

**КООПЕРАТИВНА ДИНАМІКА, ВЗАЄМОІНДУКЦІЯ,
КОМПЛЕКСНА ТОПОЛОГІЯ ТА ГІПЕРКОМПЛЕКСНА ХРОНОЛОГІЯ
ВИХОР-ХВИЛЬОВИХ ФОРМ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО,
ГРАВІТАЦІЙНОГО, СИЛЬНОГО І СЛАБКОГО, А ТАКОЖ
ГІДРОДИНАМІЧНОГО ПОЛІВ ПРОТИ ХИБНИХ СТАНДАРТІВ SM ТА Λ CDM**

На основі гідродинамічно-хвильового калібрування потенціалів в системі рівнянь Максвелла для електромагнітного поля, а також в подібних системах для решти фундаментальних полів, проведено об'єднання цих полів. Розгляд ведеться в концепції комплексного Евклідового простору та гіперкомплексного трійстого часу за схемою взаємоузгоджених полів (а не за схемою заданих зарядів та струмів як джерел поля). Наявність ізотропних хвильових векторів у комплексному Евклідовому просторі забезпечує необмежену фазову швидкість поширення поля, що цілком суперечить постулатам теорії відносності Ейнштейна. Основою кооперативної динаміки полів виступає їх взаємоіндукція, в той час як самоіндукція поля формує когерентні структури руху. Боротьба цих двох чинників визначає еволюцію системи. Показано, що електричний заряд та гравітаційна маса є топологічно-хронологічними особливостями відповідних полів. Встановлені кооперативні особливості в системах сильного і слабого полів, віднесені до категорії магнітних зарядів, які обумовлюють короткодійний характер ядерних сил та заміщують собою гіпотетичні магнітні монополі Дірака в системі електромагнітного поля. Розраховані польові складники мас електрона, протона, нейтрона, π -, K-мезонів, μ -, τ -лептонів, гіперонів та резонансів. Відмічено, що цілісність електрона забезпечується кооперативною взаємодією електричного та двох різномісних магнітних зарядів, розподілених в межах комптонівського радіусу електрона, за відсутності уявного точкового електричного заряду, покладеного в основу всіх розрахунків квантової електродинаміки. Встановлена польова природа спіну та магнітного моменту елементарних частинок. Аналізується каскадний транспорт енергії в мікро- та макрокосмічних системах фундаментальних полів, а також зв'язок цих полів з гідродинамічним полем швидкостей елементів матеріального середовища. Встановлена топологічна основа спільних форм сильного, слабого та гідродинамічного полів, виражена у мінімізації магнітної енергії та гідродинамічної ентропії у виділених областях простору при збереженні спінової спіральності полів у цих областях. Вирішена проблема прихованої маси і темної енергії у Космосі. Наголошено на недостатності Лоренц-інваріантних форм матерії та вільного поля, якими оперують сучасні квантові теорії, зациклені на обмінній взаємодії віртуальними частинками. Робиться висновок про цілковиту неадекватність стандартів SM та Λ CDM, побудованих на хибному сприйнятті фундаментальних понять простору і часу, а також фізичного поля.

Ключові слова: фундаментальні поля, кооперативна динаміка, взаємоіндукція, комплексний Евклідів простір, гіперкомплексний трійстий час, ізотропний вектор, маса, магнітний заряд, спін, магнітний момент, спінова спіральність, ентропія, енергетичний каскад, темна енергія.

YU. P. ZASPA

KhmelnytskyNationalUniversity

**COOPERATIVE DYNAMICS, MUTUAL INDUCTION, COMPLEX TOPOLOGY AND HYPERCOMPLEX
CHRONOLOGY OF VORTEX-WAVEFORMS OF ELECTROMAGNETIC, GRAVITATIONAL, STRONG AND
WEAK, AS WELL AS HYDRODYNAMIC FIELDS VERSUS THE FALSE STANDARDS OF SM AND Λ CDM**

On the basis of hydrodynamic-wave calibration of potentials in the Maxwell's equations system for electromagnetic field, as well as in similar systems for the rest of fundamental fields, the unification of these fields was carried out. The investigation was carried out in the concept of complex Euclidean space and the hypercomplex trihedral time basing on the field interpolation scheme (but not on the scheme of set charges and currents as field sources). The presence of isotropic wave vectors in the complex Euclidean space provides an unlimited phase velocity of the field spreading, that completely contradicts the postulate of the Einstein's theory of relativity. The core of the fields cooperative dynamics is their mutual induction, while the selfinduction forms coherent structures of motion. The struggle of these two factors determines the evolution of the system. It was displayed that the electric charge and gravitational mass are the topological-chronological features of the corresponding fields. Established cooperative peculiarities in systems of strong and weak fields, have been classified as the part of magnetic charges category, which determines the short-acting nature of nuclear forces and replaces the hypothetical Dirac's magnetic monopolies in the system of electromagnetic field. The field components of the masses of electron, proton, a neutron, π -, K-mesons, μ -, τ -leptons, hyperons and resonances have been calculated. It was noted that the integrity of the electron is ensured by the cooperative interaction of electric and two different magnetic charges distributed within the Compton radius of an electron in the absence of an imaginary point electric charge, which is the basis of all calculations of quantum electrodynamics. The field nature of the spin and the magnetic moment of elementary particles was established. The cascade energy transport in the micro-and macrocosmic systems of fundamental fields is analyzed, as well as the connection of these fields with the hydrodynamic field of velocities of the elements of the material space. The topological basis of the common forms of strong, weak and hydrodynamic fields, expressed in minimization of the magnetic energy and hydrodynamic entropy in the isolated areas of space while maintaining the spin helicity of the fields in these areas was established. The problem of hidden mass and dark energy in Space was solved. The lack of Lorentz-invariant forms of matter and free field, which are used in modern quantum theories, focused on the exchange interaction with virtual particles was emphasized. There was made a conclusion about the complete inadequacy of the SM and Λ CDM standards built on the misunderstanding of the fundamental concepts of space and time, as well as physical field.

Key words: fundamental fields, cooperative dynamics, inductive coupling, complex Euclidean space, hypercomplex trihedral time, isotropic vector, mass, magnetic charge, spin, magnetic moment, spin helicity, entropy, energy cascade, dark energy.

Вступ

Лоренцеве калібрування потенціалів в рівняннях Максвелла [1] вийшло далеко за межі електромагнетизму, ставши математичною основою спеціальної та загальної теорій відносності, які декларують Лоренц-інваріантність всіх законів природи, чотирихвильовість простору-часу та визначальний вплив матерії на метрику останнього [1, 2]. Ці теорії в поєднанні з квантовими теоріями поля, в свою чергу, лягли в основу сучасних фізичних стандартів в галузях мікро- та макрокосмосу: стандартної моделі фундаментальних взаємодій (SM – Standard Model) та стандартної космологічної моделі (Λ CDM – LambdaColdDarkMatter) [3–7]. Сучасний матеріалізм, гіпертрофуючи ідею квантів та оперуючи такими поняттями, як «віртуальні частинки», «фізичний вакуум» і т.п., стикається з принциповими труднощами об'єднання фундаментальних полів, пояснення природи маси, заряду, спіну, магнітного моменту елементарних частинок, наявності прихованої маси й «темної енергії» у Космосі і т.д. Вирішення цих та інших проблем сучасної фізики виходить за рамки квантової парадигми та штучно нав'язаної геометрії простору-часу Мінковського–Ейнштейна [1, 2]. Слід врешті відновити початкову ідею континуального фізичного поля Ейлера–Фарадея–Максвелла, розпорошену теоретиками SM на 12 вельми довільно вибраних «полів матерії» [3–5]. Це потребує відповідного розширення фізичних понять простору та часу за рахунок переходу до комплексного Евклідового простору та гіперкомплексного трійстого часу [8]. В такому розширенні виявляється невідоме досі гідродинамічно-хвильове калібрування потенціалів в рівняннях Максвелла та в їх аналогах, записаних для решти фундаментальних полів. Воно становить пряму альтернативу калібруванню Лоренца, забезпечуючи кооперативну індукційну динаміку вихор-хвильових форм поля. Відповідні результати наводяться нижче.

Гідродинамічно-хвильове калібрування потенціалів в рівняннях Максвелла та в їх аналогах для гравітаційного поля.

