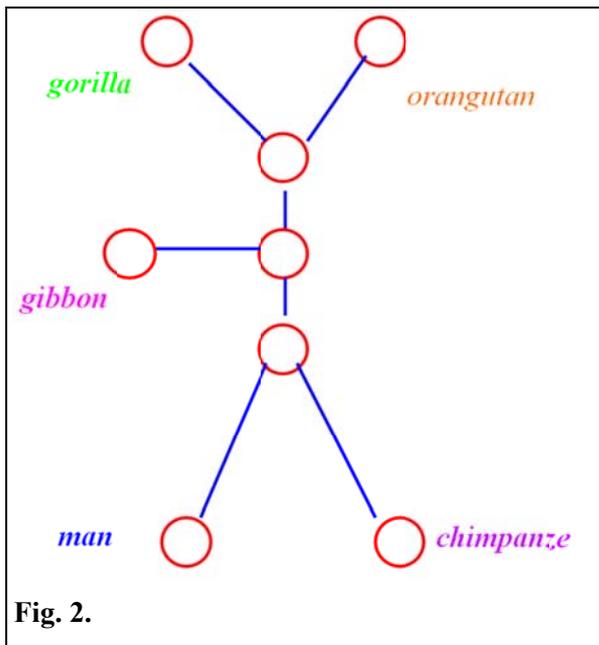
Examples 1

We are concerned here with the problem of grouping the elements of a set X into **homogeneous classes** according to certain criteria. This set may be structured in various ways: by the observation or calculation of measures of proximity among its elements, using values taken by one or several variables etc. In the hierarchical model the classes so formed may be compared by order of inclusion

and two incomparable classes are always disjoint. The classes can be located at the nodes of a tree whose edges represent direct comparisons in order of inclusion. The leaves of this tree are occupied by the individuals that we wish to classify (i.e. the elements of X or the species): lion, cheetah.... The nodes (i.e. the classes, orders, families and genders) therefore arise as intermediaries which are necessary to obtain a tree classification of X.

Examples 2

The biological literature abounds in **phylogenetic trees** of extremely varied types. We will only mention non-rooted trees. Figure 2 exhibits two simplified examples. Here X is the set {man, chimpanzee, gorilla, gibbon, orangutan}. Each of these trees interprets an evolutionary hypothesis. We remark that they differ from classificatory trees in two respects: while the tree in examples 1, in a natural manner, from bottom to top (corresponding to inclusion between classes) no directional reading is assumed a priori in phylogenetic trees (such a direction, if it were given, would indicate a hypothesis about the direction of evolution). On the other hand, in classification trees it is only the leaves which are labeled (since they represent the objects to be classified while the nodes correspond to the classes obtained). In phylogenetic trees, although the leaves are still labeled, some nodes may represent some known common ancestors. We remark that this type of tree is not the exclusive preserve of naturalists, it is also used in other domains, such as the filing of manuscripts, the psychology of memory etc.



Examples 3

An **additive tree** is a tree of the phylogenetic type whose edges are valued. They correspond to the following problem: given a set X and an index of proximity δ on X, determine a valued tree, whose set of leaves is contained in X, such that the length of the paths joining two elements of X constitute a 'good approximation' to δ . The real vertices are the elements of X; the latent vertices correspond to the nodes which need to be added in order to obtain the 'best possible' approximation. After being used in Operational Research and the Analysis of Information, the utilisation of these trees was revived by Mathematical Psychology. Indeed, they supply a method for analysing and representing similarities in accordance with structured hypotheses (e.g. about memory organization and certain types of representations of the universe of knowledge) concerning the objects between which these similarities are evaluated. For a similar reason (evolutionary hypotheses) they are commonly used in 'systematic biology'. Picture 1 represents an 'additive' tree calculated on the basis of similarity data perceived between various perceivable.

Examples 4

These correspond originally to the following problem: given n points in the arline plane, find a tree of minimal length containing all these points. Figure 3 shows a simple example of a Steiner tree on three points. The real vertices are the n initial points, the latent vertices are those which it is necessary to add in order to obtain a tree of minimal length. This problem has many variants, for example the Steiner problem in a graph: given a valued graph (G, L) and a set X of vertices of G (the real vertices), determine a partial subtree of G whose vertices contain X and whose length is minimal. We remark that in a Steiner tree, each leaf is a real vertex.

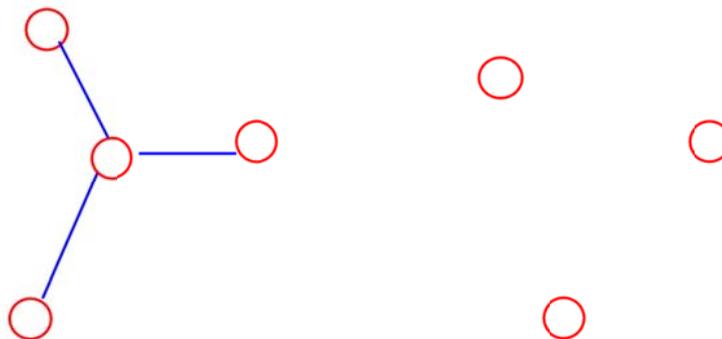


Fig. 3.

Let \mathbf{O} be a finite set (discrete graph!) and $\mathbf{T} = (\mathbf{V}, \mathbf{E})$, $\mathbf{D} = (\mathbf{V}_1, \mathbf{E}_1)$ are trees. $\mathbf{I}(\mathbf{B}) = (\mathcal{B}(\mathbf{T}), \{\mathfrak{I}_j\}, j \in \mathbf{J})$ is hedgehog дерева \mathbf{T} . A **simple \mathbf{O} -hedgehog \mathbf{T}** (we will simply say — **\mathbf{O} -hedgehog**, or a **hedgehog**, if clearly defined \mathbf{O} , although in the future, the term **\mathbf{O} -hedgehog** will mean a generalization, when \mathbf{O} is an arbitrary finite graph) is a triple

$$\mathbf{P}_H(\mathbf{T}) = (\mathbf{T}, \mathbf{H}, \mathbf{O}) \tag{6}$$

formed by a tree \mathbf{T} and a homomorphism \mathbf{H} from \mathbf{O} to \mathbf{T}

$$\mathbf{H} : \mathbf{O} \Rightarrow \mathbf{T} \tag{7}$$

such that $\mathbf{H}(\mathbf{O})$ are isomorphic to Ω

$$\mathbf{H}(\mathbf{O}) \approx \Omega \tag{8}$$

where $\Omega = \bigcup_{j \in \mathbf{J}} \mathfrak{I}_j$.

The homomorphism \mathbf{H} is the labeling of the $\mathbf{P}_H(\mathbf{T})$. The vertices in $\mathbf{H}(\mathbf{O})$ are called **real** vertices and the vertices in $\mathbf{V} - \mathbf{H}(\mathbf{O})$ are called **latent** vertices.

Two **\mathbf{O} -hedgehog $\mathbf{P}_H(\mathbf{T})$** and **$\mathbf{P}_Q(\mathbf{D})$** are **isomorphic** \Leftrightarrow if there exists a bijection ϕ from \mathbf{V} to \mathbf{V}_1

$$\phi : \mathbf{V} \rightarrow \mathbf{V}_1 \tag{9}$$

such that:

- (i) an edge $\langle \mathbf{v}\mathbf{u} \rangle \in \mathbf{V} \Leftrightarrow \phi(\mathbf{v})\phi(\mathbf{u}) \in \mathbf{V}_1$;
- (ii) $\phi \circ \mathbf{H} = \mathbf{Q}$

where “ \circ ” is composition of maps.

Thus two isomorphic hedgehog only differ in the 'names' given to the latent vertices; in the following we will consider them to be equal.

