

ЗАСПА Ю. П.

ORCID ID: 0000-0003-3274-172X

e-mail: zaspa_yuriy@ukr.net

Хмельницький національний університет

КВАНТОВА КОГЕРЕНТНІСТЬ І КАВІТАЦІЯ, КВАЗИДВОВИМІРНА БУЛЬБАШКОВА ТУРБУЛЕНТНІСТЬ, РЕЗОНАНСНА СИНХРОНІЗАЦІЯ МОД, КАСКАДНА ЕНЕРГЕТИКА ТА САМООРГАНІЗАЦІЯ В ГЕТЕРОГЕННИХ СИСТЕМАХ МАСИВНОГО ХІТОННОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Аналізується гетерогенна структура масивного хітонного випромінювання у вигляді бульбашок фермі-рідини, заповнених бозе-газом. Таке випромінювання генерується дисипативними вихор-хвильовими пакетами та поглинається колекторними пакетами в нерівноважних середовищах: технічних, космічних, псевдоелементарних, біологічних. Наведені результати розрахунків, що відображають внутрішню динаміку та спектральні особливості хітонного випромінювання в системах різних масштабних рівнів. Відмічені ефекти фазової синхронізації мод та багатохвильової інтерференції при генерації хітонних резонансів в технічних та колайдерних експериментах. На основі розширеного аналога сталої Планка пояснюються процеси самоорганізації та каскадний транспорт енергії в середовищі хітонного випромінювання, а також механізми його конверсії в стабільні та квазістабільні форми речовини. Показано, що нестационарність динамічних процесів в гетерогенній системі обумовлена порушенням балансу між обмінним відштовхуванням ферміонів оболонки та обмінним притяганням квантів внутрішнього бозе-газу. Розраховані спектри гігантських ядерних резонансів та мюонних колайдерних резонансів. Виявлена лептонна структура адронів, що відкидає необхідність штучного введення точкових кварків та свідчить про цілковиту неадекватність існуючої стандартної моделі фундаментальних взаємодій (SM). Відмічено, що у широко розтиражованій формулі Ейнштейна для зв'язку між масою та енергією спокою не вистачає фактору косинуса кута між імпульсом та груповою швидкістю квантів, який пояснює різницю між частинками та античастинками речовини.

Ключові слова: хітонне випромінювання, гетерогенна структура, квантова когерентність, кавітація, турбулентність, фермі-рідина, бозе-газ, маса, спектр.

YURIY ZASPA

Khmelnitskyi National University

QUANTUM COHERENCE AND CAVITATION, QUASI-TWO-DIMENSIONAL BUBBLE TURBULENCE, RESONANCE MODE SYNCHRONIZATION, CASCADE ENERGY AND SELF-ORGANIZATION IN HETEROGENEOUS SYSTEMS OF MASSIVE HEATONIC RADIATION

The heterogeneous structure of massive heatonic radiation in the form of Fermi-liquid bubbles filled with Bose gas is analyzed. Such radiation is generated by dissipative vortex-wave packets and is absorbed by collector packets in nonequilibrium environments: technical, space, pseudo-elementary, biological. The results of calculations reflecting the internal dynamics and spectral features of heatonic radiation in systems of different scale levels are presented. The effects of phase mode synchronization and multiwave interference in the generation of heatonic resonances in technical and collider experiments are noted. On the basis of the extended analog of Planck's constant the processes of self-organization and cascade transport of energy in the environment of heatonic radiation, and also mechanisms of its conversion into stable and quasi-stable forms of matter are explained. It is shown that the nonstationarity of dynamic processes in a heterogeneous system is caused by a violation of the balance between the exchange repulsion of shell fermions and the exchange attraction of quanta of internal Bose gas. Spectra of giant nuclear resonances and muon collider resonances are calculated. The lepton structure of hadrons was revealed, which rejects the need for artificial introduction of point quarks and testifies to the complete inadequacy of the existing standard model of fundamental interactions (SM). It has been noted that Einstein's widely used formula, for the relationship between mass and rest energy lacks the cosine factor of the angle between momentum and the group velocity of quanta, which explains the difference between particles and antiparticles of matter.

Keywords: heatonic radiation, heterogeneous structure, quantum coherence, cavitation, turbulence, Fermi-liquid, Bose gas, mass, spectrum.

Розрахункові співвідношення

Хітонне випромінювання (heatonic radiation) – особливий вид теплового випромінювання в нерівноважних середовищах, що генерується дисипативними вихор-хвильовими пакетами з від'ємною енергією та поглинається колекторними пакетами з додатною енергією. Кванти цього випромінювання (хітони, heatons) характеризуються масою m та наступними дисперсійними співвідношеннями [1]:

$$E = \vec{p} \cdot \vec{v}, \quad \vec{p} = Y \cdot \vec{k}, \quad (1, 2)$$

де $E, \vec{p}, \vec{v}, \vec{k}$ – енергія, імпульс, групова швидкість та хвильовий вектор, Y – розширений аналог сталої Планка. З (1, 2) слідує:

$$E = Y \cdot \vec{k} \cdot \vec{v} = Y\omega, \quad \omega = \vec{k} \cdot \vec{v}, \quad (3, 4)$$

де ω – циклічна частота квантів. Корпускулярно-вихор-хвильова маса хітонів вводиться наступним чином:

$$mv = Yk, \tag{5}$$

v – модуль групової швидкості, k – хвильове число. Співвідношення (3, 4) можуть бути записані у вигляді:

$$\omega = k \cdot v \cdot \cos \alpha = \frac{Y}{m} k^2 \cdot \cos \alpha = \frac{m}{Y} v^2 \cdot \cos \alpha \tag{6}$$

$$E = Y\omega = \frac{Y^2}{m} k^2 \cdot \cos \alpha = mv^2 \cdot \cos \alpha \tag{7}$$

де α – кут між векторами \vec{k} та \vec{v} , причому:

$$\cos \alpha = \frac{Y_B}{Y} = Q^{-1}, \tag{8}$$

де Y_B – деяке базове значення параметра Y на окремій ступені енергетичного каскаду, Q – число кратності [1].

Нижче розглядаються хітонні термокомплекси у складі частинок, для яких вектори \vec{k} , \vec{v} дійсні, а $\cos \alpha > 0$. Для античастинок вектори \vec{k} , \vec{v} уявні, а $\cos \alpha < 0$. Це відповідає гідродинамічно-хвильовому калібруванню потенціалів в рівняннях Максвелла для електромагнітного, гравітаційного та гідродинамічного полів у комплексному Евклідовому просторі [1]. Для перших двох полів хітони виступають частинками, для останнього – квазічастинками.

Хітонні пари двох ферміонів можуть знаходитись у вигляді квантового бозе-газу або ж гетерогенної бульбашкової системи: бозе-газ всередині квазідвовимірної оболонки з фермі-рідини. У першому випадку спектральний розподіл хітонного випромінювання за частотою та за довжиною хвилі задається співвідношеннями [1]:

$$f(\omega, T_{he}) = \frac{1}{8\pi^2} \cdot \frac{m\omega^2}{\cos^2 \alpha} \cdot (e^{\frac{Y\omega}{T_{he}}} - 1)^{-1} \tag{9}$$

$$\varphi(\lambda, T_{he}) = \cos \alpha \cdot \frac{(4\pi^2)^2}{\lambda^7} \cdot \frac{Y^3}{m^2} \cdot (e^{\frac{4\pi^2 Y^2 \cos \alpha}{T_{he} m \lambda^2}} - 1)^{-1}, \tag{10}$$

де T_{he} – хітонна температура, λ – довжина хвилі. Функції (9, 10) мають максимуми, які відповідають значенням:

$$\omega_{\max} = \gamma \cdot \frac{T_{he}}{Y}, \quad \lambda_{\max}^2 = \frac{4\pi^2 Y^2 \cdot \cos \alpha}{T_{he} \cdot m \cdot \beta}, \tag{11, 12}$$