Окремі аспекти такого калібрування розглядалися раніше [8–10]. Перехід від звичного вектор-потенціалу \vec{A} електромагнітного поля (у використаній тут Гаусовій системі одиниць) до вектор-потенціалу \vec{V} з розмірністю швидкості здійснюється за співвідношенням:

$$\vec{A} = \frac{c}{\sqrt{g}} \cdot \vec{V}, \quad (1)$$

де c – швидкість світла у вакуумі, g – калібрувальна константа з розмірністю сталої всесвітнього тяжіння. Скалярний потенціал поля φ вводиться через градієнт половинного квадрата вектор-потенціалу:

$$\varphi = \vec{\nabla}(\vec{V})^2 / 2. \quad (2)$$

Таке калібрування потенціалів іменується гідродинамічно-хвильовим, зважаючи на певні аналогії з основним рівнянням класичної гідродинаміки – рівнянням Ейлера, а також з гідродинамічним рівнянням Нав'є–Стокса [8–10].

Напруженості та індукції полів (з розмірністю прискорення) вводяться наступним чином:

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} - \vec{\nabla}(\vec{V})^2 / 2, \quad \vec{B} = c \cdot \text{rot} \vec{V} \quad (3, 4)$$

Рівняння Максвелла та їх аналози записуються у вигляді:

$$\text{rot} \vec{B} \mp \frac{\epsilon \mu}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \pm \frac{4\pi \mu g}{c} \cdot \vec{j} \quad (5)$$

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (6)$$

$$\vec{\nabla} \vec{E} = \pm 4\pi g \rho / \epsilon, \quad \vec{\nabla} \vec{B} = 0 \quad (7, 8)$$

Тут ϵ, μ – параметри польового середовища, через які виражається квадрат фазової швидкості поширення поля:

$$v_{ph}^2 = \pm \frac{c^2}{\epsilon \mu} \quad (9)$$

У (5, 7, 9) верхні знаки стосуються електромагнітного поля, нижні – гравітаційного поля. Запис рівняння (5) в наведеній формі (відмінній від класичної порядком складових) дозволяє співвіднести фундаментальні поля з інь-ян символікою давньокитайської філософії [8–10].

Величина ρ в (7) відображає об'ємну густину еквівалентної польової маси, пов'язану з відповідною густиною заряду ρ_e співвідношенням:

$$\rho = \rho_e / \sqrt{g} \quad (10)$$

Густина струму \vec{j} в (5) визначається не зарядами, а полями:

$$\vec{j} = \rho \cdot \vec{V} + \vec{j}_{co} = \rho \cdot \vec{V} + \sigma_{co} \cdot (\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{V} \times \vec{B}]), \quad (11)$$

де σ_{co} – кооперативна провідність системи польових форм, яка виражається через базовий параметр задачі – кооперативну в'язкість V_{co} :

$$\sigma_{co} = \frac{c^2}{4\pi\mu g v_{co}} \quad (12)$$

Рішення системи (5–8) шукатимемо у хвильовому вигляді:

$$\vec{V}(t, \vec{r}) = \vec{V}_a \cdot e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (13)$$

де t – час, \vec{r} – радіус-вектор, \vec{V}_a – комплексна амплітуда, ω, \vec{k} – циклічна частота і хвильовий вектор певної форми поля, i – уявна одиниця.

Неоднозначність вибору потенціалів дозволяє покласти на них другу калібрувальну умову:

$$\pm v_{co} \cdot (\vec{k} \cdot \vec{V} \mp 2 \frac{\epsilon\mu}{c^2} \omega \cdot (\vec{V})^2) \cdot (\vec{k})^2 \mp v_{co} \cdot ((\vec{k})^2 \mp \frac{\epsilon\mu}{c^2} \omega^2) \cdot (\vec{k} \cdot \vec{V}) = i(\omega - \vec{k} \cdot \vec{V}) \cdot (\vec{k} \cdot \vec{V}) - \frac{\rho}{\sigma_{co}} (\vec{k} \cdot \vec{V}) \quad (14)$$

Ця умова отримана в результаті підстановки (11, 13) в рівняння (5) та скалярного домноження результату на вектор \vec{k} . Рівняння (14) має два основних рішення:

$$1) \omega = \vec{k} \cdot \vec{V} \neq 0, (\vec{k})^2 = 0, \epsilon = 0, \rho = 0, v_{ph}^2 \rightarrow \pm\infty \quad (15-19)$$

$$2) \vec{k} \cdot \vec{V} = 0, (\vec{V})^2 = 0, \varphi = 0 \quad (20-22)$$

Умови (15–19) відповідають індукційно-зв'язаним формам поля, умови (20–22) – вільним формам.

У першому випадку ізотропним (в комплексному Евклідовому просторі) є хвильовий вектор \vec{k} , у другому – вектор-потенціал \vec{V} . Умова (20) т.з. «поперечності» поля зазвичай використовується в квантових формах електромагнітного поля як сукупності фотонів з бездивергентним вектор-потенціалом [1, 11]. На протипагу до цього, зосередимось на рішеннях (15–19), що описують кооперативні хвилі. Групова швидкість таких хвиль:

$$\vec{v}_{gr} = \frac{\partial \omega}{\partial \vec{k}} = \vec{V} \quad (23)$$

Як видно, вона співпадає з вектор-потенціалом поля й приймає, взагалі кажучи, комплексні значення. Квадрат фазової швидкості хвиль задається виразом:

$$v_{ph}^2 = \frac{\omega^2}{(\vec{k})^2} = \pm \frac{c^2}{\epsilon\mu} \quad (24)$$

Існує, однак, і третє рішення калібрувальної умови (14), яке визначає топологічно-хронологічні особливості поля:

$$3) \omega^2 = 0, (\vec{k})^2 = 0 \quad (25, 26)$$

За таких умов

$$v_{ph}^2 = \lim_{\omega^2, (\vec{k})^2 \rightarrow 0} \frac{\omega^2}{(\vec{k})^2} = \pm c^2, \epsilon \cdot \mu = 1, \quad (27, 28)$$

де верхній знак стосується електромагнітного поля, нижній – гравітаційного поля. Умова (27) фактично є визначенням сталої c , що відсутньо як у теоріях відносності [1, 2], так і в класичній [1], а також у квантовій [11] електродинаміці. Це визначення є прямим наслідком комплексного розширення Евклідового простору, несумісним зі спекуляціями обох теорій відносності.

Гідродинамічно-хвильове калібрування потенціалів в системах сильного і слабого полів

Напруженості та індукції цих полів вводяться антисиметрично щодо пари електромагнітного та гравітаційного полів:

$$\vec{E} = + \frac{\partial \vec{V}}{\partial t}, \vec{B} = -c \cdot rot \vec{V} - \vec{V}(\vec{V})^2 / 2 \quad (29, 30)$$

Аналоги рівнянь Максвелла записуються у вигляді:

$$rot \vec{B} \pm \frac{\epsilon\mu}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \pm \frac{4\pi\mu g}{c} \cdot \vec{j} \quad (31)$$

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{V}(\vec{V})^2 / 2) \quad (32)$$

$$\vec{V}\vec{E} = \frac{\partial}{\partial t} (\vec{V}\vec{V}), \vec{V}\vec{B} = \pm 4\pi\mu g \rho \quad (33, 34)$$

Тут верхні знаки стосуються сильного поля, нижні – слабого поля. Густина струму \vec{j} записується в даному випадку у вигляді:

$$\vec{j} = \rho \cdot \vec{V} + \vec{j}_{co} = \rho \cdot \vec{V} + \sigma_{co} \cdot (\vec{E} - \frac{1}{c} [\vec{V} \times \vec{B}]) \quad (35)$$

Друга калібрувальна умова тут має вигляд:

$$-v_{co} \cdot ((\vec{k})^2 \pm \frac{\epsilon\mu}{c^2} \omega^2) \cdot (\vec{k} \cdot \vec{V}) + v_{co} \cdot (\vec{k})^2 \cdot (\vec{k} \cdot \vec{V}) = \pm i((\omega + \vec{k} \cdot \vec{V}) \cdot (\vec{k} \cdot \vec{V}) - (\vec{k})^2 \cdot (\vec{V})^2) + 2v_{co} \cdot \frac{(\vec{V})^2}{c^2} (\vec{k})^2 \cdot (\vec{k} \cdot \vec{V}) \quad (36)$$

Це рівняння, як і (14), має три системи рішень:

$$1) \omega = -\vec{k} \cdot \vec{V} \neq 0, (\vec{k})^2 = 0, \epsilon = 0, \rho = 0, v_{ph}^2 \rightarrow \pm\infty \quad (37-41)$$

$$2) \vec{k} \cdot \vec{V} = 0, (\vec{V})^2 = 0 \quad (42, 43)$$

$$3) \omega^2 = 0, (\vec{k})^2 = 0 \quad (44, 45)$$

Умови (37–41) відповідають індукційно-зв'язаним формам полів, умови (42, 43) – вільним формам, умови (44, 45) – топологічно-хронологічним особливостям полів.