We distinguish between different types of **\mathbf{O} -hedgehog $\mathbf{P}_H(\mathbf{T})$** according to the nature of the function \mathbf{H} . When $\mathbf{H}(\mathbf{O})$ is the set of leaves of \mathbf{T} , we say that the **\mathbf{O} -hedgehog $\mathbf{P}_H(\mathbf{T})$** is **free**. When $\mathbf{H}(\mathbf{O})$ is the set \mathbf{V} of all vertices of \mathbf{T} (i.e. when \mathbf{H} is surjective), we say that **$\mathbf{P}_H(\mathbf{T})$** is **constrained**. When the homomorphism \mathbf{H} is injective (i.e. when there is no multiple labeling), we say that hedgehog **$\mathbf{P}_H(\mathbf{T})$** is **separated**.

For example, the **\mathbf{O} -hedgehog** in Figure 1 is separated, **\mathbf{O} -hedgehog** in Figure 1 is free.

A separated, constrained **\mathbf{O} -hedgehog $\mathbf{P}_H(\mathbf{T})$** may simply be identified with a tree. When there is no ambiguity we may simply denote the **$\mathbf{P}_H(\mathbf{T})$** by \mathbf{T} .

6. Algorithm 2

The algorithm implemented below is a recursive procedure (**greet-algorithm**) due to V. V. Gritsak (1980). We start with a tree consisting of a single vertex and we adjoin the nearest

neighbour to this vertex (and the edge which joins them). This subtree with two vertices is minimal. Now, if we have a minimal partial subtree and if we add to it an edge, with one endpoint in the tree and one endpoint outside it, and if this edge is minimal in the set of edges having this property, we obtain another minimal sub-tree. It is easy to show that the minimal spanning tree is obtained after $n-i$ iterations.

```
10 INPUT "File name";NS : NN$=N$.DIS"
20 OPEN "I",#1,N : INPUT #1,N : INPUT #1,N2
30 DIM D(N2) ,T%(N) ,V(N) ,L(N)
40 Ni=N-1 : FOR I=1 TO N2 : INPUT $1,D(I)
50 IF D(I)>DMAX THEN DMAX=D(I)
60 NEXT I : CLOSE #1 : DMAX=DMAX+i
100 PRINT " separate vertex";NS : PRINT : PRINT .... ;
110 FOR I=1 TO N1 : PRINT USING "####..I; : NEXT I : PRINT : PRINT
120 FOR J=2 TO N : PRINT USING "##";J; : pPRINT ..... ;
130 FOR I=1 TO J-1 : GOSUB 2120
140 PRINT USING "###.#";D(P); : NEXT I : PRINT
150 NEXT J : PRINT
500 REM The main algorithm
510 J=N : FOR I=1 TO N1 : T%(I)=N : GOSUB 2120
520 V(I)=D(P) : NEXT I : T%(N)=0 : SOM=0
530 FOR ITER=I TO N1 : DMIN=DMAX
540 FOR K=i TO N1 : IF V(K)<DMIN THEN DMIN=V(K) : MIN=K
550 NEXT K : V(MIN)=DMAX : SC4=SC4+DMIN : L(MIN)=DMIN
600 REM received a neighborhood tree
610 FOR K=i TO N1 : IF V(K)=DMAX THEN 640
620 I=K : J=MIN : GosUB 2110
630 IF D(P)<V(K) THEN T%(K)=MIN : V(K)=D(P)
640 NEXT K : NEXT ITER
700 PRINT " Minimal spanning tree " : PRINT
710 FOR I=1 TO N1 : PRINT "Edge ";I; ..... ;T%(I);
720 PRINT " length ";L(I) : NEXT I : PRINT
730 PRINT " the sum of the lengths of edges ";Sf4
740 PRINT : GOSUB 3400 : END
2100 REM P := (I,J)
2110 IF I>J THEN S$="P I,J
2120 P=(I-1)*(N-I/2)+J-I : RETURN
3400 INPUT " You get a tree (Y/N) ";CS
3405 IF C$<>"Y" THEN RETURN
3410 INPUT " File name ";NS : NS=NS+".ARB"
3420 OPEN "O",#1,N$ : PRINT #1,N : FOR I=1 TO N1
3430 PRINT #1,I : PRINT #1,T%(I) : PRINT #1,L(I)
3440 NEXT I : CLOSE #1 : RETURN
```

Статья поступила в редакцию 24.06.2011 г.

Гритсак-Грёнер В. В., Гритсак-Грёнер Ю.

Математические методы идентификации визуальной информации. 2.

Мы продолжаем шлифование теории графов-деревьев, начатое в первой статье этой серии. В этой статье мы будем считать, что граф связный. Построим минимальный лес, состоящий объединения минимальных остовных деревьев его связных компонент. Из-за важности этих понятий в исследованиях операций и для анализа данных, предложены алгоритмы для построения минимального остовного дерева взвешенного графа.

Ключевые слова: граф, изображение, визуальная информация.

ГИПОТЕЗЫ

УДК 530.12, 530.16, 515.14, 537.8

Николенко А. Д.

**К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ ЗОН
С АНОМАЛЬНЫМ ХОДОМ ВРЕМЕНИ**

(Окончание. Начало в № 1/2013)

*Институт исследований природы Времени
E-mail: alniko@ukr.net*

Рассмотрена возможность реального существования локальных стационарных Зон на поверхности Земли с измененным ходом времени. Показано, что допущение о существовании таких Зон влечет за собой проверяемые физические следствия. Сформулирован принцип относительности в темпоральной формулировке. Рассмотрены возможности моделирования Зон с измененным ходом времени. Отмечено, что изменение хода времени может быть описано как временное масштабное преобразование. Рассмотрены две версии возникновения Зон — как физических феноменов и как психофизиологических феноменов. Рассмотрены эпизоды, по мнению авторов связанные с измененным ходом времени. Показано, что существование локальных стационарных областей пространства с измененным ходом времени в рассматриваемых эпизодах противоречит существующим физическим концепциям пространства-времени. Показано, что их описания отвечают психофизиологическому феномену и не укладываются в предположение о возможности реального физического изменения хода времени.

Ключевые слова: теория времени, аномальный ход времени, изменение темпов течения времени, управление течением времени.

IX. О самочувствии Алисы и о пространственной масштабной инвариантности

Что общего в рассказе Г. Уэллса «Новейший ускоритель» [1], сказке «Алиса в стране чудес» Льюиса Кэрролла [12] и романе Джонатана Свифта «Путешествия Гулливера» [13]? Ответ заключается в том, что в основе этих историй лежат масштабные преобразования — в рассказе Уэллса описывается изменение временных масштабов хода времени (временных интервалов), а у Кэрролла и Свифта — изменяются пространственные размеры персонажей (пространственные интервалы). Подчеркнем, что во всех случаях все фигуры в результате преобразований оставались себе подобными.

Вспомним Алису из замечательной книги Льюиса Кэрролла. Попав в страну чудес, она принялась изменять свои размеры с помощью разных штучек: выпив жидкость из пузырька, она уменьшилась, съев пирожок — увеличилась, принявшись обмахиваться найденным веером — уменьшилась настолько, что стала плавать в собственных слезах. Как она себя будет чувствовать при этом? По Кэрроллу, вполне хорошо. Однако это не совсем так: пропорциональное уменьшение размеров ее тела приведет к резкому ухудшению ее самочувствия и поставит на грань жизни и смерти. Действительно, пусть Алиса уменьшилась настолько, что стала плавать в собственных слезах (в эпизоде с веером). Т.е. ее размеры стали сопоставимыми с размерами крупного насекомого. Значит, диаметр ее аорты уменьшился настолько, что она превратилась в капиллярную трубочку. Но через капилляры жидкость течет не так, как по обычной трубке, начнут действовать капиллярные явления. Только за счет этого сопротивление току крови должно было вырасти примерно в полтора раза, гемодинамика будет серьезно нарушена, крохотное сердечко перестанет получать кровь по аорте в тех объемах, которые ему нужны, и бедная



Рис. 9. Алиса в стране чудес собирается «дринкнуть» и уменьшиться (рисунок Джона Тэнниэла).