де $\gamma \approx 1,5936$, $\beta \approx 3,3809$ – характерні корені відповідних трансцендентних рівнянь [1]. У випадку низьких частот (довгих хвиль) при

$$\frac{Y\omega}{T_{he}} \ll 1, \quad \frac{4\pi^2 Y^2 \cos \alpha}{T_{he} \cdot m \lambda^2} \ll 1, \tag{13, 14}$$

розкладаючи у (9, 10) експоненти в ряд, маємо:

$$f(\omega, T_{he}) = \frac{1}{8\pi^2} \frac{m\omega}{\cos^2 \alpha} \cdot \frac{T_{he}}{Y} = \frac{1}{8\pi^2} \cdot Q^2 \cdot m\omega \cdot \gamma^{-1} \cdot \omega_{\max} \tag{15}$$

$$\varphi(\lambda, T_{he}) = 4\pi^2 \frac{Y}{m} \cdot T_{he} \cdot \lambda^{-5} \tag{16}$$

Інтегральна випромінювальна здатність (енергетична світимість) хітонного термокомплексу задається виразом:

$$R_{he}^* = \int_0^\infty f(\omega, T_{he}) d\omega = \frac{\zeta(3) \cdot m}{4\pi^2 \cos^2 \alpha} \cdot \left(\frac{T_{he}}{Y}\right)^3 = \frac{\zeta(3) \cdot m \cdot Q^2}{4\pi^2} \cdot \gamma^{-3} \cdot \omega_{\max}^3, \tag{17}$$

де $\zeta(3)$ – дзета функція Рімана.

У випадку гетерогенної бульбашкової системи спектральний розподіл потужності P_{he}^* хітонного випромінювання визначається наступним чином:

$$\frac{dP_{he}^*}{d\omega} = f(\omega, T_{he}) \cdot 4\pi R^2 = f(\omega, T_{he}) \cdot 4\pi k^{-2} \tag{18}$$

$$\frac{dP_{he}^*}{d\lambda} = \varphi(\lambda, T_{he}) \cdot \lambda^2 / \pi, \quad R = k^{-1} = \lambda / 2\pi \quad (19, 20)$$

де R – радіус бульбашок. В такому випадку з (7–16) слідує:

$$\frac{dP_{he}^*}{d\omega} = \frac{Y\omega}{2\pi \cos \alpha} \cdot (e^{\frac{Y\omega}{T_{he}}} - 1)^{-1} \quad (21)$$

$$\frac{dP_{he}^*}{d\lambda} = \cos \alpha \cdot \frac{16\pi^3}{\lambda^5} \cdot \frac{Y^3}{m^2} \cdot (e^{\frac{4\pi^2 Y^2 \cos \alpha}{T_{he} \cdot m \lambda^2}} - 1)^{-1} \quad (22)$$

За умов (13, 14), розкладаючи в (21, 22) експоненти в ряд, матимемо:

$$\frac{dP_{he}^*}{d\omega} = \frac{T_{he}}{2\pi \cos \alpha} = \frac{1}{2\pi} \cdot \gamma^{-1} \cdot Y_B \cdot \omega_{\max} \cdot Q^2 \quad (23)$$

$$\frac{dP_{he}^*}{d\lambda} = \frac{4\pi}{m\lambda^3} \cdot Y \cdot T_{he} = \frac{4\pi Y_B^2}{m\lambda^3} \cdot \gamma^{-1} \cdot \omega_{\max} \cdot Q^2 \quad (24)$$

Інтегральна за спектром потужність хітонного випромінювання в гетерогенній бульбашковій системі становить:

$$P_{he}^*(T_{he}) = \int \frac{dN}{d\omega} \cdot d\omega = \frac{1}{2\pi \cos \alpha} \cdot \frac{T_{he}^2}{Y} \int_0^{\infty} \frac{x}{e^x - 1} dx = \frac{\pi}{12Y_B} \cdot T_{he}^2 = \frac{\pi}{12} \cdot Y_B \cdot \gamma^{-2} \cdot \omega_{\max}^2 \cdot Q^2 \quad (25)$$

Як видно з (23), спектр потужності випромінювання гетерогенної бульбашкової системи в області низьких частот виходить на сталі значення (щодо частоти), залежне від температури та числа кратності, що є характерною особливістю такої системи.

Спектральний розподіл об'ємної енергії хітонного газу має вид:

$$u(\omega, T_{he}) = \frac{4}{v} \cdot f(\omega, T_{he}) = \frac{(m\omega / \cos \alpha)^{3/2}}{2\pi^2 Y^{1/2}} \cdot (e^{\frac{Y\omega}{T_{he}}} - 1)^{-1} \quad (26)$$

Для низьких частот, розкладаючи експоненту в ряд, маємо:

$$u(\omega, T_{he}) = \frac{1}{2\pi^2} \cdot (m / Y_B)^{3/2} \cdot \omega^{1/2} \cdot T_{he} = \frac{m^{3/2} \cdot \omega^{1/2}}{2\pi^2 \cdot Y_B^{1/2}} \cdot \gamma^{-1} \cdot \omega_{\max}^{-1} \cdot Q \quad (27)$$

Як видно з (27), на відміну від (15) та (23), об'ємна густина енергії хітонного газу лінійно (а не квадратично) залежить від числа кратності.

Функція (26) має максимум на частоті:

$$\omega_{\max}^* = \gamma^* \cdot \frac{T_{he}}{Y}, \quad (28)$$

де $\gamma^* \approx 0,8533$ – корінь трансцендентного рівняння

$$x \cdot e^x - \frac{3}{2}(e^x - 1) = 0 \quad (29)$$

Інтегральна за спектром густина енергії хітонного газу:

$$u(T_{he}) = \int_0^{\infty} u(\omega, T_{he}) d\omega = \frac{(m / \cos \alpha)^{3/2}}{2\pi^2 \cdot Y^3} \cdot T_{he}^{5/2} \cdot \int_0^{\infty} \frac{x^{3/2}}{e^x - 1} dx = \frac{3}{8} \cdot \frac{(m / \pi \cos \alpha)^{3/2} \cdot \zeta(5/2)}{Y^3} \cdot T_{he}^{5/2} \quad (30)$$

де $\zeta(5/2)$ – дзета-функція Рімана.

Енергія хітонного газу в об'ємі бульбашки радіусом R :

$$E_R(T_{he}) = u(T_{he}) \cdot \frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{\zeta(5/2)}{2\sqrt{\pi} \beta^{3/2}} \cdot T_{he} \cdot \left(\frac{g}{n}\right)^3, \quad (31)$$

де $\frac{g}{n}$ задає відношення радіуса бульбашки до характерного радіуса R_m , відповідного λ_{\max} у (12):

$$\frac{g}{n} = \frac{R}{R_m}, \quad R_m^2 = \frac{Y^2 \cdot \cos \alpha}{T_{he} \cdot m \beta} = \frac{Y_B^2 \cdot Q}{T_{he} \cdot m \beta} \quad (32, 33)$$

Введемо параметр ε згідно зі співвідношенням:

$$E_R(T_{he}) = \varepsilon \cdot mc^2, \tag{34}$$

де c – швидкість світла у вакуумі. В таких позначеннях з (31–34) маємо:

$$\left(\frac{g}{n}\right)^5 = \frac{2\sqrt{\pi}\beta^{5/2}}{\zeta(5/2)} \cdot \left(\frac{R}{R_B}\right)^2 \cdot Q^{-1} \cdot \varepsilon \approx 55,5 \cdot \left(\frac{R}{R_B}\right)^2 \cdot Q^{-1} \cdot \varepsilon, \tag{35}$$

де введено аналог комптонівського радіусу

$$R_B = \frac{Y_B}{mc} \tag{36}$$

Має місце співвідношення:

$$\frac{v_R}{c} = Q \cdot \frac{R_B}{R}, \tag{37}$$

де v_R – модуль групової швидкості хітонів, відповідний (5) за умови (20).