Групова швидкість зв'язаних форм:

$$\vec{v}_{gr} = \frac{\partial \omega}{\partial \vec{k}} = -\vec{V} \quad (46)$$

Як видно, вона направлена протилежно до вектор-потенціалу, що визначає релаксаційний характер оберненого енергетичного каскаду в системах сильного та слабого полів.

За умов (44, 45):

$$v_{ph}^2 = \lim_{\omega^2, (\vec{k})^2 \rightarrow 0} \frac{\omega^2}{(\vec{k})^2} = \mp c^2, \epsilon \cdot \mu = 1, \quad (47, 48)$$

де верхній знак стосується сильного поля, нижній – слабого поля. Наявність знаку мінус у правих частинах (27, 47) для гравітаційного та сильного полів унеможливує поширення ілюзорних гравітонів загальної теорії відносності [1, 12], а також структур вільного сильного поля, які б характеризувались дійсною фазовою швидкістю.

Енергетичні співвідношення для полів

З рівняння (5) отримуємо умову енергетичного балансу в системах електромагнітного та гравітаційного полів:

$$(\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{V} \times \vec{B}]) \cdot \vec{j} = \mp (\frac{\partial w}{\partial t} + \vec{V}\vec{S}) \pm \frac{1}{4\pi\mu g} \vec{V} \cdot [\vec{B} \times \text{rot}\vec{B}] - \frac{\epsilon}{4\pi g c} [\vec{V} \times \vec{B}] \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (49)$$

де введені позначення:

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi\mu g} \cdot [\vec{E} \times \vec{B}], w = w_e + w_m \quad (50, 51)$$

$$w_e = \pm \frac{\epsilon(\vec{E})^2}{8\pi g}, w_m = \frac{(\vec{B})^2}{8\pi\mu g} \quad (52, 53)$$

Тут w_e , w_m , w – відповідно електрична, магнітна та сумарна густина енергії поля. Верхній ряд знаків у (49, 52) стосується електромагнітного поля, нижній – гравітаційного поля.

Для сильного і слабого полів із (31) отримуємо відповідно:

$$(\vec{E} - \frac{1}{c} [\vec{V} \times \vec{B}]) \cdot \vec{j} = \mp (\frac{\partial w}{\partial t} + \vec{V}\vec{S}) \mp \frac{c \cdot \text{rot}\vec{V}}{4\pi\mu g} \cdot \frac{\partial}{\partial t} (\vec{V}(\vec{V})^2 / 2) \mp \frac{1}{4\pi\mu g} \vec{V} \cdot [\vec{B} \times \text{rot}\vec{B}] - \frac{\epsilon}{4\pi g c} [\vec{V} \times \vec{B}] \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (54)$$

$$w_e = \mp \frac{\epsilon(\vec{E})^2}{8\pi g}, w_m = \frac{c^2 \cdot (\text{rot}\vec{V})^2}{8\pi\mu g} + \frac{c \cdot \text{rot}\vec{V} \cdot (\vec{V}(\vec{V})^2 / 2)}{4\pi\mu g} \quad (55, 56)$$

Верхній ряд знаків у (54, 55) стосується сильного поля, нижній – слабого поля. За умов (17, 39) електрична компонента густини енергії кооперативних хвиль у всіх системах полів зануляється. Магнітна компонента густини енергії в системах сильного та слабого полів, як видно з (56), виражається безпосередньо через вектор-потенціали полів, а не через їх індукції. Напрямок переносу хвильової енергії

співпадає з \vec{v}_{gr} , а не з \vec{S} .

Врахування взаємодії польових форм

Наведені вище калібрувальні умови є суттєво нелінійними, що виключає застосування тут звичного для вільних полів принципу суперпозиції [1, 11]. Взаємодія польових форм порушує ізотропність хвильових векторів окремих мод, що веде до наступного дисперсійного співвідношення [8–10]:

$$|\omega| = N_{ch} \cdot v_{co} \cdot |(\vec{k})^2| \tag{57}$$

де N_{ch} – параметр когерентності окремої моди. Використаємо наступні співвідношення:

$$\omega = \omega_R + i \cdot \omega_I, |\omega| = 2\pi / T \tag{58, 59}$$

$$\vec{k} = \vec{k}_R + i \cdot \vec{k}_I, \vec{k}_R \cdot \vec{k}_I = k_R \cdot k_I \cdot \cos \theta, k_R = k_I = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{60–62}$$

$$|(\vec{k})^2| = ((k_R^2 - k_I^2)^2 + 4k_R^2 \cdot k_I^2 \cdot \cos^2 \theta)^{1/2}, \tag{63}$$

де $\omega_R, \omega_I, \vec{k}_R, \vec{k}_I$ – відповідно дійсні та уявні компоненти циклічної частоти та хвильового вектора, θ – кут між векторами \vec{k}_R, \vec{k}_I , λ – довжина хвилі. Тоді з (57) матимемо:

$$\lambda^2 / \tau = 4\pi v_{co} \cdot |\cos \theta|, \tau = N_{ch} \cdot T \tag{64, 65}$$

де τ – час життя структури поля. Він є нескінченно великим для ізотропних \vec{k} ($\cos \theta = 0$) та мінімальним для простих \vec{k} ($\cos \theta = \pm 1$). Вибір між цими двома крайніми випадками визначає недетерміновану еволюцію кооперативної системи польових форм.

Слід зауважити, що запис рівнянь Максвелла та їх аналогів у формах (5, 31) потребує внесення μ під знак ротора та винесення ϵ з-під знаку частинної похідної за часом (щодо оригінальної форми відповідного рівняння Максвелла). Така операція тривіальна лише в однорідних та ізотропних польових середовищах. Однак, на границях системи цей фактор веде до різкого посилення міжмодової взаємодії. Драматичне вирішення такого роду топологічно-хронологічних конфліктів між групами польових форм, що тяжіють до взаємодії (умовно прості \vec{k}) та до самоіндукції (умовно ізотропні \vec{k}), ми регулярно спостерігаємо на поверхні Сонця в ході основного квазіодинамодіального циклу сонячної активності. Результати цього конфлікту, досягаючи Землі, безпосередньо впливають на хід природних та соціальних процесів на нашій планеті.

Топологічні та хронологічні особливості електромагнітного та гравітаційного полів

За умов (25, 26) з виразу (52) отримуємо:

$$w_e = \mp \frac{\epsilon \cdot (\vec{\nabla}(\vec{k} \cdot \vec{r}))^2 \cdot (\vec{\nabla})^4}{8\pi g}, \tag{66}$$

$$\text{де } \vec{\nabla}(\vec{k} \cdot \vec{r}) = [\vec{r} \times \text{rot} \vec{k}] + \vec{k} + (\vec{r} \cdot \vec{\nabla}) \vec{k} \tag{67}$$

Застосуємо спрощення:

$$[\vec{r} \times \text{rot} \vec{k}] = 0, (\vec{r} \cdot \vec{\nabla}) \vec{k} = \vec{r} \cdot (\vec{\nabla} \vec{k}), \vec{r} = r \cdot \vec{e}_r, \tag{68–70}$$

де \vec{e}_r – орт радіус-вектора \vec{r} . Тоді з виразу (66) матимемо:

$$w_e = \mp \frac{\epsilon \cdot (\vec{k} \cdot \vec{r}) \cdot (\vec{\nabla} \vec{k}) \cdot (\vec{\nabla})^4}{4\pi g} \tag{71}$$

З рівняння (7) у тому ж наближенні слідує:

$$(\vec{\nabla} \vec{k}) \cdot (\vec{\nabla})^2 \cdot (i + \vec{k} \cdot \vec{r}) = \pm \pi g \rho / \epsilon \tag{72}$$

Застосуємо відповідно до сорту полів Кулонівське та Ньютонівське калібрування скалярного потенціалу:

$$(\vec{\nabla})^2 / 2 = \sqrt{g} \frac{e}{r}, (\vec{\nabla})^2 / 2 = -g \frac{m}{r}, \tag{73, 74}$$

де e – електричний заряд, m – гравітаційна маса. Густина заряду та маси задамо через дельта-функцію Дірака:

$$\rho = m \cdot \delta(\vec{r}) = \frac{e}{\sqrt{g}} \delta(\vec{r}) \tag{75}$$

Врахуємо співвідношення між масою та енергією спокою:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} w_e d\Upsilon = mc^2 = \frac{e}{\sqrt{g}} \cdot c^2 \quad (76)$$

