

Прямий вивід маси нейтрино

Володимир Красноголовець

Інститут фізики, НАНУ, стогна Науки 46, 03028 Київ, Україна

Анотація

У цій статті субмікроскопічна детерміністська концепція, розроблена автором, застосована до проблеми маси нейтрино. Частинка з'являється з простору, який розглянутий як математична решітка первинних топологічних куль, і викликає в своєму оточенні деформаційну шубу. Детально розглянуто принципи взаємодії частинок з простором і через простір між собою. У відповідності до цього підходу, реальні кварки мають лише цілий заряд ($\pm e$) і при русі вони періодично переходять у монопольний стан ($\rightleftharpoons g$), отже, канонічні частинки є динамічними дайонами. Нейтрино виникає як стиснутий кварк, коли він перебуває в монопольному стані, або, іншими словами, монопольний стан кварка (бульбашка в тессерешітці) переходить у відповідний лептонний монопольний стан (цяточка в тессерешітці). Розрахована власна маса (маса «спокою») для кожного аромату нейтрино. Розраховане значення власної маси для електронного антинейтрино становить $1.22873978 \times 10^{-36}$ кг = 0.68927247 eV/c². Переглянуто концепцію осциляцій нейтрино та запропоновано інший постулат, а саме, що перехід від легких ароматів до важких відбувається через непружне розсіювання нейтрино на зустрічних розсіювачах. В результаті нейтрино захоплює дефект маси, стає важчим, і тому відбуваються переходи $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ та $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ і таким чином, кількість легких нейтрино зменшується в досліджуваному потоці нейтрино.

Ключові Слова

Заряд, Інертон, Дефект Маси, Монополь, Нейтрино, Простір, Тессерешітка

1. Вступ

У фізиці нейтрино вже багато вивчено [1]. Знання про маси нейтрино та змішування описані в огляді [2]. Головними досягненнями останніх років стало відкриття осциляцій нейтрино [3] [4]. В цей час дослідники працюють над іншими великими дослідницькими проектами, зокрема вивченням основних параметрів осциляцій нейтрино [5], дослідженням того, чи може бути $2\nu\beta\beta$ розпад ядра можливим без випромінювання будь-яких нейтрино (так званий $0\nu\beta\beta$ розпад) [6], дослідження існування стерильного нейтрино [7], фізичні теми між дослідниками з нейтрино та каонами [8] тощо. Стан і перспективи фізики нейтрино та можливі нові ефекти викладено в оглядах [9] [10].

Багато теоретиків вивчали походження маси нейтрино [11]–[21]. Були розглянуті різні моделі, але основні характеристики цих досліджень зводяться до кількох припущень. Перша можливість полягає в тому, що нейтрино є частинкою Дірака (Dirac), а за цим припущенням частинка (нейтрино) і античастинка (антинейтрино) різні, і такі частинки взаємодіють, тобто

сприймають гравітаційну взаємодію, через наявність маси. Друга можливість полягає в тому, аби розглядати нейтрино і антинейтрино як одну і ту ж частинку, і в такому разі її інтерпретують, як частинку Майорани (Majorana). Різниця полягає в тому, що в майоранівське нейтрино введений половинчастий коефіцієнт, який дозволяє уникнути подвійного підрахунку, оскільки два поля не є незалежними. Крім того, член Дірака гравітаційної взаємодії може бути безпосередньо згенерований через механізм Хіггса і член Дірака може бути інваріантним до перетворень лептонного числа. Хоча у випадку члена Майорани потрібен додатковий триплет Хіггса, який привносить неперенормовані члени в повний лагранжіан і, отже, перетворення лептонного числа стає неможливим.

Крім того, теоретичні підходи до розуміння маси нейтрино включають змішування в рамках механізму гойдалки, припускаючи три активних нейтрино (електронне, мюонне і тау нейтрино). У таких моделях важлива не лише наявність маси та різниці мас у ароматах нейтрино, а й наявність кутів змішування, оскільки саме вони дозволяють визначити осциляції нейтрино. В останній із зазначених вище публікацій про природу маси нейтрино [19] дослідники пропонують нову частинку (частинки), яка має додавати дещо у маси нейтрино, і порівнюють оцінені межі з верхньою межею природності Хіггса (хоча наука не знає напевно, що таке «природність» Хіггса).