девочка окажется на грани инфаркта.

А как она себя будет чувствовать, если она станет очень большой, т.е. если размеры ее тела пропорционально возрастут? Плохо — у бедной девочки сразу заболят ноги и резко подскочит артериальное давление — это как минимум. Так что хорошего самочувствия ей не дожидаться — разве что сразу вернуться в свои нормальные размеры.

Рассмотрим эту ситуацию более подробно. Впрочем, здесь удобно вспомнить о романе Джонатана Свифта. Его герой, Гулливер, в числе прочих совершает путешествие в страну Лилипутию. Там живут очень маленькие люди — лилипуты, по отношению к которым он предстает как человек-гора. Потом судьба заносит его в государство Бробдинггег, населенное великанами. И для них он сам оказывается лилипутом.

Из текста видно, что в Лилипутии размеры Гулливера примерно в 12 раз превышали размеры лилипутов, а в Бробдинггеге великаны были в 12 раз больше нашего героя. И, соответственно, лилипуты были в 144 раза меньше, чем великаны [14]. И при этом все они оставались людьми, внешне были похожи друг на друга, т.е. геометрически их тела были полностью подобными. Свифт полагал, что пропорциональное увеличение тела человека в таких масштабах оставит их вполне жизнеспособными (т.е. для них будет выполняться пространственная масштабная инвариантность). Однако так ли это на самом деле?

Сравним лилипута с геометрически подобным ему великаном. Как уже отмечалось выше, подобие — это такое преобразование пространства, при котором все линейные размеры подобных фигур изменяются в одной и той же пропорции. При переходе от одной фигуры к подобной ей все линейные размеры умножаются на коэффициент подобия k — см. соотношения (9). В нашем случае коэффициент подобия $k = 24$. В соответствии с теорией подобия, отношения линейных размеров подобных фигур равно k , отношение площадей — k^2 , отношение объемов — k^3 .

Сердце человека играет ключевую роль в его жизнедеятельности и должно обеспечивать кровью все его органы. Сила F , с которой сердце гонит кровь по кровеносной системе, пропорциональна его мышечной массе. А мышечная масса растет пропорционально ее объему V , т.е. можно записать: $F = aV$, где a — не зависящий от размеров коэффициент пропорциональности. С другой стороны, давление крови P , которое развивается в сосуде человека (аорте, в частности), пропорционально силе F , деленной на площадь сечения сосуда S , т.е. $P = F/S$.

Посмотрим теперь, как будет изменяться артериальное давление при пропорциональном увеличении размеров тела человека. Параметры тела после пропорционального увеличения тела выделим штрихованными символами. Обозначим исходный рост человека до увеличения как l , после — l' . Выполним оценочный расчет.

$$\frac{l'}{l} = k,$$

где k — коэффициент подобия. Изменение артериального давления в результате увеличения размеров можно оценить следующим образом:

$$\frac{P'}{P} = \frac{F'S}{S'F} = \frac{aV'S}{S'aV} = \frac{V'S}{VS'}$$

Но

$$\frac{V'}{V} = k^3; \frac{S'}{S} = \frac{1}{k^2}.$$

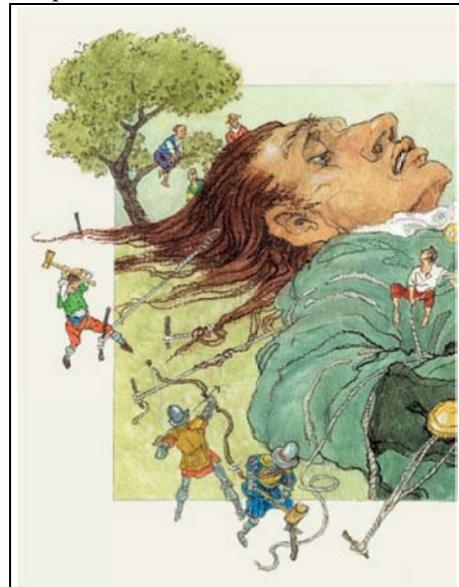


Рис. 10. Гулливер в стране лилипутов (рисунок Натальи Демидовой).

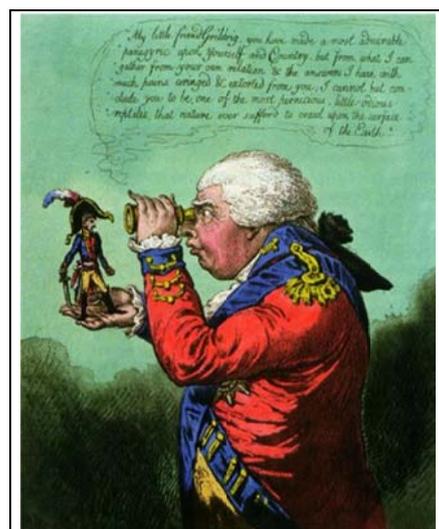


Рис. 11. Король великанов разглядывает Гулливера (английская карикатура начала XIX века).

Отсюда имеем:

$$\frac{P'}{P} = \frac{k^3}{k^2} = k.$$

Итак, при увеличении роста человека в k раз, его артериальное давление подскочит ориентировочно тоже в k раз. Организм человека сможет выдержать такой рост давления только в очень ограниченной области, а при значении k в 12-24, как у Свифта, разрушение кровеносной системы произойдет неизбежно. Чтобы этого не допустить, организму человека придется существенно перестроить кровеносную систему, но тогда о подобии говорить не приходится.

Рассмотрим теперь, возможно ли, чтобы при существенном изменении роста человека он сохранил свои внешние формы. Другими словами, останется ли Алиса столь же изящной, если ее рост существенно возрастет после приема увеличительного пирожка. Ноги человека рассчитана на то, чтобы в комфортном режиме выдерживать заданную нагрузку — давление на ноги P , порождаемое несущим весом тела M . При поперечном сечении ног S давление будет равно: $P = M/S$. Выполняя расчеты, аналогично предыдущему, увидим, что пропорциональное увеличение размеров человека с коэффициентом подобия k приведет к увеличению нагрузки на ноги в k^3 раз, тогда как несущее поперечное сечение ног человека возрастет только в k^2 . И с увеличением роста человека давление на ноги будет возрастать в k раз, и довольно скоро станет невыносимым для него. Итак, либо у бедной Алисы произойдет перелом ног, либо она должна будет непропорционально увеличивать их толщину в ущерб своему изяществу.

Из приведенных примеров видно, что масштабное преобразование размеров человека неизбежно приведет к дезорганизации его внутренних органов и необходимости существенного изменения своих внешних форм. Или, другими словами, масштабная инвариантность при преобразовании подобия выполняется только в очень ограниченном диапазоне.

Все биологические виды организмов занимают свои пространственные ниши, к которым они адаптировались, и увеличение (или уменьшение) их пространственных размеров (т.е. масштабное преобразование) сверх определенных границ будет для них фатально. Поэтому ни лилипуты, ни великаны в романе Свифта не могут быть похожими на обычных людей, так как они занимают разные пространственные ниши, в пределах которых они чувствуют себя комфортно. Они никак не могут быть подобны нам, как считал Свифт.



Рис. 12. Как бы мы не старались, богомол из одного размерного уровня никакими преобразованиями подобия не сможет быть преобразован в белого медведя, т.е. существо другого размерного уровня (фото из журнала «Химия и химики» [11]).