звідки із врахуванням (66–75) слідує:

$$\mp mg \cdot (\vec{k}^0 \cdot \vec{e}_r^0) = 2ic^2, \quad (77)$$

де \vec{k}^0 – хвильовий вектор в особливості поля, \vec{e}_r^0 – орт радіус-вектора в особливості. Верхні знаки в (66, 71, 72, 77) стосуються електромагнітного поля, нижні – гравітаційного поля. Враховуючи ізотропність хвильового вектора, з (77) знаходимо ефективний радіус особливості поля:

$$R_0 = (k^0)^{-1} = \frac{mg}{2c^2} = \frac{e \cdot \sqrt{g}}{2c^2}, \quad (78)$$

$$\text{де } k^0 = k_R^0 = k_I^0, \vec{k}_R^0 \cdot \vec{k}_I^0 = 0 \quad (79, 80)$$

Вираз (78) дозволяє оцінити калібрувальну константу g в космічних системах різного рангу. Для Землі, Сонця та квазара $Sgr - A^*$ [9, 10] в центрі Галактики величина g відповідно становить: $\sim 2 \cdot 10^2$, $\sim 6 \cdot 10^{-2}$, $\sim 4 \cdot 10^{-7}$ ($\text{см}^3/(\Gamma \cdot \text{с}^2)$), наближаючись по мірі зростання рангу до сталої всесвітнього тяжіння $G \approx 6.67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/(\Gamma \cdot \text{с}^2)$. Це свідчить про різке зростання характерних швидкостей руху в особливостях гравітаційного поля, які в достатньо активних ядрах галактик порівняні зі швидкістю світла у вакуумі. Незрозуміла в рамках існуючих космологічних моделей активність таких ядер зазвичай відноситься на рахунок ілюзорних чорних дір [15, 16], гравітаційний радіус яких вчетверо перевищує отримане вище значення R_0 .

З іншого боку, за відомим зарядом e протона, виходячи з його середньоквадратичного зарядового радіусу $R_0 \approx 8,14 \cdot 10^{-14}$ см [17], з (78) отримуємо значення $g \approx 9,3 \cdot 10^{34} \text{ см}^3/(\Gamma \cdot \text{с}^2)$ в динамічному польовому кооперативі протона. Для електрона, поле якого завузлене в межах комптонівського радіусу $R_0 \approx 3,86 \cdot 10^{-11}$ см, аналогічна величина на п'ять порядків вища: $g \approx 2,1 \cdot 10^{40} \text{ см}^3/(\Gamma \cdot \text{с}^2)$.

Кооперативні топологічні особливості в системах сильного і слабкого полів

За умов (44, 45) у наближеннях (68–70) з другої складової у правій частині (56) отримаємо:

$$w_m = c \cdot (\vec{\nabla} \vec{k}) \cdot (\vec{\nabla})^2 \cdot \vec{k} \cdot [\vec{r} \times \vec{\nabla}] \quad (81)$$

З рівняння (34) у тих же наближеннях слідує:

$$(\vec{\nabla} \vec{k}) \cdot (\vec{\nabla})^2 \cdot (i + \vec{k} \cdot \vec{r}) = \pm \mu c g \rho \quad (82)$$

Як і раніше, використаємо дельта-функцію Дірака та зв'язок маси з енергією спокою:

$$\rho = m \cdot \delta(\vec{r}), \int_{-\infty}^{+\infty} w_m d\Upsilon = mc^2, \quad (83, 84)$$

При підстановці (81–83) у (84) умовна маса m скорочується (на відміну від (75–77)). Натомість виникає спеціальна умова збіжності інтегралу у (84):

$$\vec{\nabla}(r) = \mathbf{V}(r) \cdot \vec{e}_r, \mathbf{V}(r) = (\alpha + i\beta) \cdot \frac{v_{co}}{r}, \quad (85, 86)$$

де $\alpha, \beta = 0, \pm 1$, \vec{e}_r – орт вектор-потенціалу $\vec{\nabla}$, що вважається у даному випадку простим вектором (як і \vec{r}). Скалярний потенціал поля визначає наявність магнітних зарядів у кооперативних системах сильного і слабкого полів:

$$\varphi(r) = (\vec{\nabla})^2 / 2 = (\alpha + i\beta)^2 \cdot \frac{v_{co}^2}{2r^2} \quad (87)$$

В такому випадку з (84) слідує:

$$\pm (\alpha + i\beta) \cdot v_{co} \cdot \vec{k}^0 \cdot [\vec{e}_r^0 \times \vec{e}_r^0] = 4ic \quad (88)$$

Верхній ряд знаків у (82, 88) стосується сильного поля, нижній – слабкого поля. Подальше розв'язання задачі потребує конкретизації параметрів α, β у (86–88). Розберемо деякі характерні випадки. Зокрема, для взаємного притягання магнітних зарядів нуклонів маємо:

$$\alpha, \beta = \pm 1, \varphi(r) = \pm i \cdot \frac{v_{co}^2}{r^2} \quad (89, 90)$$

$$R_0 = (k^0)^{-1} = \frac{v_{co}}{2\sqrt{2}c} \cdot |\sin \varphi| \tag{91}$$

де

$$|\sin \varphi| = \left| \overrightarrow{e_{k_R - k_I}^0} \cdot \left[\overrightarrow{e_r^0} \times \overrightarrow{e_V^0} \right] \right| \tag{92}$$

Тут $\overrightarrow{e_{k_R - k_I}^0}$ – орт різничного вектора $\overrightarrow{k_R} - \overrightarrow{k_I}$ в особливості поля, $\overrightarrow{e_r^0}, \overrightarrow{e_V^0}$ – орти радіус-вектора та вектор-потенціалу поля в цій особливості, R_0 – ефективний радіус особливості поля (магнітного заряду).

У випадку різнойменних магнітних зарядів, наприклад, у складі електрона, матимемо:

$$\alpha = \pm 1, \beta = 0, \varphi(r) = + \frac{v_{co}^2}{2r^2} \tag{93-95}$$

$$\alpha = 0, \beta = \pm 1, \varphi(r) = - \frac{v_{co}^2}{2r^2} \tag{96-98}$$

Для цих випадків:

$$R_0 = (k^0)^{-1} = \frac{v_{co}}{4c} \cdot |\sin \psi| \tag{99}$$

$$\text{де } |\sin \psi| = \left| \overrightarrow{e_{k_I}^0} \cdot \left[\overrightarrow{e_r^0} \times \overrightarrow{e_V^0} \right] \right| \tag{100}$$

для випадку додатного потенціалу (95), а також

$$|\sin \psi| = \left| \overrightarrow{e_{k_R}^0} \cdot \left[\overrightarrow{e_r^0} \times \overrightarrow{e_V^0} \right] \right| \tag{101}$$

для випадку від'ємного потенціалу (98). Тут $\overrightarrow{e_{k_R}^0}, \overrightarrow{e_{k_I}^0}$ – орти векторів $\overrightarrow{k_R}$ та $\overrightarrow{k_I}$ в особливості поля.

Для всіх випадків можливе введення ефективного магнітного заряду e_m^* , що задається співвідношенням:

$$\frac{e_m^*}{r} = \frac{1}{\sqrt{g}} \varphi(r) = \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{v_{co}^2}{2r^2} \cdot (\alpha + i\beta)^2 \tag{102}$$

$$e_m^*(r) = \frac{1}{\sqrt{g}} \cdot \frac{v_{co}^2}{2r} \cdot (\alpha + i\beta)^2 \tag{103}$$

Схематична залежність ефективного магнітного заряду від відстані до особливості поля показана на рис. 1а в порівнянні з відповідними залежностями для ефективних зарядів, прийнятих за основу розрахунків квантової електродинаміки (рис. 1б) та квантової хромодинаміки (рис. 1в) [18]. Залежність (103) має фізичний зміст лише поза особливістю поля ($r \geq R_0$).