У роботі [20] маси нейтрино були розраховані з використанням утримуючого потенціалу нейтрино, електростатичної енергії та його електромагнітного радіуса. Але оскільки ці параметри мають дуже приблизні значення, отриманий результат $0,006 \text{ eV}/c^2$ навряд чи можна вважати правильним.

Дослідники [21] вивчали анархію маси нейтрино в моделях нейтрино Дірака, гойдалці та подвійній гойдалці, а також брали до уваги випадкові матриці мас Майорани. У рамках своєї моделі вони розрахували ймовірнісні розподіли відношень квадратів мас у кожній моделі нейтрино.

У своїй оглядовій статті de Gouvêa [18] підсумовує, що головоломка маси нейтрино є центральним питанням у фізиці елементарних частинок сьогодні. Хоча згадані дослідження зосереджені переважно на масі нейтрино та осциляціях нейтрино, вони все ж не розкривають самої суті явища, а саме: що таке маса нейтрино і яке її походження, як вона виникає, чи має кожен аромат своє значення власної маси? Крім того, саме явище раптового утворення нейтрино в реакції бета-розпаду (або прискорених пучків частинок, які вражають атоми) з нічого продовжує залишатися великою загадкою природи.

У доповіді дослідницької групи [22] з теорії фізики нейтрино вони вказують на те, що важливо ідентифікувати різні гіпотетичні ступені свободи та взаємодії, відповідальні за ненульову масу нейтрино. Однак важливо також визнати, що елементарні частинки – це не точки, а просторово протяжні об'єкти, які повинні мати об'єм і поверхню. Крім того, фізичний вакуум — це зовсім не вакуум, а своєрідний субстрат («лока» у ведичній літературі, який пізніше в Європі стали називати етером), з якого з'являються, а потім зникають усі частинки.

Експериментальні дослідження маси нейтрино являють собою вершину майстерності великих груп дослідників, і, мабуть, найважливішими з останніх досягнень є наступні. У роботі [23] дослідники отримали обмеження для маси електронного нейтрино $< 150 \text{ eV}/c^2$. Їхній метод базувався на захопленні електрона в ^{163}Ho , що супроводжувалося складними процесами електрон-електронного розсіювання, які, ймовірно, вплинули на ефективну масу нейтрино. Близьке значення верхньої межі маси електронного нейтрино отримано [24] за допомогою емісійної спектроскопії циклотронного випромінювання; в їхньому методі електрони мали високу енергію, а між електронами та молекулами газу тритію відбувалися непружні зіткнення $3\text{H}-3\text{H}$. Отримана межа для маси нейтрино становила $< 152 \text{ eV}/c^2$ [24]. Нарешті високоточне пряме вимірювання спектру бета-розпаду тритію з використанням молекулярного тритію ($\text{T}_2 \rightarrow \text{HeT}^+ + e + \bar{\nu}_e$) показало, що верхня межа для маси електронного нейтрино була $< 0,8 \text{ eV}/c^2$ [25] і їхній метод не спирався на припущення, чи було нейтрино частинкою Дірака чи Майорани.

Така значна розбіжність між наведеними вище дослідними результатами, отриманими за допомогою дуже точних складних експериментальних методів, потребує пояснення. Однак досі

ми не бачили жодного аналізу настільки різючої розбіжності в отриманих результатах вимірювання значення маси нейтрино.

У цій праці висвітлено всі ці порушені питання та надано відповіді. Крім того, уточнене поняття маси як такої, починаючи з першооснов. У статті запропоновано підхід, який базується на структурі та властивостях реального фізичного простору, а тому опис і пошук відповідей на поставлені проблеми відрізняється від усталених абстрактних теоретичних підходів, характерних для сучасної фізики елементарних частинок.

2. Попередній розгляд

У фізиці елементарних частинок заведено використовувати абстрактний математичний апарат для опису частинок, їх взаємодії, створення та знищення. Однак, незважаючи на великий прогрес у вивченні елементарних частинок за допомогою засобів фізичної математики, дослідники відзначають серйозні проблеми з таким підходом. Lykken і Spirigopolu [26] підкреслюють, що невдача знайти суперпартнерів породжує кризу у фізиці, змушуючи дослідників піддавати сумніву припущення, на основі яких вони працювали десятиліттями. Shifman [27] зазначає, що відсутність суперпартнерів для частинок в експериментах на Великому Гадронному Пришвидшувачі вказує на розрив парадигми в нашому базовому розумінні квантової фізики. Він також зазначає, що теоретикам потрібно перевчитися (оскільки вони в основному використовують математичні методи, які описують симетрію/суперсиметрію, і не мають достатнього апарату для альтернативних підходів). Comay [28] обговорює ряд концептуальних помилок в електромагнітних, слабких і сильних взаємодіях, розкриває серйозні помилки в квантовій хромодинаміці (КХД) і Стандартній моделі в цілому. Він зазначає, що такий стан справ далеко не загальновідомий, і наголошує на необхідності перегляду Стандартної моделі.