Этот вывод подтверждается также анализом структур биологических организмов. Здесь масштабная инвариантность имеет ограниченное применение, а господствует иерархическая структура. Т.е. при росте размеров организмов четко выделяются иерархические уровни, и ни один организм одного уровня не может быть преобразован преобразованием подобия в организм другого уровня. Действительно, уровень микроорганизмов не совместим с уровнем насекомых и подобных им организмов, уровень млекопитающих никак не совместим с уровнем насекомых. В частности, насекомые и им подобные существа имеют не менее 6 тонких по отношению к своему телу ног, на следующем размерном уровне млекопитающие имеют не более 4 более толстых по отношению к своему телу ног, да и сами структуры организмов совершенно разные.

Получается, что исследуя, как устроен тот или иной живой организм, мы можем определить, к какому иерархическому пространственному уровню он относится, и таким образом, оценить его размеры.

Иерархическая структура имеет место не только для биологических форм. Структура астрофизических объектов по мере возрастания размеров также построена не по принципу подобия, а имеет иерархическую структуру. Структура атома не аналогична структуре планеты, структура планеты существенно отличается от структуры звезды, обладающей планетной системой; структура галактик отличается от структуры галактических кластеров; Великая Стена Слоуна не имеет ничего общего со структурой галактик.

Если бы в природе господствовала масштабная инвариантность, то единственной системой уравнений можно было бы описать всю Вселенную, переходя от уровня к уровню с помощью масштабного преобразования. Но этого нет. В частности с помощью уравнения Шредингера невозможно описать крупномасштабные астрофизические объекты, в которых определяющими являются силы гравитации.

Итак, мы видим, что иерархическая структура разрушает полную пространственную масштабную инвариантность природы, существенно ограничивая сферу ее действия.



Рис. 13. Галактика Водоворот (телескоп Хаббл) и инфракрасный снимок крупномасштабного участка Вселенной «Дыра Локмана», сделанный космической обсерваторией «Гершель». Хорошо видна разница в структуре астрофизических объектов, находящихся на разных размерных уровнях.

Х.О временной и пространственно-временной масштабной инвариантности

Итак, мы пришли в выводу, что пространственная масштабная инвариантность не является всеобщим законом природы, и ее проявления на каждом размерном уровне ограничены определенным диапазоном размеров. Изучая структуру объекта, можно сделать определенные выводы о диапазоне пространственных размеров, в которых он находится.

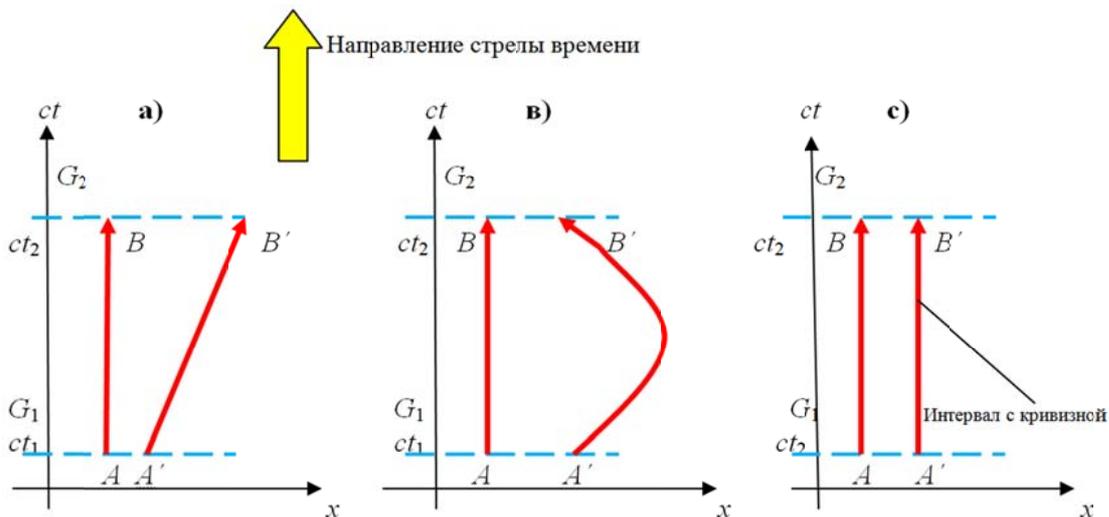


Рис.14. Возможные варианты изменения темпов течения времени.

Рассмотрим теперь временные масштабные преобразования. В каких случаях имеет место или нарушается временная масштабная инвариантность?

Остановимся на причинах изменения темпов течения времени в случае $\pi \equiv 1$. На рис. 14а, 14в, 14с изображены диаграммы Минковского в лабораторной системе отсчета для покоящегося наблюдателя (интервал мировой линии которого обозначен как AB). Соответствующие интервалы мировых линий наблюдателя в T -Зоне обозначены как $A'B'$. Горизонтальные линии одновременности для покоящегося наблюдателя обозначены как G_1 и G_2 .

Отсюда следуют такие выводы. Чтобы имело место изменение темпов течения времени, интервал мировой линии внешнего наблюдателя AB не должен быть равен интервалу мировой линии наблюдателя $A'B'$, который находится внутри T -Зоны (при условии, что скорость света в вакууме c в обеих системах одна и та же). Тогда для интервалов $c\Delta t \neq c\Delta\tau$, и $\Delta t \neq \Delta\tau$, т.е. в Зоне будет наблюдаться измененный ход времени. Интервалы будут не совпадать в следующих случаях.

1. Наблюдатель в T -Зоне инерциально движется в пространстве по отношению к внешнему наблюдателю с релятивистской скоростью. В этом случае его мировая линия будет непараллельной мировой линии внешнего наблюдателя и в результате этого соответствующий отрезок $A'B'$ оказывается не равным отрезку AB (рис.14а). С учетом метрики Минковского интервал $A'B'$ оказывается меньше интервала AB , и вследствие этого имеет место замедление темпов течения времени. При этом сохраняется полное физическое подобие в системах обоих наблюдателей (в силу принципа относительности). Внутренними экспериментами в T -Зоне такое замедление темпов течения времени обнаружить невозможно, временная инвариантность имеет место.
2. Наблюдатель в T -Зоне движется неинерциально. В этом случае, даже если отрезки AB и $A'B'$ параллельны, соответствующие интервалы мировых линий будут отличаться, что повлечет за собой изменение хода времени в T -Зоне (рис.14в). Замедление времени при неинерциальном движении будет сопровождаться наличием ускорений, поэтому наблюдатель в T -Зоне может обнаружить замедление времени в своей системе путем регистрации ускорений. Следовательно, временная инвариантность будет отсутствовать.
3. Наблюдатель в T -Зоне неподвижен в пространстве относительно внешнего наблюдателя. В этом случае интервал $A'B'$ не будет совпадать с интервалом AB в тогда, когда геодезическая линия наблюдателя в T -Зоне, включающая соответствующий интервал $A'B'$, будет иметь кривизну. Следовательно, замедление хода времени в T -Зоне должно влечь за собой возрастание гравитации. Наблюдатель в T -Зоне сможет обнаружить изменение темпов течения времени путем регистрации уровня гравитации. Внешний наблюдатель сможет обнаружить замедление времени в T -Зоне по сопровождающему такое замедление красному смещению (сдвигу частот световых сигналов в инфракрасную область спектра). Наблюдаемое изменение частоты соответствует относительной разности хода часов в T -Зоне и у внешнего наблюдателя. Временная инвариантность отсутствует, как и в предыдущем случае.
4. Гипотетически возможно допустить еще один вариант разности хода времени при равных интервалах $A'B'$ и AB : если в T -Зоне произойдет изменение величины скорости света в вакууме. В этом случае можно записать: $c_1\Delta t = c_2\Delta\tau$, но при $c_1 \neq c_2$ величины временных интервалов будут отличаться: $\Delta t \neq \Delta\tau$. Коэффициент изменения хода времени будет равен:

$$\eta = \frac{\Delta\tau}{\Delta t} = \frac{c_1}{c_2}.$$

Можно не сомневаться, что изменение скорости света в T -Зоне повлечет значительные наблюдаемые последствия для внутреннего наблюдателя, так как эта физическая константа имеет фундаментальное значение и входит в большое число физических соотношений. Вследствие этого временная инвариантность отсутствует. Внешний наблюдатель также сможет обнаружить изменение темпов течения времени по крайней мере по следующему эффекту: все предметы на границе T -Зоны будут выглядеть пере-



Рис. 16. Зрительный эффект в T -Зоне, возникающий при отличии скорости света в ней по отношению к внешнему наблюдателю (и связанным с этим изменением хода времени в T -Зоне) можно моделировать прохождением света линии раздела сред с разной оптической плотностью.