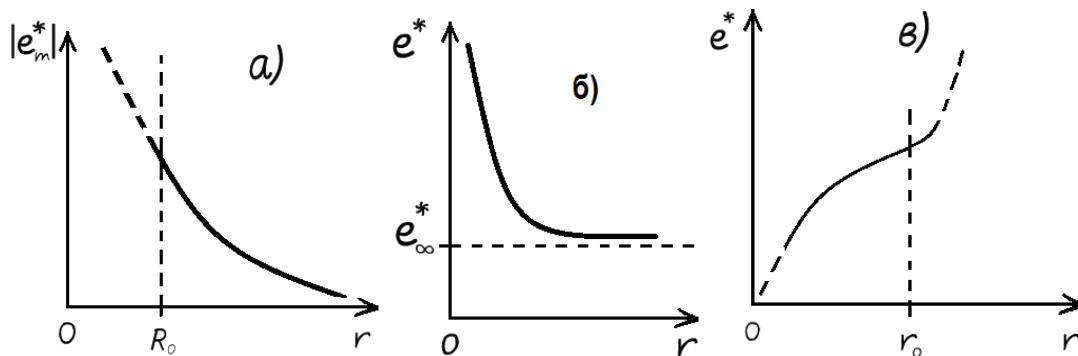


Рис. 1. Схематична залежність ефективного магнітного заряду від відстані до особливості поля (а) в порівнянні з відповідними залежностями для ефективних зарядів квантової електродинаміки (б) та квантової хромодинаміки (в) [17, 18]

Енергія взаємодії магнітних зарядів визначається співвідношенням:

$$W = e_{m1}^* \cdot \varphi_2 = \frac{1}{g} \cdot \frac{v_{co}^4}{4r^3} \cdot (\alpha_1 + i\beta_1)^2 \cdot (\alpha_2 + i\beta_2)^2 \tag{104}$$

де φ_2 – потенціал поля другого заряду в місці знаходження першого заряду.

У випадку взаємного притягання нуклонів у ядрі та у випадку притягання різнойменних магнітних зарядів електрона ця енергія приймає суто дійсні від'ємні значення. В загальному ж випадку W набуває

комплексних значень. Різка залежність $W(r)$ визначає короткодіючий характер ядерних сил.

Для конкретизації параметрів $|\sin \varphi|, |\sin \psi|$ у (91, 99) прийнемо ключове допущення про рівність електро-зарядових (78) та відповідних магнітно-зарядових (91, 99) радіусів протона, а також електрона (кожного окремо). Для енергії самоіндукції магнітних зарядів протона матимемо:

$$W = -\frac{16e^2}{R_0} \cdot \frac{1}{(\sin \varphi)^4} \quad (105)$$

Відповідно, для кожного сорту зарядів електрона:

$$W = +\frac{16e^2}{R_0} \cdot \frac{1}{(\sin \psi)^4} \quad (106)$$

Як доводить аналіз фактичних даних, у (105, 106) слід прийняти:

$$(\sin \varphi)^4 = (\sin \psi)^4 = 1/4 \quad (107)$$

Тоді з (105, 106) слідує:

$$W = \mp \frac{64e^2}{R_0} = \mp \frac{(8e)^2}{R_0}, \quad (108)$$

де верхні знаки стосуються протона, нижні – електрона. В даному випадку, як видно, можливо ввести одиницю магнітного заряду:

$$e_m = 8e \approx 3,84 \cdot 10^{-9} \text{ од. СГСЕ} \quad (109)$$

Це значення суттєво відрізняється від Діракового значення заряду гіпотетичного магнітного монополя в системі електромагнітного поля [18]:

$$\mu_D = (137/2)e \quad (110)$$

З (91, 99, 107) слідує наступні оцінки кооперативної в'язкості полів протона та електрона відповідно:

$$v_{co}^p \approx 9,7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}, v_{co}^e \approx 6,5 \text{ см}^2/\text{с} \quad (111, 112)$$

Для порівняння: кооперативна в'язкість системи Земля–Місяць, за нашими оцінками [8–10], становить $\sim (2 \div 4) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$, кооперативна в'язкість полів в межах Сонця, відповідно, $\sim (5 \div 9) \cdot 10^{12} \text{ см}^2/\text{с}$. Наявна різниця в порядках величини v_{co} для динамічних польових кооперативів різного масштабу обумовлює каскадний характер транспорту енергії вихор-хвильових форм поля у Космосі.

Польові складники мас (енергій спокою) елементарних частинок

Електрон (позитрон) в SM та в квантовій електродинаміці вважається невизначено точковим ($r < 10^{-16} \text{ см}$) [17, 18]. В дійсності ж його електричний заряд, різнойменні магнітні заряди та відповідно маса розподілені в межах комптонівського радіусу $R_0 \approx 3,86 \cdot 10^{-11} \text{ см}$. Левова частка енергії спокою електрона припадає на самоіндукцію магнітних зарядів:

$$E_e^0 \approx 2 \cdot \frac{(8e)^2}{R_0} = 128 \frac{e^2}{R_0} \leq 137 \frac{e^2}{R_0}, \quad (113)$$

де $137 \approx \alpha^{-1}$ – обернена величина постійної тонкої структури [17]. Відносно незначна різниця з фактом обумовлена тут необхідністю врахування енергії взаємоіндукції магнітних зарядів, а також другорядної за величиною електричної зарядової маси електрона.

Аналогічно енергія спокою протона визначається у переважній своїй частині енергією самоіндукції восьми магнітних зарядів ($\alpha = \beta = 1$):

$$E_p^0 \approx 8 \cdot \frac{(8e)^2}{R_0} = 512 \frac{e^2}{R_0} \approx 910 \text{ MeV}, \quad (114)$$

де $R_0 \approx 8,14 \cdot 10^{-14} \text{ см}$ – зарядовий радіус протона [17]. Енергія спокою нейтрона близька до цієї величини (при $\alpha = 1, \beta = -1$).

Подібно до цього енергія спокою π^\pm, π^0 – мезонів забезпечується в своїй переважній частині лише одним магнітним зарядом:

$$E_\pi^0 \approx \frac{(8e)^2}{R_0} = 64 \frac{e^2}{R_0} \approx 130 \text{ MeV}, \quad (115)$$

де $R_0 \approx 6,63 \cdot 10^{-14}$ см – зарядовий радіус π^\pm – мезонів [17].

K^\pm , K^0 – мезони містять по три магнітних заряди:

$$E_K^0 \approx 3 \cdot \frac{(8e)^2}{R_0} = 192 \frac{e^2}{R_0} \approx 500 \text{ MeV}, \quad (116)$$

де $R_0 \approx 5,3 \cdot 10^{-14}$ см – зарядовий радіус K^\pm – мезонів [17].

Λ -, Σ -, Ξ -, Ω – гіперони містять відповідно по 10, 10, 12 та 14 магнітних зарядів, які й визначають переважну частину маси цих частинок.

Λ -, Σ – гіперони, які містять однакову кількість магнітних зарядів, відрізняються значеннями параметрів α, β .

Маси резонансів визначаються не тільки (і не стільки) другою складовою правої частини (56), пов'язаною з магнітними зарядами, але й першою складовою, пропорційною квадрату завихореності вектор-потенціалу поля. Вивільнення цієї енергії в процесах швидкого розпаду резонансів врешті приводить до квазістабільних або ж стабільних магнітно-зарядових конфігурацій поля.

μ^\pm , τ^\pm – лептони, що містять подібно до електрона (позитрона) по два різнойменних магнітних заряди, можуть умовно вважатись енергетично-напруженими аналогами електрона (позитрона). Їх релаксація, як відомо, йде з випромінюванням відповідних типів нейтрино (антинейтрино).

Часи життя елементарних частинок

Існуюче розділення сильної та слабкої взаємодій відповідно до характерних часів розпаду [17, 18] є цілковито хибним. Адже зовсім різні польові конфігурації можуть мати близький час життя, який визначається співвідношенням (64), де фігурує косинус кута θ між векторами \vec{k}_r, \vec{k}_l . Для стабільних частинок ($\tau \rightarrow \infty$) маємо $\cos \theta = 0$, що відображає ізотропність хвильового вектора \vec{k} . Навпаки короткоживучим резонансам відповідають прості хвильові вектори: $\cos \theta \approx \pm 1$. Нестабільний вільний нейтрон, змінюючи свою хронологію в ядрі, характеризується там ізотропним хвильовим вектором та умовно нескінченним часом життя (для стабільних ядер). У цьому контексті введення «квантового числа дивності» [17, 18] для пояснення відносно великого часу життя гіперонів виглядає комічним, власне, як і сучасні теорії фундаментальних взаємодій загалом.

При $\omega \neq 0$ час життя структури поля може бути значно подовжений за рахунок самоіндукції поля і відповідного зростання N_{ch} . В сімействі резонансів це яскраво виражено, наприклад, для J/ψ -, ψ' -, Υ – резонансів, які характеризуються «аномально» вузькою шириною лінії і відповідно «аномально» великим часом життя [17, 18], що не має адекватного пояснення в рамках існуючих концепцій.