Спектри хітонного випромінювання

Нестабільність більшості форм хітонного випромінювання обумовлює його розпад різними каналами: електромагнітним, гравітаційним, гідродинамічним, акустичним, нейтринним та ін.. Залежно від фазового складу випромінювання (квантовий газ або ж гетерогенна бульбашкова система), його спектри демонструють характерні особливості, відмічені вище. Так, на рис. 1, 2 чітко проявлене низькочастотне плато (у відповідності до виразу (23) для гетерогенної системи) у спектрах космічних променів високих та надвисоких енергій, атмосферних мюонів, а також у спектрах суцільної складової колайдерних резонансів. В той же час, на останніх виділяється характерний локальний виширений максимум з енергією близько 29 Гев (ніяк не відмічений теоретиками SM [2,3]), який відповідає формі спектру (9) для хітонного бозе-газу. Лінійна залежність енергії від частоти в довгохвильовій частині цього спектру, відмічена раніше [1] для ряду технічних та колайдерних експериментів, спостерігається також у спектрах електронів бета-розпаду (рис. 3).

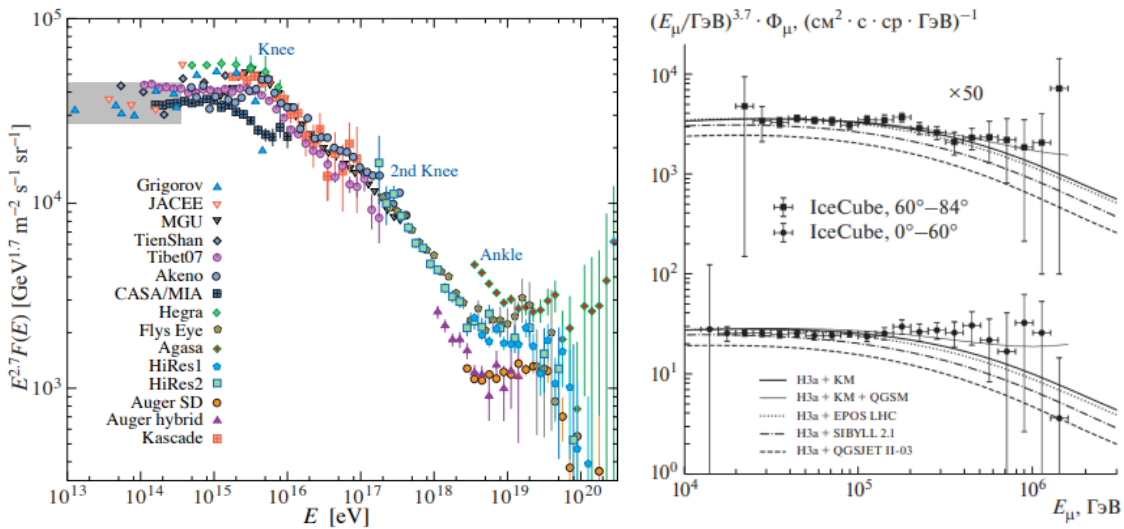


Рис. 1. Спектри космічних променів високих та надвисоких енергій (зліва) та спектри атмосферних мюонів (справа) [6, 7]

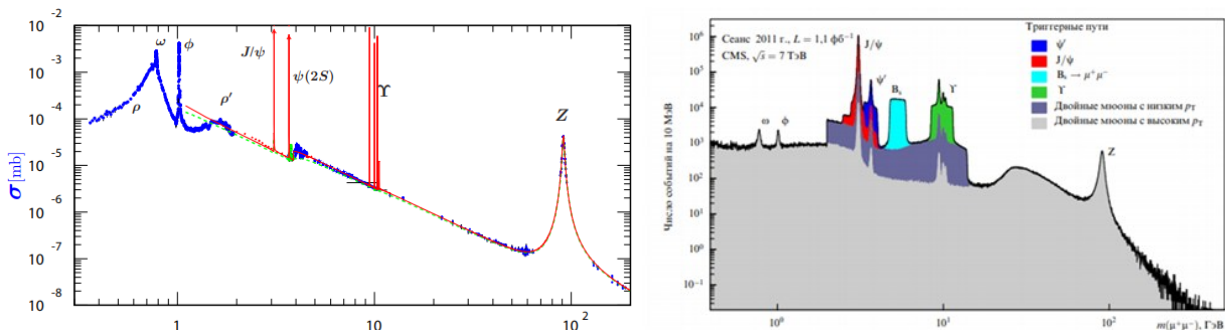


Рис. 2. Спектри розсіяння електронів на позитронах у зустрічних пучках (зліва) [6] та спектри інваріантних мас подвійних мюонів, отримані в експериментах на Великому адронному колайдері (справа) [3]

Спектри випромінювання Сонця та інших зір зазвичай намагаються пояснити на основі класичного розподілу Планка для теплового випромінювання [4,5]. Однак, такий підхід одразу стикається з протиріччями [1]. Зокрема, чітко проявлена звуженість реального спектру Сонця у ближній довгохвильовій частині та його виширеність у дальній зоні щодо планківської інтерполяції (рис. 4) пояснюється гетерогенністю хітонної системи Сонця. На відносно малих масштабах (у ближній довгохвильовій зоні) спектр спадає пропорційно λ^{-5} – у відповідності до виразу (16) для квантового бозе-газу. На великих масштабах проявляється гетерогенність бульбашкової системи з законом $\sim \lambda^{-3}$ відповідно до (24), що й підіймає довгохвильове крило спектру відносно планківського закону $\sim \lambda^{-4}$. Подібне підіймання спостерігається також у спектрах бульбашкової сонолюмінесценції в процесі зростання її інтенсивності [8]. Одночасне подавлення характерних молекулярних ліній у цьому процесі свідчить про енергообмін на рівні бульбашкових хітонних термокомплексів, а не на рівні окремих атомів чи молекул.

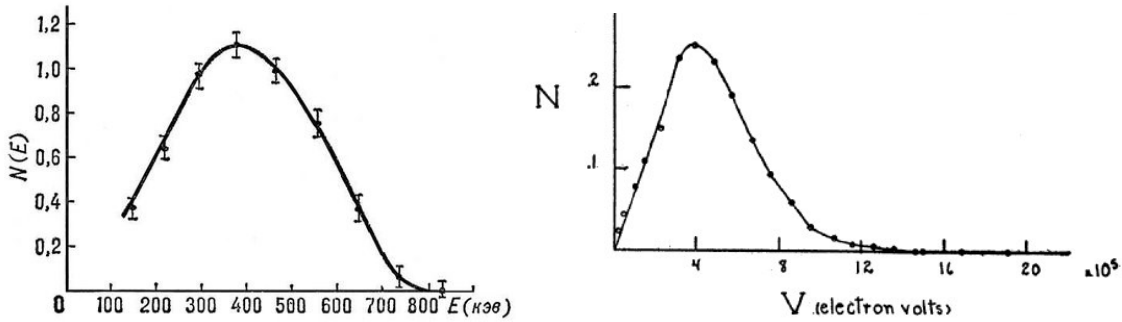


Рис. 3. Спектри електронів при бета-розпаді нейтрона (зліва) та ядра вісмуту-210 (справа) [4]