ломленными. Действительно разность в скорости света при переходе извне в T -Зону можно моделировать переходом света в среду с иной оптической плотностью (скорость света в разных средах различна). Это будет выглядеть как на рис.16.

Однако отличие скорости света для внешнего наблюдателя и для наблюдателя в T -Зоне означает различие для них метрики пространства-времени. А это для близкорасположенных наблюдателей нереально, так как одному и тому же месту пространства-времени не могут соответствовать две разных метрики.

Итак, во всех этих случаях (кроме первого), временная масштабная инвариантность не наблюдается, следовательно, в T -Зонах будут иметь место отличия в протекании физических процессов при изменении временных масштабов, т.е. при изменении темпов течения времени.

Необходимо отметить, что изменение временных интервалов во многих случаях связано с соответствующими изменениями пространственных интервалов. Если при этом уравнения физики, описывающие физические объекты, процессы и явления сохраняют свой вид, то говорят о масштабной инвариантности, или скейлинге, в общем смысле.

При масштабном преобразовании одни физические величины остаются неизменными, а другие изменяются в соответствии со своей размерностью. Безразмерные величины, масса частицы, электрический заряд и ряд других при масштабном преобразовании не изменяются.

Уравнения физики являются масштабно инвариантными, если в их решения не входят величины, не меняющиеся при масштабном преобразовании. К масштабно инвариантным законам физики относятся, например, законы электродинамики Максвелла, закон распространения нейтрино. Уравнения квантовой физики, в частности, уравнение Клейна-Гордона и уравнение Дирака, масштабно инвариантны только для расстояний, малых по сравнению с комптоновской длиной волны λ_c соответствующих частиц, и промежутков времени, малых по сравнению с λ_c/c . Вместе с тем, такая фундаментальная физическая теория, как общая теория относительности, не является масштабно инвариантной теорией.

В физике элементарных частиц имеют место несколько не масштабно инвариантных скейлингов: скейлинг Бьёркена, скейлинг Фейнмана, скейлинг Кобы-Нильсена-Олесена (KNO-скейлинг).

Таким образом, даже наиболее общие пространственно-временные масштабные преобразования не приводят к масштабной инвариантности всех законов природы в общем случае.

Следовательно, среда нашего обитания чувствительна к изменению пространственных и временных масштабов. Вот попробуйте увеличить муравья до размеров слона — и жить ему останется лишь мгновенья (мы на эту тему уже говорили выше). По сути нам посчастливилось попасть в комфортную для нас временную нишу (в смысле существующих темпов течения времени), благоприятную для существования жизни, и выход из нее может иметь для нас фатальные последствия.

Возникает вопрос — а если изменение темпов течения времени Вселенной затронет всю Вселенную — сможем ли мы обнаружить этот факт? Если опираться на инвариантность пространственно-временного интервала, то изменение темпов течения времени (например — возрастание) должно сопровождаться соответствующим «растягиванием» всего пространства Вселенной. Но общая теория относительности не является масштабно инвариантной теорией, поэтому всеобщее изменение темпов течения времени во Вселенной не останется без последствий.

Перейдем теперь к анализу эпизодов, о которых шла речь вначале. Будем рассматривать две версии их реализации: версия физического ускорения времени в T -Зоне, и версия, связанная с особенностями психофизиологического восприятия течения времени в экстремальных ситуациях. Для начала удобно выделить один эффект, связанный с T -Зонами, который будет иметь место в обеих версиях.

XI. Эффект «Немого кино»

При возникновении T -Зоны с ускоренным ходом времени любой звуковой сигнал, падающий извне в эту Зону, по ощущениям наблюдателя внутри Зоны, будет сдвинут в сторону инфразвуковой части спектра. Если положить, что интервал Δt равен периоду одного звукового колебания T , то с точки зрения наблюдателя внутри Зоны период звукового колебания T' аналогичного звука внутри Зоны уложится в периоде T ровно η раз. Это соответствует падению частоты внешнего звука для наблюдателя внутри Зоны в η^{-1} раз, т.е. уходу звука в инфранизкую область звукового диапазона.

При соответствующем ускорении темпов хода времени весь спектр значимых для человека внешних звуков может уйти в неслышимую область звукового диапазона, и для наблюдателя в Зоне наступит почти полная тишина. Причем если внешние звуки уйдут в инфразвуковую область, наблюдателя может охватить внезапный всепоглощающий ужас и стремление куда-то убежать — это известный психологический эффект воздействия на человека инфранизких звуковых волн.

В то же время ультразвуковые колебания, неслышимые человеческим ухом, сместятся в слышимую область звукового диапазона. И если недалеко от Зоны пролетят стаи летучих мышей, на человека в Зоне обрушится необычная какофония звуков с интенсивностью отбойного молотка, издаваемых этими обычно бесшумными существами во время охоты. И в оглушительную шумовую волну врежутся странные звуки «генераторов помех», издаваемых насекомыми, прячущимися от этих ночных хищников.

Аналогичный эффект возникнет и при замедлении течения времени в *T*-Зоне, только теперь низкие звуки превратятся в писк, так как весь звуковой спектр сдвинется в направлении ультразвуковой области звукового диапазона. Сдвиг звукового спектра в неслышимую область может привести к тому, что человек внутри Зоны перестанет слышать звуки голоса наблюдателя вне Зоны, и голосовое общение прервется. Проявление эффекта «Немого кино» обладает очень полезным для исследования *T*-Зон свойством: его появление и исчезновение легко фиксируется наблюдателем и обозначает начало и конец жизни *T*-Зоны.

Отметим, что этот эффект упоминается в ряде эпизодов, приведенных в начале текста.

XII. Анализ эпизодов

T-Зона с изменением темпов физического течения времени. Напомним, что в данном случае мы вынуждены допустить возможность отклонения значения π -фактора от единицы, в результате чего нарушается релятивистский запрет на существование *T*-Зон.

Наиболее простым и удобным методом моделирования и исследования процессов с измененным течением времени представляется использование для этой цели ускоренной/замедленной кино- или видеосъемки с последующим воспроизведением снятого материала с нужной скоростью.

Попробуем использовать этот метод для исследования ситуации в рассказе Г. Уэллса. Чтобы увидеть происходящее глазами героев рассказа, нужно выполнить скоростную съемку гуляющей публики, и затем воспроизвести эту запись с обычной скоростью. И на экране мы действительно сможем увидеть то, что описано в рассказе. Скорость движений всех персонажей резко снизится, а многие из них практически останутся и замрут в комических позах. Вследствие эффекта «Немого кино» резко изменится звуковой фон: весь звуковой ряд сместится в низкочастотную часть звукового спектра, а многие звуки вообще станут неслышимыми, так как выйдут за пределы диапазона человеческого восприятия (это соответствует тому, что звуковая дорожка будет воспроизводиться с замедленной скоростью по сравнению со скоростью записи). Описание эпизода 6 с Федором Филатовым хорошо соответствует тому, что мы бы увидели бы при моделировании этого эпизода с помощью скоростной киносъемки.