Спін та магнітний момент елементарних частинок

Апологети квантової механіки визначають спін електрона суто кінематично, пов'язуючи його з т.з. «дрижанням релятивістського електрона» [17], тобто з електричним зарядом. В дійсності ж спін мікрочастинок та відповідний спіновий магнітний момент напряму пов'язані з сильним та слабким полями. За умови

$$\omega = -\vec{k} \cdot \vec{V} \quad (117)$$

густина польового кооперативного струму провідності для цих полів становить:

$$\vec{j}_{co} = i\sigma_{co} \cdot (\vec{V})^2 \cdot (-\vec{k} + \frac{1}{c} [\vec{k} \times \vec{V}]) \quad (118)$$

Відповідно густина спінового моменту має вид:

$$\vec{m}_s = [\vec{r} \times \vec{j}_{co}] = i\sigma_{co} \cdot (\vec{V})^2 \cdot (-[\vec{r} \times \vec{k}] + \frac{1}{c} [\vec{r} \times [\vec{k} \times \vec{V}]]) , \quad (119)$$

де σ_{co} задається співвідношенням (12). Густина спінового магнітного моменту визначається наступним чином:

$$\vec{m} = \frac{\sqrt{g}}{c} \cdot \vec{m}_s = \frac{i\sigma_{co} \cdot \sqrt{g} \cdot (\vec{V})^2}{c} \cdot (-[\vec{r} \times \vec{k}] + \frac{1}{c} [\vec{r} \times [\vec{k} \times \vec{V}]]) \quad (120)$$

Перші члени в дужках в (119, 120) іменуватимемо «суборбітальними», другі – «субспіновими». Підставляючи у (120) значення \vec{V} та $(\vec{V})^2$ для магнітних зарядів протона та нейтрона згідно з (85, 86), отримаємо при $r \geq R_0$:

$$\vec{m}_{p,n} = \pm \frac{V_{co}}{2\pi r \mu \sqrt{g}} \cdot (c \cdot [\vec{e}_r \times \vec{k}] - (1 \pm i) \frac{V_{co}}{r} \cdot [\vec{e}_r \times [\vec{k} \times \vec{e}_r]]) \quad (121)$$

де верхні знаки стосуються протона, нижні – нейтрона. Підстановка у (121) фактичних даних показує, що для «аномальних» магнітних моментів протона та нейтрона вклад «суборбітального» магнітного моменту магнітних зарядів у загальний магнітний момент більш ніж у 5 разів перевищує внесок «субспінового» магнітного моменту. У випадку ж електрона (позитрона) все навпаки: «суборбітальні» магнітні моменти двох різноимених магнітних зарядів майже скомпенсовані, в той час як їх «субспінові» магнітні моменти подвоюються. Це, власне, й пояснює «подвоєний магнетизм спіну електрона» [17, 18], розуміння якого недоступне в рамках точкової моделі електрона, взятої за основу в квантовій електродинаміці [17, 18]. Врешті введемо густину спінової та магнітно-спінової спіральностей сильного та слабого полів відповідно:

$$h_s = \vec{k} \cdot \vec{m}_s = \frac{i c \omega \cdot (\vec{V})^2 \cdot (\vec{k} \cdot \vec{r})}{4\pi \mu g v_{co}} \quad (122), \quad h_m = \vec{k} \cdot \vec{m} = \frac{i \omega \cdot (\vec{V})^2 \cdot (\vec{k} \cdot \vec{r})}{4\pi \mu \sqrt{g} v_{co}} \quad (123)$$

Як видно, для стабільних частинок ($\omega=0$) ці густини спіральностей занолюються.

Каскадний транспорт енергії польових форм у мікрокосмічних системах

Знак плюс у виразі (23) для групової швидкості кооперативних хвиль в системах електромагнітного та гравітаційного полів обумовлює прямий енергетичний каскад – в бік малих часових та просторових масштабів. Навпаки, знак мінус у відповідному виразі (46) для сильного і слабого полів – обернений енергетичний каскад. Накладання цих двох протилежних каскадів формує фрактальний вид енергетичних спектрів, на яких чітко проявлені «два різних схили гори» – мовою давньокитайської філософії [9, 10]. До прикладу, на рис. 2 для порівняння наведені спектр мас подвійних мюонів з найбільшого на сьогодні Великого адронного колайдера [4] (рис. 2а) та акустичний спектр процесу різання в технічній системі токарного верстата, який функціонує в динамічно навантаженому режимі бафтингу–флаттеру (рис. 2б). На обох спектрах чітко проявлені обернені енергетичні каскади контактно-наведених кооперативних хвиль. Бафтингові частоти ≈ 13 Гц та ≈ 40 Гц на рис. 2б є умовними аналогами J/ψ - та Υ -резонансів на рис. 2а, в той час як флаттерна частота $\approx 5,6$ кГц (рис. 2б) є аналогом Z^0 -резонансу (рис. 2а). Другорядний у всіх відношеннях пічок на спектрі мас [4] (навіть не проявлений на рис. 2а правіше Z^0 -резонансу), який приписують ілюзорному бозону Хіггса [3–5, 17, 18], тримає на собі всю сучасну стандартну модель фундаментальних взаємодій. Абсурдність такого роду теоретичних побудов впливає вже з того, що умовним аналогом фотона в процесах слабких розпадів виступає нейтрино (антинейтрино), а не W^\pm -, Z^0 -резонанси, прийняті за калібрувальні бозони в існуючих теоріях електрослабкої взаємодії [3–5, 17, 18]. На відміну від систем електромагнітного та гравітаційного полів, густина польового струму \vec{j}_{co} в кооперативно-хвильових режимах сильного і слабого полів не занолюється. Це унеможливує пряму конверсію зв'язаних форм цих полів у форми вільних полів, що витікають за межі системи. Отже, випромінювання нейтрино (антинейтрино) в процесах слабких розпадів завжди супроводжується компенсуючим польовим струмом – позитронним (електронним), мюонним, ядра віддачі і т.п.

Прямий каскад в мікрокосмічних системах виразно проявлений в структурі ядерної матерії – рис. 3а. Для порівняння на рис. 3б наведений подібний за виглядом прямий каскад контактно-наведених кооперативних хвиль в технічній системі різання. Характер цих спектрів прямо заперечує необхідність штучно введених у фізиці елементарних частинок ерзац-зарядів (кольору, краси, шарму, дивності і т.п.), які ніби-то виділяють мультиплети, супер-мультиплети, супер-супер-мультиплети і т.д. елементарних частинок [3–5, 17, 18].

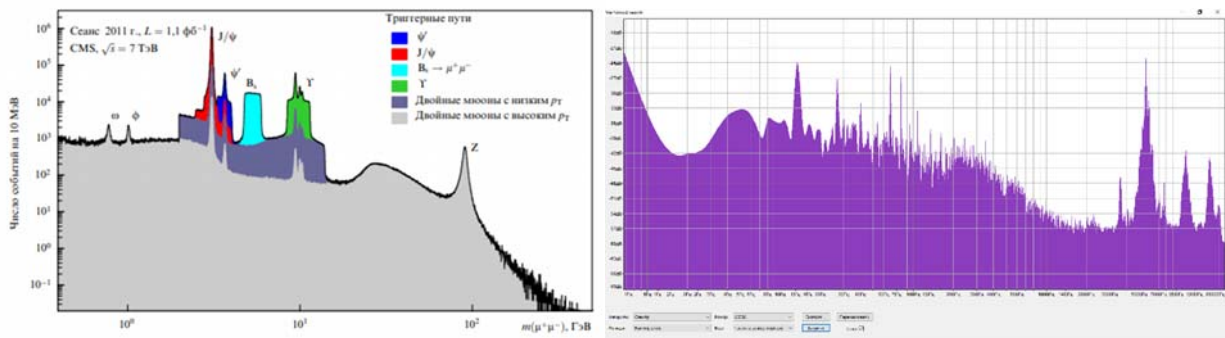


Рис. 2. Спектр мас подвійних мюонів з експериментів на Великому адронному колайдері [4] (зліва) та акустичний спектр процесу контактної взаємодії в технічній системі різання (справа)

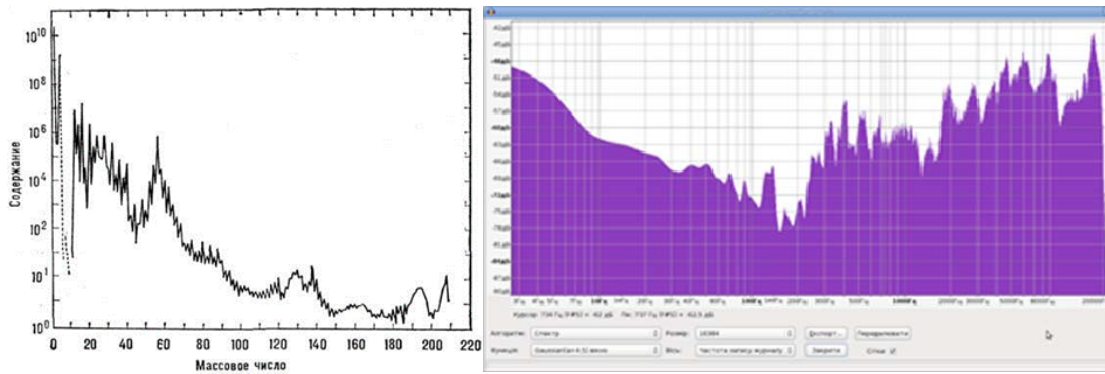


Рис. 3. Масова спектрограма поширеності нуклідів у Сонячній системі [17] (зліва) та акустичний спектр процесу різання в технічній системі (справа)

Енергетичні каскади кооперативних хвиль у макрокосмічних системах

Прямий каскад у макрокосмічних системах електромагнітного та гравітаційного полів безпосередньо проявлений в ієрархічній структурі Всесвіту, відмічений ще Ламбертом та Мельє [9, 10] – у повній протилежності до космологічного принципу Ейнштейна.