Крім того, в теоретичних концепціях фізики елементарних частинок частинку розглядають як математичну точку, що істотно послаблює теорію і вказує на необхідність розширення поглядів на реальну ситуацію. У моїй статті [29] обговорена можливість вирішення кризи у фізиці елементарних частинок, пов'язаної з колапсом суперсиметрії, враховуючи субмікроскопічний підхід, який передбачає як структуру реального фізичного простору, так і об'єм і поверхню частинок.

У Стандартній моделі фізики елементарних частинок досі відсутні точні визначення низки основних понять. Насправді всі процеси фізики елементарних частинок відбуваються у фізичному просторі, але теорія лише робить посилання на фізичний вакуум, з якого виникають усі частинки. Будь-які чіткі визначення базових понять, таких як вакуум, частинка, лептон, кварк, маса, заряд і так далі, в довідковій літературі відсутні.

Можна сказати, що поле Хіггса є основним полем природи, яке пов'язане з генерацією мас усіх масивних частинок. Проте поле Хіггса введено як абстрактне поле, що має дві абстрактні скалярно-нейтральні та дві абстрактні електрично заряджені компоненти, які утворюють комплексний дублет слабкої ізоспінової симетрії $SU(2)$. Як ці абстрактні поняття фізичної математики пов'язані з реальним простором, який скоріше мають описувати правила суто математики та математичної фізики? Крім того, формалізм Хіггса не відповідає на просте питання: що таке маса, що таке заряд? Хтось скаже, що поле Хіггса пояснює генерацію маси, а не походження самої маси. Генерація «квантів маси» в комплексних числах з кількох абстрактних символів, введених у пару диференціальних рівнянь написаних на аркуші паперу? Цей підхід не може в принципі пояснити поняття маси. Крім того, Comay [28] показує, що поточна форма густини Лагранжа в КЕД порушує збереження парності, тоді як електродинаміка зберігає парність, і він демонструє, що густина Лагранжа $-1/4 \cdot F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$, безумовно, є помилковим елементом нинішньої структура КЕД, проте саме цей член є надзвичайно важливим для цитованої статті Хіггса [30]. Крім того, в рамках формалізму Хіггса немає розуміння того, що таке

реальний фізичний простір. Ми також можемо процитувати слушне зауваження [31]: «Проблема полягає у відсутності економності: якщо нам не потрібна “частинка діелектричної проникності” для опису електричних властивостей вакууму, то навіщо нам потрібна “частинка маси” для опису масової властивості вакууму?»

Серйозні концептуальні проблеми виникають і в ядерній фізиці. Дійсно, нещодавно виявлено [32] [33], що ядерні сили, включно з тими, які отримані в рамках теорії хірального ефективного поля, не здатні відтворити збудження α -частинки. А саме, обчислений перехідний форм-фактор, який забезпечує перевірку теореми факторизації КХД, показав приблизно вдвічі більше значення в порівнянні з виміряним в дослідах.

Це підкреслює той факт, що реальні ядерні сили не можна пов'язувати лише з абстрактним формалізмом теорії КХД.

Фізика елементарних частинок має багато серйозних проблем, оскільки вона все ще спирається на базу знань, створену близько 90 років тому. Фізики елементарних частинок досі діють на основі абстрактних теоретичних поглядів, застосовуючи до реальності результати, отримані за допомогою абстрактних інструментів фізичної математики. Усі теорії, які використовують у фізиці елементарних частинок, базуються на симетриях, що можливо лише у випадку, коли частинку розглядають як точку, а не як протяжні об'єкти. Звичайно, такий підхід може призвести до серйозних помилок у результатах, і фізики елементарних частинок повинні бути готові до такого розвитку подій. Для опису реальності необхідно використовувати математичну фізику, яка оперує параметрами реальної матерії та реальних об'єктів. Встановлення нових фундаментальних принципів можливе лише на основі знання реального фізичного простору, його структури та законів, які потім повинні бути пов'язані з квантово-механічним формалізмом. Нерозуміння цього, ймовірно, призведе до відкриття нових незрозумілих явищ.