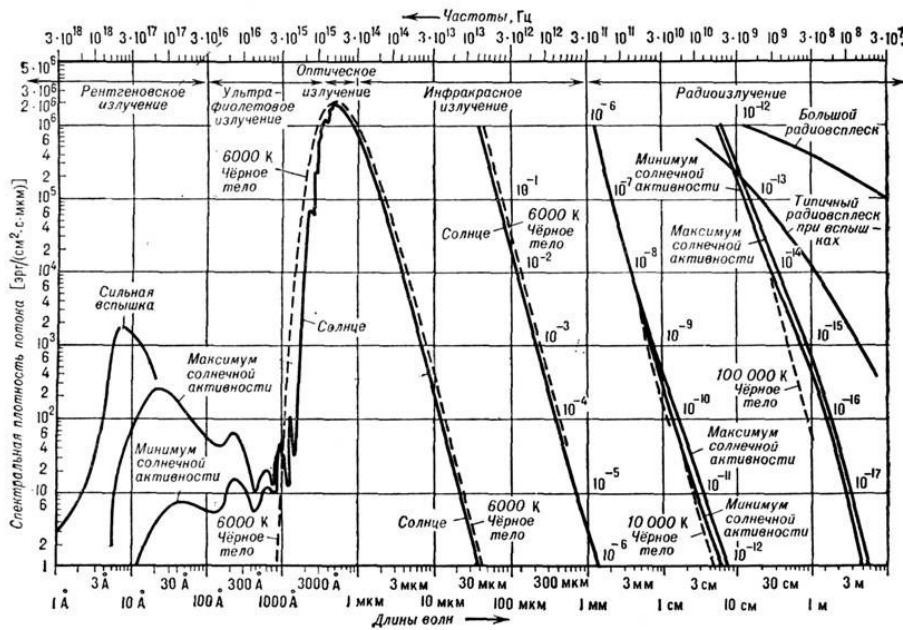


Рис. 4. Спектри електромагнітного випромінювання Сонця [4]

Наведені вище розрахункові співвідношення носять наближений характер у зв'язку з нелінійністю системи [1] та відповідно взаємодією між хітонами. Якісно така взаємодія може бути описана в термінах квазидвовимірної гідродинамічної турбулентності з її оберненим енергетичним каскадом [9]. Однак, кількісного співпадання тут немає. Як відомо [9], спектр квазидвовимірної гідродинамічної турбулентності зростає в сторону довгих хвиль за законом $E \sim k^{-5/3}$, що з врахуванням (6) мало б приводити до залежності $\sim E \sim \omega^{-5/6}$. Однак, реальні спектри хітонного випромінювання в технічних, космічних та колайдерних системах містять ділянки як з від'ємним, так і з додатним показником, відповідним вже не оберненому, а прямому енергетичному каскаду. Зокрема, спектри зір останніх спектральних класів, що становлять тотальну більшість зір Метагалактики [10], демонструють явно виражений обернений енергетичний каскад (рис. 5), в той час як для зір перших спектральних класів характерним є прямий каскад енергії (рис. 5). Для нашого Сонця, як вже зазначалось [1], притаманний помірний обернений каскад (рис. 4) (як і для більшості зір G-класу – рис. 5), що споміж іншого пояснює відсутність інтенсивного рентгенівського випромінювання його корони, розігрітої до мільйонів градусів Кельвіна. Адже, закон Стефана–Больцмана не містить

обмежень на густину середовища – з позицій цього закону сонячна корона мала б випромінювати на 10-12 порядків більше енергії за фотосферу.

Спектри електромагнітного випромінювання космічних систем (рис. 6) зазвичай мають ламаний вид з різними степеневими ділянками та з характерними колінами, що не мають адекватного пояснення. Ці ж «коліна» та плато, як вже зазначалось, притаманні й спектрам космічних променів (рис. 1), а також колайдерним спектрам (рис. 2). Відмічені особливості пояснюються процесами самоорганізації в системах хітонного випромінювання. Вони обумовлені додатковими степенями вільності, забезпеченими «плаваючим» характером параметрів Y_B та Y (на відміну від сталої Планка \hbar для класичного теплового випромінювання), а також фактором $\cos \alpha = Q^{-1}$ у вище наведених співвідношеннях.

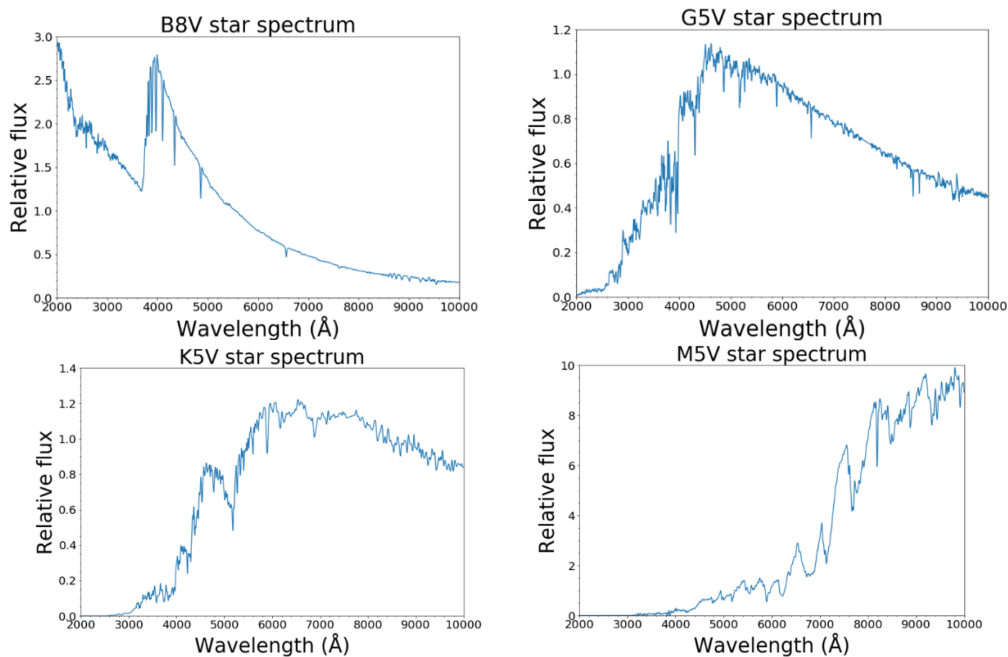


Рис. 5. Спектри електромагнітного випромінювання зір різних спектральних класів [10]

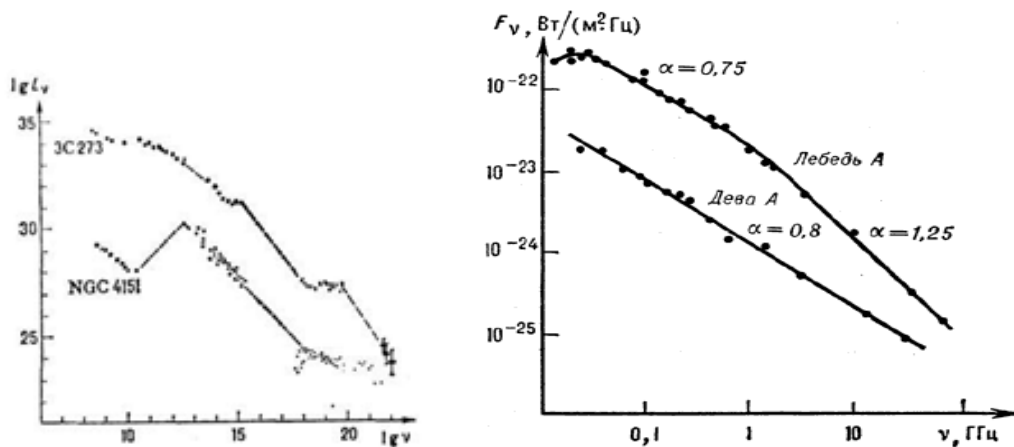


Рис. 6. Спектри електромагнітного випромінювання космічних об'єктів [4]