Обернені каскади в системах сильного і слабого полів, а також відповідного їм за топологією гідродинамічного поля швидкостей елементів матеріального середовища, виявляються у різномасштабних магнітних структурах планет та їх супутників, зір, галактик, у спіральних та струменевих структурах галактик, комірчастій структурі метagalaktiki та ін. Проявами таких каскадів на Землі є практично вся глибинна геодинаміка, плюм- та плейт-тектоніка, сейсмічність, вулканізм та циклічні зміни клімату планети [8].

В Сонячній системі обернений каскад виявляється присутністю відрелаксованих структур на кшталт Головного поясу астероїдів, поясу Койпера, Хмари Оорта [9, 10]. В галактичних масштабах аналогами таких структур є периферійні гало, утворені зі старих зір. В масштабі Метagalaktiki – периферійне гало, яке знаходиться у тепловій рівновазі з мікрохвильовим фоновим випромінюванням та поступово охолоджується [9, 10].

Поле швидкостей елементів матеріального середовища як у технічних, так і в космічних системах топологічно цілком узгоджене з фундаментальними полями. Щодо сильного та слабого полів це може бути пояснене мінімізацією першої складової магнітної енергії у (56) та відповідної гідродинамічної енстрофії (квадрату завихореності поля швидкостей) – за умови збереження інтегральної спінової спіральності поля H_s у певних виділених областях D простору:

$$\left| \int_D w_m d\Upsilon \right| \geq c \cdot \left| \int_D h_s d\Upsilon \right| \tag{124}$$

Або ж у скороченій формі запису:

$$|W_m|_D \geq c \cdot |H_s|_D \tag{125}$$

Для густини гідродинамічної енстрофії \mathcal{E} та відповідної густини спінової гідродинамічної спіральності h_{sv} матимемо:

$$\mathcal{E} = \frac{(rot \vec{V})^2}{2}, h_{sv} = \frac{i\omega \cdot (\vec{V})^2 \cdot (\vec{k} \cdot \vec{r})}{v_{co}} \tag{126, 127}, \left| \int_D \mathcal{E} d\Upsilon \right| \geq \left| \int_D h_{sv} d\Upsilon \right| \tag{128}$$

або ж у скороченій формі запису:

$$|E|_D \geq |H_{sv}|_D \tag{129}$$

Це тлумачення суттєво відрізняється від топологічних підходів [13, 14, 20], розвинутих в рамках магнітної гідродинаміки та магнітостатики.

Умови (124–129) дійсні як для нестабільних елементарних частинок, так і для нестационарних макросистем сильного, слабого та гідродинамічного полів. В останньому випадку за умови вирівнювання вектор-потенціалів полів \vec{V} магнітна енергія та гідродинамічна енстрофія відрізнятимуться лише калібрувальними числовими коефіцієнтами.

В зв'язку з зазначеними аналогіями досить важко відділити макрокосмічні форми сильного та слабого полів від аналогічних форм гідродинамічного поля швидкостей. До прикладу, на рис. 4б показані гідродинамічні струменеві структури, що походять від молодих зір (об'єктів Гербіг-Гаро [21]). Периферійний розпад цих структур обумовлений оберненим каскадом в системі гідродинамічного поля швидкостей. Для порівняння на рис. 4а наведені топологічно подібні струменеві структури сильного та слабого полів з активного ядра радіогалактики Лебідь-А [22]. Ці структури «не виявляють жодних ознак рухомої матерії» [23], що цілком спантеличує прихильників магнітної гідродинаміки. Однак, периферійний розпад такого роду джетів сильного та слабого полів в процесі оберненого енергетичного каскаду породжує колосальне за потужністю електромагнітне випромінювання характерного ступеня спектру [9, 10].

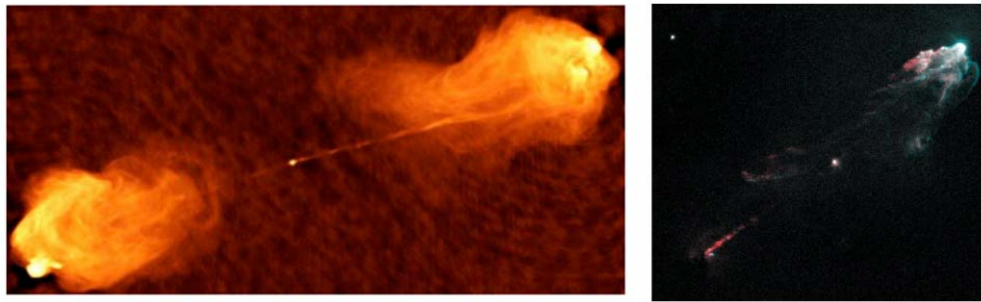


Рис. 4. Струменеві структури радіогалактики Лебідь А [22] (зліва) та об'єкту Гербіг-ГароНН1 [21] (справа)

Мінімізація саме гідродинамічної енстрофії (пропорційної до W_m у (125)), а не кінетичної енергії елементів матеріального середовища, пояснює незалежність дисперсії швидкостей зір у складі галактик від маси зір, а також незалежність дисперсії швидкостей галактик у складі їх скупчень від маси галактик [19].

Поєднання механізмів контактного динамо [8–10] з оберненим енергетичним каскадом в системах сильного, слабого і гідродинамічного полів врешті вирішує одіозну проблему прихованої маси і темної енергії у Космосі [4–7, 17, 19].

Література

1. Ландау Л.Д. Теория поля / Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. – М. : Наука, 1988. – 512 с.
2. Паули В. Теория относительности / Паули В. – М. : Наука, 1991. – 328 с.
3. The BEH-mechanism, Interactions with Short Range Forces and Scalar Particles. Scientific Background on the Nobel Prize in Physics 2013. URL: <http://kva.se>
4. Ланев А.В. Результаты коллаборации CMS: бозон Хиггса и поиски новой физики / А.В. Ланев // УФН. – 2014. – Т. 184, № 9. – С. 996–1004.
5. Казаков Д.И. Хиггсовский бозон открыт: что дальше? / Д.И. Казаков // УФН. – 2014. – Т. 184, № 9. – С. 1004–1016.
6. Смут Дж.Ф. Анизотропия реликтового излучения: открытие и научное значение: Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 2006 / Дж.Ф. Смут // УФН. – 2007. – Т. 177, № 12. – С. 1294–1317.
7. Перлмуттер С. Измерение Ускорения космического расширения по сверхновым: Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 2011 / С. Перлмуттер // УФН. – 2013. – Т. 183, № 10. – С. 1060–1077.
8. Заспа Ю.П. Кооперативна контактна динаміка хвильових структур в гіперкомплексному спіральному часі та в комплексному Евклідовому просторі як основа геодинаміки та хвильових змін клімату Землі. Фактичний спад глобального потепління та перспектива нового льодовикового періоду / Ю.П. Заспа // Вісник Хмельницького національного університету. Технічні науки. – 2018. – № 5 (265). – С. 290–301.
9. Заспа Ю.П. Контактне динамо як генератор когерентних космічних форм руху та джерело планетарного, сонячного і галактичного магнетизму. Частина I. / Ю.П. Заспа // Вісник Хмельницького національного університету. Технічні науки. – 2015. – № 5(299). – С. 106–118.
10. Заспа Ю.П. Контактне динамо як генератор кооперативних космічних форм руху та механізм об'єднання електромагнітного, гравітаційного, сильного і слабого полів. Частина X. Порушена антисиметрія, нетривіальна топологія та недетермінована еволюція / Ю.П. Заспа // Вісник Хмельницького національного університету. Технічні науки. – 2018. – № 2 (259). – С. 302–311.
11. Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика / Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский А.П. – М. : Наука, 1989. – 728 с.
12. The Laser Interferometer Gravitational – Wave Observatory and the First Direct Observation of Gravitational Waves. Scientific Background on the Nobel Prize in Physics 2017. URL: <http://kva.se>
13. Berger M.A. Topological Methods in Astrophysics / M.A. Berger // Phil. Trans. R. Soc. Lond. A. – 2001. – V. 359. – P. 1439–1448.
14. Zhang H. Current Helicity of Active Regions as a Tracer of Large-scale Solar Magnetic Helicity / H. Zhang, D. Moss, N. Kleeorin et al. // The Astrophys. J. – 2012. – V. 751, N 47. – P. 1–10.
15. Зельдович Я.Б. Релятивистская астрофизика / Я.Б. Зельдович, И.Д. Новиков // УФН. – 1964. – Т. LXXXIV, вып. 3. – С. 377–417.
16. Докучаев В.И. Физическая лаборатория в центре Галактики / В.И. Докучаев, Ю.Н.Ерошенко // УФН. – 2015. – Т. 185, № 8. – С. 829–843.
17. Физическая энциклопедия : в 5 т. / под ред. А.М. Прохорова. – М. : Большая рос. энц., 1999. – 760 с.
18. Физика микромира. Маленькая энциклопедия / под ред. Д.В. Ширкова. – М. : Сов. энц., 1980. – 528 с.
19. Засов А.В. Темная материя в галактиках / А.В. Засов, А.С. Сабурова, А.В. Хоперсков, С.А. Хоперсков // УФН. – 2017. – Т. 187, № 1. – С. 3–44.
20. Moffat H.K. Helicity in Laminar and Turbulent Flow / H.K. Moffat, A. Tsinober // Annu. Rev. Fluid Mech. – 1992. – V. 24. – P. 281–312.
21. Reipurth V. Herbig-Haro Flows: Probes of Early Stellar Evolution / V. Reipurth, J. Bally // Annu. Rev.