С точки зрения гуляющих зрителей в рассказе Уэллса, с его героями произойдут странные изменения: их движения ускорятся, они примутся быстро моргать глазами, их голоса превратятся в писк и после этого они вообще исчезнут из поля зрения. Так это будет выглядеть в результате моделирования эпизода с помощью соответствующей киносъемки. Здесь наш метод моделирования себя оправдывает.

Однако рассматриваемый метод с использованием кино/видео- съемки не может в полной мере адекватно отражать ситуацию с ускорением или замедлением физического хода времени. На его применение накладываются серьезные ограничения. Существование таких ограничений хорошо видно уже из рассказа Уэллса. В приведенном отрывке рассказа упоминается о том, что нашим приятелям стало жарко, и их вот-вот могло охватить пламя — с этим трудно спорить. Допустим, что они все-таки побежали и их охватило пламя. И вот эту ситуацию мы никак не смогли бы промоделировать с помощью киносъемки. Действительно, мы должны сначала снять, как они движутся в обычном темпе, а затем воспроизвести запись в ускоренном режиме, что должно было бы стать эквивалентом ускоренного хода времени. Но в исходной записи загорания и языков пламени, охватывающих наших экспериментаторов, нет. И они никак не могут появиться при ускоренном воспроизведении записи, так как их изначально там не было.

Эта ситуация отражает отсутствие временной масштабной инвариантности в реальной ситуации, что, как мы отмечали выше, ограничивает возможности использования киносъемки для моделирования ситуаций с T -Зонами.

Рассмотрим теперь достаточно грубые оценки явлений, возникающих при аномальном течении времени в локальной области пространства (T -Зоне), и которые не обнаруживаются методом кино/видео-съемки, на примере того, что бы произошло с героями рассказа Уэллса, если бы такой «Новейший ускоритель» был бы ими применен в реальности.

В тексте рассказа упоминается, что они двигались со скоростью 2–3 мили в секунду (т.е. примерно 4,8 км/сек). Заметим, что тело, движущееся с такой скоростью, несколько по иному будет воспринимать силу тяжести: это больше половины первой космической скорости (7,9 км/сек), и наши герои, удвоив свою скорость, вместо «небольшой прогулочки по Фолкстону» вполне могли бы оказаться на орбите вокруг Земли. А при увеличении скорости всего лишь в четыре раза их бы вообще выбросило за пределы Солнечной системы!

Кроме того, эффект разогрева был бы значительно сильнее, чем описано в рассказе — костюмы наших экспериментаторов должны были бы обладать термостойкостью того же порядка, что и термостойкость защитных керамических плиток, которыми облицована поверхность космических шаттлов.



Рис.17. Истребитель F-18 в трансзвуковом режиме. Так выглядит преодоление звукового барьера.

Да и со встречным движением воздуха при перемещениях с такой скоростью возникли бы большие проблемы: это все равно, что в лицо стоящему человеку дует ветер со скоростью две-три мили в секунду. Сила ветра в 12 баллов по шкале адмирала Бофорта представляет собой ураган разрушительной силы со скоростью ветра 32,7 метра в секунду. Т.е. нашим резвым героям пришлось бы преодолевать сопротивление воздуха, более чем в 100 раз превышающее силу ветра при мощном морском урагане.

Режим движения с такой скоростью относится к гиперзвуковому. Если кто-то из наших бегущих приятелей просто подставил бы ладонки встречному потоку воздуха под некоторым наклоном к поверхности Земли, он мгновенно взлетел бы вверх, как сверхзвуковой истребитель на взлете.

Сам выход приятелей на улицу сопровождался бы невероятным грохотом — представьте, что прямо перед Вашим домом сверхзвуковой истребитель преодолел звуковой барьер — никому мало не покажется. А их скорость была не только сверхзвуковой, но и достигла гиперзвука. От мощной ударной волны при преодолении

звукового барьера всю мирную компанию на улице разбросало бы! Мы не будем дальше описывать возникающие при этом аэродинамические явления (волновой кризис) при преодолении скорости звука героями рассказа. И еще один эффект — оба бегущих приятеля перестали бы вообще слышать друг друга — звуковые волны за ними не поспевали бы. Так что описанные в рассказе диалоги невозможны в принципе.

Поскольку по отношению к нашим героям время в окружающем их пространстве будет идти замедленно по сравнению с их часами, для них проявится оптический эффект — красное смещение, выражающееся в смещении светового спектра в длинноволновую область светового диапазона. Мы уже не говорим об энергетических затратах на такое движение, и о целом ряде других явлений, которые неизбежно будут его сопровождать.

Конечно, многие отмеченные эффекты просто не были известны во времени Уэллса, но это не умаляет достоинств его рассказа. Таким образом, этот замечательный рассказ представляет собой прелестную фантазию, не имеющую с реальным миром ничего общего.

Отметим еще несколько эффектов, которые могут сопровождать появление T -Зоны с ускоренным течением времени. Рассмотрим ситуацию, возникшую в Эпизоде 6. В этом случае Зона должна была охватывать голову, в т.ч. черепную коробку Филатова. Темпы течения времени в ней, судя по тому, что он видел медленно разлетающиеся осколки взрывающегося снаряда, должны были возрасти по меньшей мере в несколько сотен раз. Примем наименьшую

оценку и положим, что течение времени ускорилось в 100 раз ($\eta = 100$).

Дадим теперь достаточно грубую оценку некоторых физических явлений при гипотетическом изменении хода времени в T -Зоне в эпизоде 6. Пусть в Зоне неподвижно размещены две параллельные отражательные поверхности (пластины) A и B . Положим теперь, что от поверхности A отделился упругий шарик, и пролетев без сопротивления расстояние S по прямой между пластинами, отразился от противоположной поверхности B . Поскольку расстояние S между неподвижными поверхностями неизменно и не зависит от темпов течения времени, то можно записать следующее соотношение:

$$S = v\Delta t = v'\Delta\tau.$$

Здесь $\Delta\tau$ — интервал времени по часам наблюдателя, находящегося в Зоне (т.е. в системе отсчета K'), которое необходимо шарика для преодоления расстояния между поверхностями, а v' — скорость шарика по измерениям этого наблюдателя (полагаем ее постоянной). Соответственно v и Δt — аналогичные параметры с точки зрения внешнего наблюдателя в системе отсчета K . Отсюда можно записать:

$$v = \frac{\Delta\tau}{\Delta t} v'.$$

Учитывая соотношение (1) получим:

$$v = \eta v'. \quad (10)$$

Следовательно при $\eta > 1$ скорость шарика, движущегося в Зоне с ускоренным течением времени, с точки зрения внешнего наблюдателя увеличится в η раз. Если допустить, что шарик движется между поверхностями по одной и той же прямой AB , поочередно отскакивая от них при упругом ударе (и совершая таким образом возвратно-поступательные движения), то можно сделать вывод, что поверхность A (так же как и поверхность B) при ускорении темпов течения времени в η раз в Зоне, станет испытывать удары шарика чаще в η раз.