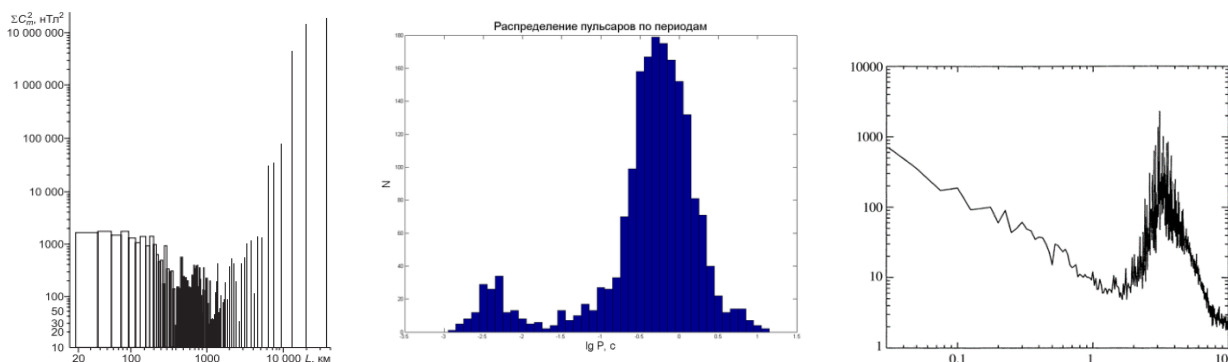


Рис. 7. Спектри просторових варіацій геомагнітного поля (зліва) [13], періодів випромінювання пульсарів (посередині) [11] та коливань сонячного диску (справа) [12]

У цьому відношенні слід виділити три характерних випадки:

1) прямий енергетичний каскад:

$$Q \sim \omega, \quad R \sim Q^{-1/2}, \quad v \sim Q^{3/2} \quad (38-40)$$

2) обернений енергетичний каскад:

$$Q \sim \omega^{-1}, \quad R \sim Q^{1/2}, \quad v \sim Q^{1/2} \quad (41-43)$$

3) резонансна самонакачка збурень:

$$\omega = const, \quad R = const, \quad v \sim Q \quad (44-46)$$

У всіх випадках згідно з (23, 25) маємо:

$$\frac{dP_{he}^*}{d\omega} \sim Q^2 \quad (47)$$

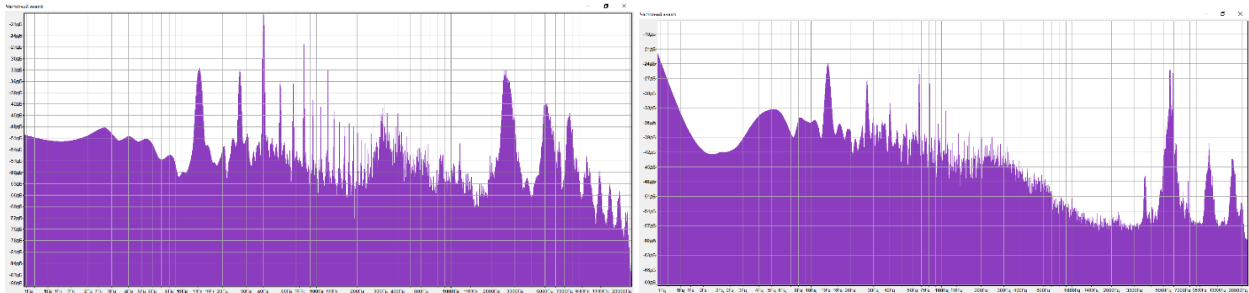


Рис. 8. Спектри акустичної емісії при різанні негартованої сталі 40X13 (зліва) та гартованої сталі 12X18N12T (справа) в динамічно-навантажених режимах флаттеру-бафтингу

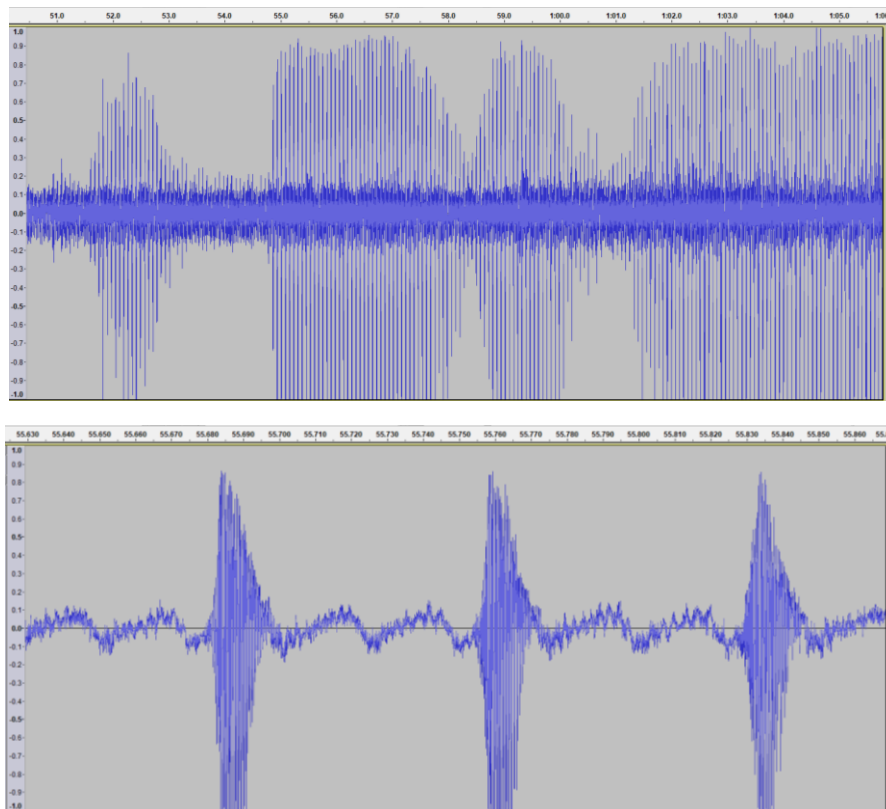


Рис. 9. Різномасштабні акустограми процесу різання сталі 40X13

Вираз (47) може інтерпретуватись в термінах багатохвильової інтерференції та фазової синхронізації мод [4]. Технічний приклад такої синхронізації показаний на рис. 8, 9. В бафтинговому режимі, як видно, домінує обернений каскад енергії, однак, він супроводжується паралельним слабшим прямим каскадом, спектрально представленим щільним рядом вищих резонансних гармонік, синхронізованих з відповідними першими гармоніками. Результат такої синхронізації, як видно з рис. 9, вельми чутливий до збою фази, що виражається у спорадичному «завмиранні» хітонного випромінювання в акустичному каналі генерації та розпаду. Цілковито аналогічне «завмирання», обумовлене збоями фазової синхронізації, спостерігається також, наприклад, у випромінюванні пульсарів (рис. 10) або ж у циклах сонячної активності (мінімум Маундера на рис. 10). Саму ж сонячну активність згідно з класифікацією 1)–3) та відповідно до її спектру слід віднести до змішаного типу з усіма перерахованими проявами.