Astron. Astrophys. – 2001. – V. 39. – P. 403–455.

22. Hardee P. AGNjets: from largest to smallest angular scales / P. Hardee // J. Phys.: Conf. Ser. – 2008. – V. 131, N 012052. – P. 1–13.

23. Бескин В.С. Магнитогидродинамические модели астрофизических струйных выбросов / В.В. Бескин // УФН. – 2010. – Т. 180, № 12. – С. 1241–1278.

References

1. L and auL.D. Teorijapolja / L and auL.D., LifshicE.M. – M. : Nauka, 1988. – 512 s.
2. Pauli V. Teorijaotnositel'nosti / Pauli V. – M. : Nauka, 1991. – 328 s.
3. the BEH-mechanism, in teractions with Short Range Forces and Scalar Particles. Scientific Background on the Nobel Prize in Physics 2013. URL: <http://kva.se>
4. LanevA.V. RezultatykollaboraciiCMS: bozonHiggsa i poisk in ovojfiziki / A.V. Lanev // UFN. – 2014. – Т. 184, № 9. – С. 996–1004.
5. KazakovD.I. Higgsoskijbozonotkryt: chtodal'she? / D.I. Kazakov // UFN. – 2014. – Т. 184, № 9. – С. 1004–1016.
6. SmutDzh.F. Anizotropijareliktovoizlucheniya: otkrytie i nauchnoeznachenie: Nobelevsajalekcija. Stokgol'm, 8 dekabrya 2006 / Dzh.F. Smut // UFN. – 2007. – Т. 177, № 12. – С. 1294–1317.
7. Perlmutter S. Izmerenie Uskoreniya kosmicheskogo rasshireniya posverhnyovym: Nobelevskaja lekcija. Stokgol'm, 8 dekabrya 2011 / S. Perlmutter // UFN. – 2013. – Т. 183, № 10. – С. 1060–1077.
8. ZaspayU.P. Kooperativnaktaknadynamikakhvylovykhstruktur v hiperkompleksnom uspiralnomuchasita v kompleksnomu Evklidovomu prostoriyakosnovaheodynamikakhvylovykhzm in klimatuZemli. Faktychnyispadhblobalnohopotepi in niataperspektivanovoholodovokovohoperiodu / Yu.P. Zaspay // Herald of Khmelnytskyi National University. – 2018. – № 5 (265). – С. 290–301.
9. ZaspayU.P. Kontaktndynamoyakheneratorkohorentnykhkosmichnykhformrukhtadzhereloplplanetarnoho, soniachnoho i halaktychnohomahnytzmu. Chastyna I. / Yu.P. Zaspay // Herald of Khmelnytskyi National University. – 2015. – № 5(299). – С. 106–118.
10. ZaspayU.P. Kontaktndynamoyakheneratorkooperativnykhkosmichnykhformrukhtamekhanizmobiednanniaelektromahnitnoho, hravitatsi in oho, sylnoho i slabkohopoliv. ChastynaKh. Porushenaantsymetriia, netryvialnatopolohiitanedeterm in ovanaevoliutsiia / Yu.P. Zaspay // Herald of Khmelnytskyi National University. – 2018. – № 2 (259). – С. 302–311.
11. BeresteckijV.B. Kvantovajajelektrod in amika / BeresteckijV.B., LifshicE.M., PitaevskijA.P. – M. : Nauka, 1989. – 728 s.
12. the Laser in terferometer Gravitational – Wave Observatory and the First Direct Observation of Gravitational Waves. Scientific Background on the Nobel Prize in Physics 2017. URL: <http://kva.se>
13. Berger M.A. Topological Methods in Astrophysics / M.A. Berger // Phil. Trans. R. Soc. Lond. A. – 2001. – V. 359. – P. 1439–1448.
14. Zhang H. Current Helicity of Active Regions as a Tracer of Large-scale Solar Magnetic Helicity / H. Zhang, D. Moss, N. Kleor in et.al. // the Astrophys. J. – 2012. – V. 751, N 47. – P. 1–10.
15. Zel'dovichJa.B. Reljativistskajaastr of izika / Ja.B. Zel'dovich, I.D. Novikov // UFN. – 1964. – Т. LXXXIV, vyp. 3. – С. 377–417.
16. DokuchaevV.I. Fizicheskajalaboratorija v centreGalaktiki / V.I. Dokuchaev, Ju.N.Eroshenko // UFN. – 2015. – Т. 185, № 8. – С. 829–843.
17. Fizicheskajajenciklopedija : v 5 t. / podred. A.M. Prohorova. – M. : Bol'shajaross. jenc., 1999. – 760 s.
18. Fizikamikromira. Malen'kajajenciklopedija / podred. D.V. Shirikova. – M. : Sov. jenc., 1980. – 528 s.
19. ZasovA.V. Temnajamaterija v galaktikah / A.V. Zasov, A.S. Saburova, A.V. Hoperskov, S.A. Hoperskov // UFN. – 2017. – Т. 187, № 1. – С. 3–44.
20. M of fat H.K. Helicity in Lam in ar and Turbulent Flow / H.K. M of fat, A. Ts in ober // Annu. Rev. FluidMech. – 1992. – V. 24. – P. 281–312.
21. Reipurth B. Herbig-Har of lows: Probes of Early Stellar Evolution / B. Reipurth, J. Bally // Annu. Rev. Astron. Astrophys. – 2001. – V. 39. – P. 403–455.
22. Hardee P. AGNjets: from largest to smallest angular scales / P. Hardee // J. Phys.: Conf. Ser. – 2008. – V. 131, N 012052. – P. 1–13.
23. Beskin V.S. Magnitogidrod in amicheskiemodeliast of izicheskihstrujnyhvybrosov / V.V. Beskin // UFN. – 2010. – Т. 180, № 12. – С. 1241–1278.

Рецензія/Peer review : 21.01.2019 р.

Надрукована/Printed : 19.02.2019 р.

Рецензент: д.т.н., проф. Диха О.В.

За зміст повідомлень редакція відповідальності не несе

Повні вимоги до оформлення рукопису <http://vestnik.ho.com.ua/rules/>

Рекомендовано до друку рішенням вченої ради Хмельницького національного університету,
протокол № 7 від 31.01.2019 р.

Підп. до друку 18.02.2019 р. Ум.друк.арк. 44,08 Обл.-вид.арк. 42,08

Формат 30x42/4, папір офсетний. Друк різнографією.

Наклад 100, зам. № _____

Тиражування здійснено з оригінал-макету, виготовленого редакцією журналу “Вісник Хмельницького національного університету” редакційно-видавничим центром Хмельницького національного університету 29016, м. Хмельницький, вул. Інститутська, 7/1. тел (0382) 72-83-63