После возникновения Зоны с ускоренным течением времени, охватывающей черепную коробку Филатова, количество вещества в ней и ее объем не изменились, однако в соответствии с соотношением (10) среднеквадратичная скорость молекул в ней вырастет в η раз. С некоторым приближением можно считать, что температура отражает кинетическую энергию, которой обладают молекулы в своем тепловом движении. Следовательно, ускоренное движение молекул при возрастании темпов течения времени приведет к росту температуры внутри Зоны. Оценку такого роста можно выполнить следующим образом. Среднеквадратичная скорость молекулярного движения связана с температурой соотношением вида:

$$\bar{v}^2 = \frac{3kT}{M_r},$$

где k — постоянная Больцмана, M_r — молярная масса, не меняющаяся при возникновении Зоны, T — абсолютная температура. Если рассматривать \bar{v}' как скорость среднеквадратичного движения молекул до изменения темпов движения времени, а \bar{v} — после, т.е. наблюдаемую скорость после возникновения Зоны, то с учетом соотношения (10) можно записать:

$$\left(\frac{\bar{v}}{\bar{v}'}\right)^2 = \eta^2 = \frac{3kTM_r}{M_r 3kT_0} = \frac{T}{T_0}.$$

Здесь T_0 — абсолютная температура до возникновения Зоны, T — после. Следовательно, температура в черепной коробке Филатова после ускорения хода времени в ней должна возрасти следующим образом: $T = \eta^2 T_0$. Согласно исходному допущению, $\eta = 100$. Полагая, что абсолютная температура тела человека составляет около 310 К, получим, что после возникновения Зоны температура внутри черепной коробки нашего героя должна была подскочить до значения: $310 \text{ К} \cdot (100)^2 = 3100000 \text{ К}$.

Остановимся на внутричерепном давлении. Увеличение скорости движения молекул приводит к тому, что внутренние стенки черепа станут «бомбардироваться» молекулами значительно интенсивнее, чем до возникновения Зоны. Следовательно, давление внутри черепа вырастет. Этот рост можно рассчитать аналогично предшествующему расчету с температурой. В итоге получим: $P = \eta^2 P_0$, здесь P_0 — давление до изменения темпов течения времени, P — после. Если полагать, что в исходном состоянии давление примерно составляло 1 атмосферу, то после ускорения хода времени внутри черепа оно возрастет до 10 000 атмосфер при сохранении давления в окружающем пространстве в 1 атмосферу. В результате произойдет взрыв, по мощности превышающий взрыв снаряда, который рассматривал Филатов в этом эпизоде.

Таким образом, полученные результаты говорят о том, что в реальности физическое изменение хода времени в *T*-Зоне произойти не может, всегда выполняется $\pi \equiv 1$, и релятивистский запрет на их возникновение при оговоренных выше условиях нарушен быть не может.

В то же время ряд эпизодов с изменением течения времени весьма правдоподобен, в них упоминается эффект «Немого кино», что говорит в пользу их достоверности. Поэтому мы должны рассмотреть версию нефизического изменения хода времени как наиболее вероятную.

T-Зона с измененным психофизиологическим восприятием темпов течения времени. В рамках этой версии реального изменения хода времени не происходит, а сам эффект является субъективным проявлением человеческой психики. Вариант — ощущение изменения хода времени возникает при воспоминании о пережитой экстремальной ситуации.

Здесь нам придется совершить экскурс в физиологию зрительного восприятия и распознавания зрительных образов.

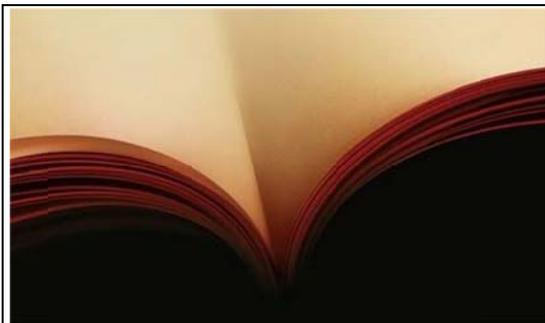


Рис. 18. Для одних здесь изображен женский бюст, для других — раскрытая книга (журнал «Макс», Украина).

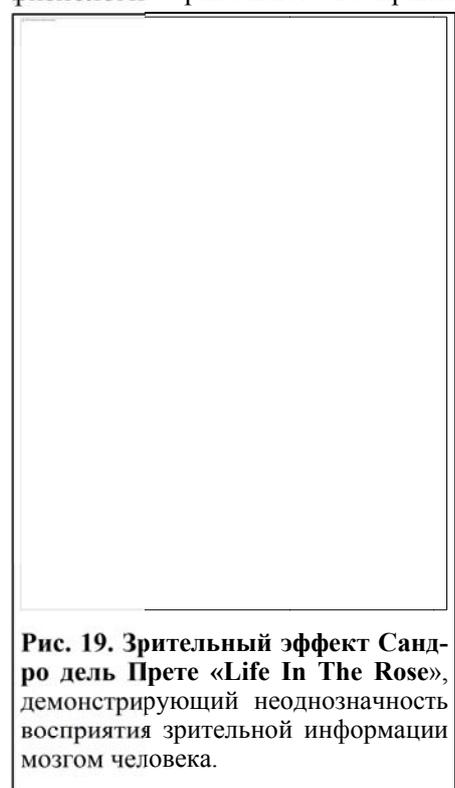


Рис. 19. Зрительный эффект Сандро дель Прете «Life In The Rose», демонстрирующий неоднозначность восприятия зрительной информации мозгом человека.

Зрительное восприятие человеком окружающего мира представляет собой процесс психофизиологической обработки зрительными участками головного мозга изображений внешнего мира, получаемого с помощью зрительного аппарата (глаз и проводящих путей). Зрительный аппарат тесно интегрирован с мозгом в единую зрительную систему.

Все мы немножко «циклопы» — у нас есть главный (ведущий) глаз и вспомогательный (ведомый), подобно левой и правой рукам, функционально несколько отличающихся между собой. Главный глаз можно определить так: если на расстоянии 20–30 см. держать лист бумаги с отверстием посередине, и посмотреть на удаленный предмет через это отверстие, закрывая поочередно правый и левый глаз, то для ведущего глаза изображение не сместится. При сильной усталости ведомый глаз может на время отключаться, порождая временное косоглазие.

Информация поставляется в мозг с помощью светочувствительных клеток — сетчатки, чувствительность которых просто поражает — они способны среагировать на один фотон света!

Осознание человеком полученной с помощью зрительной системы картинки представляет собой сложный и далеко неоднозначный процесс, порой сбивающий с толку и порождающий странные иллюзии.

Особенности зрительной системы человека сказываются и на восприятии им движения, порой приводя к ошибочным выводам: неподвижное может показаться движущимся.

Это весьма существенно, потому что восприятие времени осуществляется через восприятие движения. В определенных ситуациях обычное восприятие течения времени может искажаться в результате особых психологических процессов. В так называемом *психоделическом состоянии* — специфическом переживании в сознании человека, ход времени замедляется, возникает ощущение выхода за его пределы, само понятие времени начинает терять смысл, возникает ощущение полного исчезновения времени.

В общем случае роль психологии проявляется в том, что восприятие длительности зависит от информационной заполненности интервалов времени [16]. В экстремальной ситуации интенсивность потока информации возрастает, что не может не сказываться на ощущениях, связанных с представлениями о темпах течения времени. В ходе эволюции сформировался ограниченный диапазон восприятия событий, происходящих во внешней среде. Воспринима-

лось лишь то, что влияло на жизнедеятельность индивида [16]. Это в полной мере относится и к диапазону восприятия движущихся объектов: мы не замечаем движения часовой стрелки часов, с одной стороны, и бросок змеи в момент атаки — с другой стороны диапазона воспринимаемых скоростей. С этим восприятием тесно связано и восприятие темпов течения времени.

Вполне естественно допустить, что в моменты смертельной опасности в отдельных случаях мозг оказывается способен сместить этот диапазон в область быстрых движений, что психологически будет восприниматься как замедление темпов течения времени в окружающем мире. Такой дрейф диапазона восприятия в область быстропротекающих процессов дает мозгу дополнительный ресурс для оценки ситуации и выработки оптимальных решений. Это может касаться зрительной и слуховой системы, тесно связанных между собой.