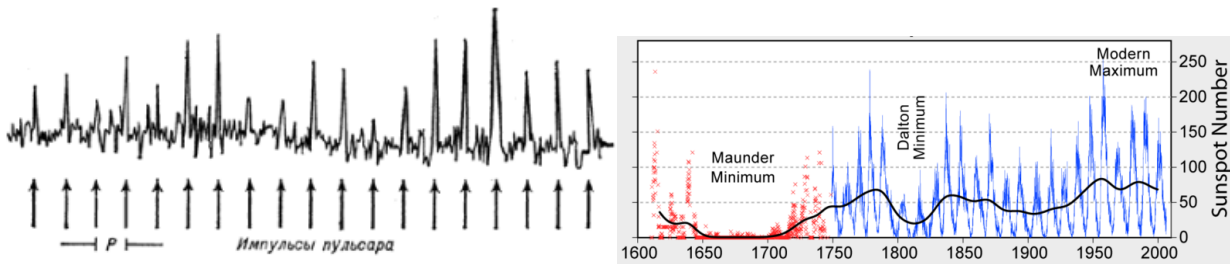


Рис. 10. Періодограми випромінювання радіопульсара (справа) та сонячної активності (справа) [4, 14]

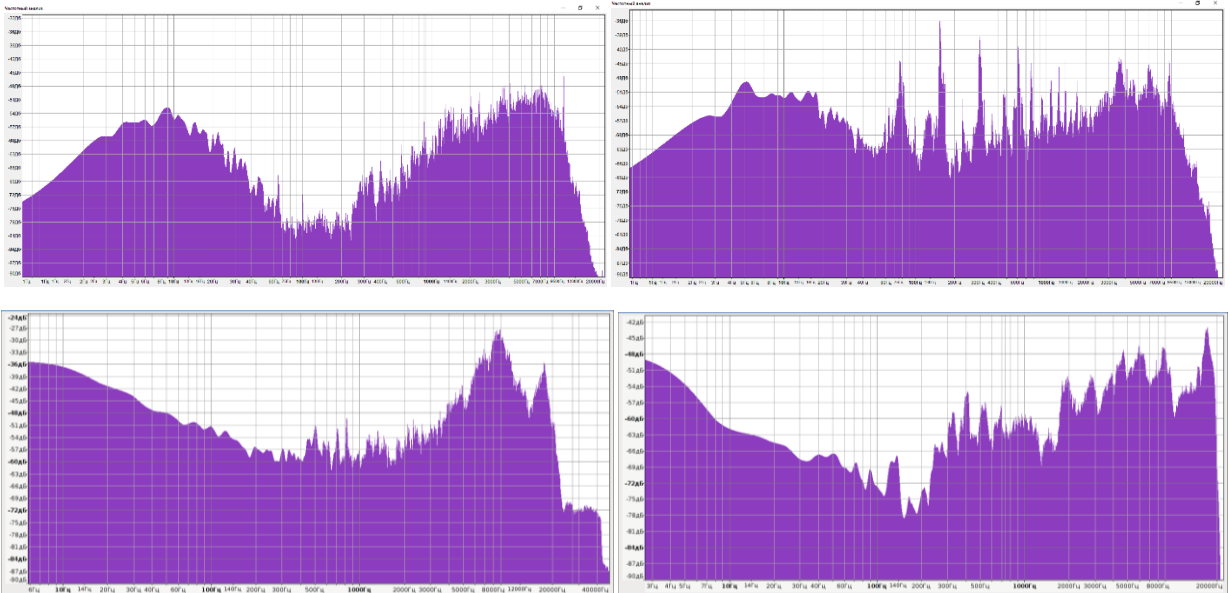


Рис. 11. Спектри акустичної емісії процесів різання в технічних системах

Окремо слід зупинитись на колайдерних спектрах (рис. 2), в цілому подібних до технічних (рис. 8). Окрім домінуючого тут оберненого турбулентного каскаду (найкраще проявленого в лептонних зіткненнях – рис. 2), а також зазначеного вже низькочастотного плато, значну увагу привертають також адронні резонанси, що стали по суті каменем спотикання SM [2-5]. Вони добре вписуються у співвідношення (41–43, 47) для оберненого енергетичного каскаду:

$$\frac{dP_{J/\psi}^*}{d\omega} \div \frac{dP_Y^*}{d\omega} \div \frac{dP_Z^*}{d\omega} = \omega_{J/\psi}^{-2} \div \omega_Y^{-2} \div \omega_Z^{-2} \approx 900 \div 100 \div 1 \quad (48)$$

Як і на технічних спектрах (рис. 8), тут явно виражена фазова синхронізація першої та третьої резонансної гармоніки – відповідно, J/ψ - та Y -резонансів, що в результаті приблизно в дев'ятеро збільшує інтенсивність домінуючого J/ψ -резонансу. Самі ж колайдерні резонанси на рис. 2 формуються генерацією термокомплексів з масою мюона m_μ , причому енергії ключових резонансів задовільняють співвідношенню:

$$E_{J/\psi} \approx (E_z \cdot m_\mu c^2)^{1/2} \quad (49)$$

Для Z-резонансу на рис. 2 маємо:

$$\frac{v_z}{c} \approx 29,4 \cdot Q \quad (50)$$

Ці розрахунки цілковито спростовують існуючу хибну стандартну модель фундаментальних взаємодій (SM), яка штучно виділяє зазначений тут Z-резонанс в особливий калібрувальний бозон (т.з. носій слабкої взаємодії) [2-5] та зациклюється на анахронічній ідеї точкових кварків, нехтуючи розмірним фактором та корпускулярно-хвильовим дуалізмом. Вкрай зухвалою у цьому відношенні є сучасна антифізична істерія навколо т.з. бозону Хігса [2-5] (іменованого ледь не «частинкою Бога») – в дійсності другорядного резонансного пічка, навіть не проявленого на рис. 2 правіше Z-резонансу, однак, штучно покладеного в основу всієї т.з. стандартної моделі SM [2-5].

Накладання прямого та оберненого каскадів формує не тільки згадувані вже «коліна», але й умовні «долини» на хітонних спектрах в технічних, геодинамічних та космічних системах – рис. 1,2,6,7,8,11. Ця ж

спектральна «долина» проявлена і на діаграмі поширеності ядер хімічних елементів [4]. Відсутність міжмодової конкуренції у такого роду «долинах» нерідко спонукає до виникнення в них сильних резонансних максимумів (за вище наведеною класифікацією – позиція 3) – рис. 11. Різниця у швидкісних залежностях (40) та (43) для прямого та зворотного каскадів енергії обабіч «долин» (на двох «схилах гори» – рис. 11) добре проявлена, наприклад, в характеристиках геодинамічних хвиль, наведених сейсмічним каналом розпаду гравітаційних хітонних термокомплексів в надрах Землі [15]. Сама ж гетерогенна структура хітонного випромінювання в макромасштабах візуалізована не тільки у вигляді геосфер, але й наприклад у вигляді геліосфери Сонця та т.з. «магнітних бульбашок» біля її границь, які зазвичай намагаються пояснити на основі хибних рівнянь магнітної гідродинаміки, що цілковито ігнорують струм зміщення в рівняннях Максвелла.

Синтез речовини з хітонного випромінювання

Можливість динамічної рівноваги масивного хітонного випромінювання всередині бульбашки з її оболонкою обумовлює утворення квазірівноважних та рівноважних форм матерії після виходу випромінювання з зони його генерації. Типовим тут є релаксаційний каскад за схемою $\tau - \mu - e$ (тау – мюон – електрон), який врешті веде до утворення стабільного електрона (позитрона) з випромінюванням різних типів нейтрино (антинейтрино). У цьому розумінні електрон є стабільною «елементарною» бульбашковою структурою, що має масу спокою. Адрони, як слідує з аналізу співвідношень (31–37), мають складений характер на основі менших бульбашок з масою мюонів – подібно до того, як стабільні та квазістабільні ядра складаються з бульбашок-нуклонів.

Проведені раніше [15] розрахунки стабільних ядер на основі аналізу приєднаної маси підтверджують запроповану тут гетерогенну бульбашкову структуру матерії. Виняткова роль мюонних термокомплексів у структурі адронів підтверджується як результати колайдерних експериментів (рис. 2), в яких детектуються саме мюонні пари, так і наявним аналізом множинних процесів [4,5]. Це, як вже зазначалось, відкидає необхідність штучного введення гіпотетичних точкових кварків-партонів.

Із врахуванням вище наведених співвідношень маємо:

$$R_r = \frac{Y_B \cdot c}{(mc^2 \cdot Y_B \omega_r)^{1/2}}, \quad \frac{v_R}{c} = \frac{Q \cdot \omega_r \cdot R_r}{c} = Q \cdot \left(\frac{Y_B \omega_r}{mc^2} \right)^{1/2} \quad (51, 52)$$

де R_r , ω_r , v_R відповідно радіус, циклічна частота та групова швидкість резонансного термокомплексу.

Густина приєднаної маси [15] становить (при $v_R / c \ll 1$):

$$\rho = Q^{-2} \cdot \frac{3cY_B \omega_r}{2\pi\beta_T} \cdot \left(\frac{m}{Y_B} \right)^3 \cdot \frac{g'}{n'} = Q^{-2} \cdot \frac{3\beta_T}{2\pi c Y_B} \cdot \left(\frac{m \cdot T_e}{Y_B} \right)^2 \cdot \frac{g'}{n'}, \quad (53)$$

де $\beta_T \approx 4,965$ – характеристичний корінь трансцендентного рівняння для знаходження сталої Віна [15], T_e – енергетична температура,

$$\frac{g'}{n'} = \frac{R_r}{R_T}, \quad R_T = \frac{c \cdot Y_B}{\beta_T \cdot T_e} \quad (54, 55)$$

Сама ж приєднана маса M визначається співвідношенням (при $v_R / c \ll 1$):

$$M = Q^{-2} \cdot \frac{2cm^{3/2}}{\beta_T \cdot (Y_B \omega_r)^{1/2}} \cdot \frac{g'}{n'} = Q^{-2} \cdot \frac{2}{T_e} \cdot \left(\frac{mc}{\beta_T} \cdot \frac{g'}{n'} \right)^2 \quad (56)$$

Для гігантського резонансу багатонуклонних ядер [4] при $Y_B = \hbar$, $m = m_n$ (маса нуклону), $\hbar \omega_r \approx 15$ МеВ, $Q = 1$ з (51–53) отримуємо наступні значення: $R_r \approx 1,7$ фм; $v_R / c \approx 0,13$; $\rho \approx 2,8 \cdot 10^{17}$ кг/м³ Остання величина добре узгоджується з відомими даними щодо густини багатонуклонних ядер ($1,68 \cdot 10^{38}$ нуклонів/см³ [5]). У випадку мюонних резонансів при збудженні протонів з $m = m_\mu$, $Y_B \omega_r \approx 1,2; 1,5; 1,7$ ГеВ (рис. 12) маємо відповідно: $R_r \approx 0,56; 0,50; 0,47$ фм при $Y_B = \hbar$, $v_R / c \approx 3,3 \cdot Q; 3,8 \cdot Q; 4,0 \cdot Q$. Параметр Q тут визначається самоорганізацією поля в процесі оберненого енергетичного каскаду. На рис. 12 добре проявлені спектральні долини, вже відмічені раніше для ряду технічних та геодинамічних систем.

Для фотосфери Сонця при $Q = 1$, $Y_B = \hbar$, $n' / g' = 1$, $T_e / k_B = 4,5 \cdot 10^3$ °К, $m = m_e$ (маса електрона) з (53) отримуємо значення $\rho \approx 2 \cdot 10^{-5}$ кг/м³, відповідне концентрації частинок $n \approx 1 \cdot 10^{16}$ см⁻³ у фотосфері [4].

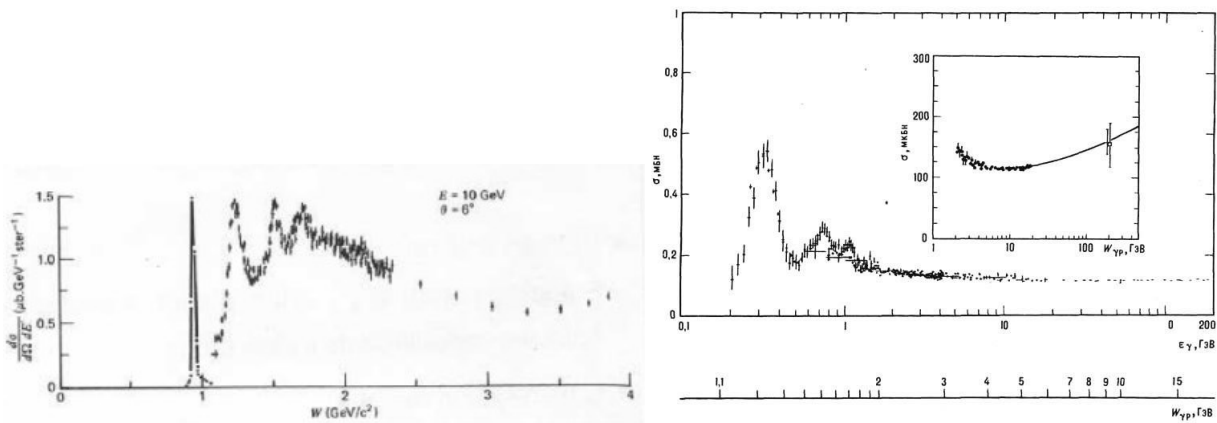


Рис. 12. Спектри розсіяння електронів (зліва) та гамма-квантів (справа) на протонах [4, 16]

При розрахунках слід враховувати всі можливі випадки:

$$Y_B = \hbar, Y_B > \hbar, Y_B \gg \hbar, Y_B < \hbar, Y_B \ll \hbar \tag{57-61}$$

У цьому контексті наведемо ряд додаткових співвідношень, корисних для розрахунку стабільних та квазістабільних масивних форм матерії при $v_R / c \ll 1$:

$$\frac{v_R}{c} = \frac{Q \cdot Y_B}{Rc \cdot m} = Q^{-1} \cdot \frac{2}{\beta_T} \cdot \frac{m}{M} \cdot \frac{g'}{n'} \tag{62}$$

$$M = Q^{-2} \cdot \frac{2cm^2 \cdot R}{\beta_T \cdot Y_B} \cdot \frac{g'}{n'} \tag{63}$$

$$\rho = Q^{-2} \cdot \frac{3cm^2}{2\pi R^2 \cdot \beta_T \cdot Y_B} \cdot \frac{g'}{n'} \tag{64}$$

Наприклад, для стабільного ядра свинцю при $m = 4m_n$ (маса альфа-частинки), $Y_B = \hbar$, $Q = 1$, $g' / n' = 1$ з (61–63) маємо значення $\rho \approx 2,7 \cdot 10^{17}$ кг/м³, типове для багатонуклонних ядер, $v_R / c \approx 7,7 \cdot 10^{-3}$.

Для стабільного протона при $m = m_p$, $R \approx 0,836$ фм [8], $Q = 1$, $g' / n' = 1$ з (62–64) маємо: $v_R / c \approx 4,5 \cdot 10^{-2}$, $\rho \approx 6,8 \cdot 10^{17}$ кг/м³, $Y_B \approx 2,1 \cdot 10^{-36}$ Дж·с. Остання величина, як видно, значно менша сталої Планка.

У вирази (51–53, 62–64) входить характерне відношення:

$$\frac{Y_B}{m} = v_{co}^B \tag{65}$$

т.з. базової кооперативної в'язкості, яке для стабільних ядер гелію та свинцю становить відповідно $6,3 \cdot 10^{-8}$ м/с та $1,6 \cdot 10^{-8}$ м²/с, а для протона – величину $1,1 \cdot 10^{-8}$ м²/с. Зменшення v_{co}^B при переході до менших масштабів відображає каскадний (ступінчастий) характер формування матерії. Утворення адронів на основі мюонних термокомплексів потребує гіпотетичного нейтрального мюона, сформованого у т.ч. термокомплексами на електронах (позитронах) та нейтрино (антинейтрино). Останні за наявності у них маси, вочевидь, завершують прямий каскад утворення найдрібніших форм матерії. Ілюзорні точкові кварки, як вже зазначалось, в такій схемі виявляються зайвими.