Такое «ускоренное» течение психологического времени очень хорошо может моделироваться методом ускоренной/замедленной киносъемки. Однако от реального изменения темпов течения времени такая ситуация отличается так же, как отличается от него метод ускоренной киносъемки — мы об этом говорили ранее. Оно может соответствовать изменению течения времени только в той мере, в какой выполняется временная масштабная инвариантность, и не более того. Все явления измененного хода времени, проявляющиеся как результат такого изменения (т.е. нарушения инвариантности), обнаруживаться в нашем случае не будут. В то же время эффект «Немого кино», как нетрудно показать, будет иметь место.

Эффект ускорения течения времени такого рода обусловлен психофизиологическими особенностями восприятия, поэтому следующий этап — выполнение каких либо действий с привлечением эффекторной системы человека: включение — выключение каких либо органов управления, движения рычагами у летчика, физически будет осуществляться в рамках обычного течения времени. Психология не может повлиять на необходимое при этом преодоление инерции собственного тела и внешних органов управления, и поэтому никаких преимуществ дать не может, за исключением более рационального и экономного планирования действий в экстремальной ситуации.

Нужно отметить, что темпы восприятия действительности тесно связаны с таким явлением, как зрительная инерция. Инерция зрения — это запаздывание зрительной реакции по отношению к движущемуся предмету и эффект сглаживания и интеграции резких движений при условии, что их частота не менее 16 актов наблюдения в секунду. Это свойство тесно связано с восприятием обычного хода времени и определяет пороги восприятия скорости наблюдаемых движений. Инерция в отношении зрительных образов объясняется свойствами сознания, а не физиологическими свойствами сетчатки, как иногда полагают. Следовательно, теоретически можно допустить способность корректировки зрительной инерции при изменении работы сознания в экстренной ситуации. Каков физиологический механизм выполнения такой корректировки? Об этом мы можем пока только делать предположения. В работе [11] А.Т. Филиппов, обсуждая природу распространения нервных импульсов, выдвигает очень интересную гипотезу: нервные волокна при определенных условиях могут проводить сверхбыстрые взрывные нервные импульсы, подобные ударным волнам, как это обнаружилось при изучении солитонов в различных физических средах; этими определенными условиями могут быть минуты смертельной опасности, когда включается механизм более быстрой передачи информации, и возникает ощущение, что время растягивается. Такой механизм может срабатывать и в момент умирания, когда перед мысленным взором умирающего мгновенно пробегает вся его жизнь.

Если с этих позиций вернуться к рассмотрению эпизодов изменения хода времени, перечисленных в первом разделе, то можно сказать, что имеются признаки того, что они действительно имели место (в частности проявление эффекта «Немого кино»), однако как ускорение психологического времени, а не физического. Нет оснований говорить о преодолении реляти-

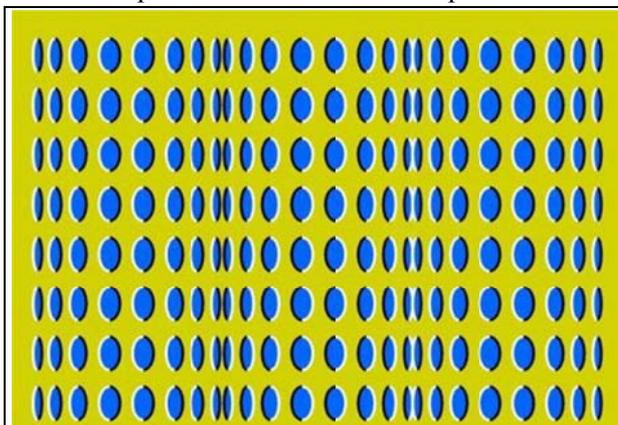


Рис.20. Неподвижная картинка, в которой глаз улавливает несуществующее движение, особенно периферическим зрением.

вистского запрета на кратковременное существование локальных и практически неподвижных относительно внешнего наблюдателя Зон с аномальным ходом времени. Ни в одном случае не была зарегистрирована разница в ходе часов внутри и вне Зоны, а без такого подтверждения доказательная сила утверждения о существовании таких Зон утрачивается.

Заключение

В тридцатых годах в СССР была очень популярна песня из кинофильма «Веселые ребята», в которой были слова: «...Мы покоряем Пространство и Время, ...». По поводу Пространства это в какой-то степени сказать можно, а вот о покорении Времени — еще очень и очень преждевременно. Мы освоили только очень ограниченный круг способов управления Временем. Мы даже приблизительно не можем сказать, возможны ли путешествия во Времени в принципе. И даже если возможны, даже если Прошлое существует до сих пор по отношению к нашему Настоящему, если допустить возможность «нырнуть» в Будущее с помощью анабиоза, то все равно это будут путешествия с билетом в один конец.

Возможности управления Временем с помощью создания реальных *T*-Зон, кроме упомянутых выше в разделе IV, пока не просматриваются. А рассмотренные эпизоды показывают потенциальную возможность мобилизации скрытых ресурсов человеческого организма в важнейшей сфере — скорости обработки информации.

В заключение хочу выразить благодарность д.б.н. Левичу А.П. за предоставление возможности выразить свои взгляды по рассматриваемой проблеме на Российском междисциплинарном семинаре по темпорологии в МГУ.

Л и т е р а т у р а :

1. Уэллс Г. Собрание сочинений, т.6, — М., Правда, 1964.
2. Чернобров В. Тайны Времени. — М., «Олимп», 1999.
3. «Техника-Молодежи», 3, 57, 1980.
4. Николенко А. Предвидение Будущего и его особенности. // Эниология, 4(24), 2006.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. — М., Наука, 1967.
6. Киттель Ч., Найт У., Рудерман М. Механика. — М., Наука, 1971.
7. Hafele J., Keating R. Around the world atomic clocks: predicted relativistic time gains. // *Science* 177 (4044) 1972.
8. Николенко А. Тайны Времени. // Эниология, 2(22), 2006.
9. Гухман А. А. Введение в теорию подобия. — М.: Высшая школа, 1973.
10. Веников В. А. Теория подобия и моделирования. — М.: Высшая школа, 1976.
11. «Химия и химики», 4, 5, 2011.
12. Кэрролл Л. Алиса в стране чудес. — М.: Махаон, 2011.
13. Свифт Д. Путешествия Гулливера. — М.: Махаон, 2009.
14. Карпушина Н. Задачки от Гулливера, или геометрия подобия в романах Джонатана Свифта. // Наука и жизнь. 3, 2010.
15. Шиффман Х. Р. Ощущение и восприятие. — М., Питер, 2003.
16. Барабанчиков В. А. Динамика зрительного восприятия. — М., Наука, 1990.
17. Филиппов А. Т. Многоликий солитон. — М.: Наука, 1990.

Nikolenko O. D.

On the possibility of existence of zones with the abnormal course of time

Institute for Time Nature Explorations. e-mail: alniko@ukr.net

Possibility of real existence of local stationary Zones on a surface of the Earth with the changed course of time is considered. It is shown, that the assumption about existence of such Zones involves checked physical consequences. The relativity principle in temporal formulation is formulated. Possibilities of modelling of Zones with the changed course of time are considered. It is noticed, that change of a course of time can be described as time scale transformation. Two versions of occurrence of Zones — as physical phenomena and as psychophysiological phenomena are considered. Episodes, according to authors connected with the changed course of time are considered. It is shown, that existence of local stationary areas of space with the changed course of time in considered episodes contradicts existing physical concepts of space-time. It is shown, that their descriptions answer a psychophysiological phenomenon and do not keep within the assumption of possibility of real physical change of a course of time.

Keywords: time theory, an abnormal course of time, change of rates of a current of time, management of time current.

Vol. 13 №

2

2013

**P
h**

**Physics
of consciousness
and life,
cosmology
and astrophysics**