Наявність множника Q^{-2} у виразах (53, 56, 63, 64) для ρ та M свідчить про можливість вихорхвильової утилізації приєднаної маси спокою в процесі енергетичної самонакачки збурень. Для технічних та геодинамічних систем це відзначалось раніше [1,8,15]. Врешті слід відмітити, що у широко розтиражованій формулі Ейнштейна для зв'язку між масою та енергією спокою не вистачає фактору косинуса кута між імпульсом та груповою швидкістю квантів. Цей фактор, як зазначалось на початку, додатний для частинок речовини та від'ємний для античастинок. Останнє з врахуванням уявної групової швидкості хітонних складових античастинок у комплексному Евклідовому просторі [1] формально веде до того ж результату, однак, обумовлює, зокрема, необхідність введення зворотного ходу часу для античастинок на заформалізованих діаграмах Фейнмана [4].

Література

1. Заспа Ю.П. Нелінійна контактна динаміка та антисиметрія корпускулярно-вихор-хвильових форм елетромагнітного та гравітаційного полів у фоновому середовищі комплексного Евклідового простору / Ю.П. Заспа // Вісник Хмельницького національного університету. Технічні науки. – 2021. – № 2(295). – С. 193–205.
2. Боос Э.Э. Стандартная модель и предсказания для бозона Хиггса / Э.Э. Боос // УФН. – 2014. – Т. 184, № 9. – С. 985–996.
3. Ланев А.В. Результаты коллаборации CMS: бозон Хиггса и поиски новой физики / А.В. Ланев // УФН. – 2014. – Т. 184, № 9. – С. 996–1004.
4. Физическая энциклопедия : [в 5 т. / под ред. А.М. Прохорова]. – Москва : Большая рос. энци., 1999. – 760 с.
5. Физика микромира. Маленькая энциклопедия / [под ред. Д.В. Ширкова]. – Москва : Сов. энци., 1980. – 528 с.
6. Review of Particle physics. Particle Data Group. URL: <http://pdg.lbl.gov>
7. Кочанов А.А. Проверка расчетов спектров атмосферных мюонов и нейтрино с использованием новых измерений / А.А. Кочанов, А.Д. Морозова, Т.С. Синеговская, С.И. Синеговский // Известия РАН.Сер.физическая. – 2019. – Т. 83, № 8. – С. 1030–1033.
8. Заспа Ю.П. Корпускулярно-вихор-хвильовий синтез речовини з теплового випромінювання / Ю.П. Заспа // Вісник Хмельницького національного університету. – Технічні науки. – 2020. – № 3 (285). – С. 142–156.
9. Данилов С.Д. Квазидвумерная турбулентность / С.Д. Данилов, Д. Гурарий // УФН. – 2000. – Т. 170, № 9. – С. 921–968.
10. Спектральная классификация звезд. URL: <https://ru.wikipedia.org/wiki>
11. Радиопульсары. URL: <https://ru.wikipedia.org/wiki>
12. Гелиосейсмология. URL: <https://ru.wikipedia.org/wiki>
13. Ладынин А.В. Дипольные источники главного геомагнитного поля / А.В. Ладынин // Геология и геофизика. – 2014. – Т. 55, № 4. – С. 634–649.
14. Солнечная активность. URL: <https://ru.wikipedia.org/wiki>
15. Заспа Ю.П. Корпускулярно-вихор-хвильові термокомплекси (тріони) в гетерогенних системах: технічних, космічних, псевдоелементарних, біологічних. Ядро Землі: чавун, рідкий вуглець та алмази. Великий адронний колайдер: гаряча трансформація протонів. Хмара Оорта: холодний колапсний генератор космічних променів надвисоких енергій та джерело мікрохвильового фонового випромінювання / Ю.П. Заспа // Вісник Хмельницького національного університету. Технічні науки. – 2019. – № 4 (275). – С. 227–241.
16. Probing the Proton: Electron – Proton Scattering. URL: <https://www2.ph.ed.ac.uk/~vjm/Lectures/.../PPNotes3.pdf>

References

1. Zaspа Yu.P. Nelineina kontaktna dynamika ta antysymetriia korpuskuliarno-vykhор-khvylyovykh form eletromahnitnoho ta hravitatsiinoho poliv u fonovomu seredovishchi kompleksnoho Evklidovoho prostoru / Yu.P. Zaspа // Herald of khmelnytskyi National university. – 2021. – № 2(295). – S. 193–205.
2. Boos E.E. Standartnaya model i predskazaniya dlya bozona Higgса / E.E. Boos // UFN. – 2014. – T. 184, № 9. – S. 985–996.
3. Lanev A.V. Rezultaty kollaboratsii CMS: bozon Higgса i poiski novoy fiziki / A.V. Lanev // UFN. – 2014. – T. 184, № 9. – S. 996–1004.
4. Fizicheskaya enciklopediya : [v 5 t. / pod red. A.M. Prohorova]. – Moskva : Bolshaya ross. enc., 1999. – 760 s.
5. Fizika mikromira. Malenkaya enciklopediya / [pod red. D.V. Shirkova]. – Moskva : Sov. enc., 1980. – 528 s.
6. Review of Particle physics. Particle Data Group. URL: <http://pdg.lbl.gov>
7. Kochanov A.A. Proverka raschetov spektrov atmosferykh myuonov i nejtrino s ispolzovaniem novykh izmereniy / A.A. Kochanov, A.D. Morozova, T.S. Sinegovskaya, S.I. Sinegovskij // Izvestiya RAN.Ser.fizicheskaya. – 2019. – T. 83, № 8. – S. 1030–1033.
8. Zaspа Yu.P. Korpuskuliarno-vykhор-khvylyovi syntez rechovyny z teplovoho vyprominiuvannia / Yu.P. Zaspа // Herald of khmelnytskyi National university. – 2020. – № 3 (285). – S. 142–156.
9. Danilov S.D. Kvazidvumernaya turbulentsnost / S.D. Danilov, D. Gurarij // UFN. – 2000. – T. 170, № 9. – S. 921–968.
10. Spektralnaya klassifikatsiya zvezd. URL: <https://ru.wikipedia.org/wiki>
11. Radiopulsary. URL: <https://ru.wikipedia.org/wiki>
12. Geliiosejsmologiya. URL: <https://ru.wikipedia.org/wiki>
13. Ladynin A.V. Dipolnye istochniki glavnogo geomagnitnogo polya / A.V. Ladynin // Geologiya i geofizika. – 2014. – T. 55, № 4. – S. 634–649.
14. Solnechnaya aktivnost. URL: <https://ru.wikipedia.org/wiki>
15. Zaspа Yu.P. Korpuskuliarno-vykhор-khvylyovi termokompleksy (triony) v heterohennykh systemakh: tekhnichnykh, kosmichnykh, psevdoelementarnykh, biologichnykh. Yadro Zemli: chavun, ridkyi vuhlets ta almazy. Velykyi adronnyi kolaider: hariacha transformatsiia protoniv. Khmara Oorta: kholodnyi kolapsnyi henerator kosmichnykh promeniv nadvysokykh enerhii ta dzherelo mikrokhvylyovoho fonovoho vyprominiuvannia / Yu.P. Zaspа // Herald of khmelnytskyi National university. – 2019. – № 4 (275). – S. 227–241.
16. Probing the Proton: Electron – Proton Scattering. URL: <https://www2.ph.ed.ac.uk/~vjm/Lectures/.../PPNotes3.pdf>

Рецензія/Peer review : 17.11.2021

Надрукована/Printed :30.12.2021