Детальна математична теорія реального фізичного простору була побудована Bounias та автором [34] [35] [36], починаючи з теорії множин, топології та фрактальної геометрії. Детальне застосування до фізики зроблено в книзі [37], в якій фізика елементарних частинок і ядерна фізика були описані в термінах, виведених з субмікроскопічної структури простору.

У математиці точку можна розглядати як топологічну кулю, а набір точок представляє набір/мережу куль. Тоді, у такому підході, матерія та відстані можуть бути отримані з одного многовиду.

Таким чином, фізичний простір можна розглядати як математичну решітку первинних топологічних куль, яку Michel Bounias назвав мозаїчною решіткою, тессерешіткою [34]. У тессерешітці розмір кулі, яка є коміркою, можна охарактеризувати довжиною Планка $\ell_{\text{Planck}} = \sqrt{\hbar G/c^3} \approx 1.6 \times 10^{-35}$ м. З фізичної точки зору тессерешітка є виродженим субстратом, який має властивості дискретності та континууму та є підструктурою «фізичного вакууму».

У тессерешітці локальні фрактальні деформації пов'язані з локальним виникненням матерії. Іншими словами, фрактальні утворення виявляють появу чогось із нічого, оскільки локальна фрактальна деформація означає локальне збільшення розмірності простору. Таким чином, частинка з'являється з виродженої комірки тессерешітки за деякими фрактальними правилами. Такий підхід дозволяє ввести поняття частинки (як лептона, так і кварка) і поняття маси. Існуючі частинки також можна описати за допомогою субмікроскопічної концепції [37].

Дійсно, лептон можна легко віднести до фрактально стиснутої комірки, бо така частинка є стабільною, оскільки вона здатна протидіяти тиску з боку всього субстрату тессерешітки; тоді ефективні радіуси відомих ароматів (електрон, мюон, тау) підкоряються нерівностям: $\ell_{\text{Planck}} > r_e > r_\mu > r_\tau$, тобто чим важчий лептон, тим менший його розмір.

Маса m_A частинкової кулі A є функцією пов'язаного з фракталом зменшенням об'єму кулі,

$$m_{A,i} = C \sqrt[3]{V_i^{\text{deg}} / V_i^{\text{lepton}}} \cdot (e_V - 1) \gg 1 \quad (1)$$

де C є фактором розмірності; $i = 1, 2, 3$ (це три лептони – electron, muon, tau); (e_V) є експонента Булігана (Bouligand) та $(e_V - 1)$ є вигреш у розмірності, отриманий фрактальною ітерацією; V^{deg} є об'єм виродженої кулі і V^{lepton} є об'ємом частинки, яка сформувалася з цієї кулі. Фрактальність вводить зміну розмірності клітини частинок (3D наближається до 4D завдяки згортанню об'ємних фракталів), що тепер відрізняє її від інших вироджених клітин тессерешітки. Отже, збільшення розмірності є необхідною умовою для створення матерії.

Кваркоподібна сім'я має структуру, протилежну структурі лептонів, а саме, у випадку кварків ми можемо передбачити роздутість за допомогою фрактальної ітерації виродженої комірки. Отже, для кварків має місце таке співвідношення

$$m_{A,i} = C V^{deg} / V_i^{quark} \cdot (e_V - 1) \ll 1 \quad (2)$$

де $V_{i+1}^{quark} > V_i^{quark}$, $i = 1, 2, \dots 6$ (шість кварків).

Нерівність (2) показує, що кварки не мають маси в сенсі лептонної маси (1): лептони є фрактальними об'ємно стиснутими об'єктами, а кварки є фрактальними об'ємно роздутими об'єктами. Ось чому ці два класи частинок демонструють абсолютно різну механіку в тессерешітці: лептони підкоряються квантово-механічному формалізму (таємницю якого розкриває детерміністська субмікроскопічна механіка), а кварки підкоряються механіці бульбашок [37] [38].

Звичайно, локальна фрактальна деформація повинна створити деформаційну шубу у середовищі за аналогією з тим, що відбувається у фізиці твердого тіла навколо електрона, який потрапляє в полярний кристал; поза деформаційною шубою тессерешітка перебуває у виродженому, недеформованому стані (Рис. 1).

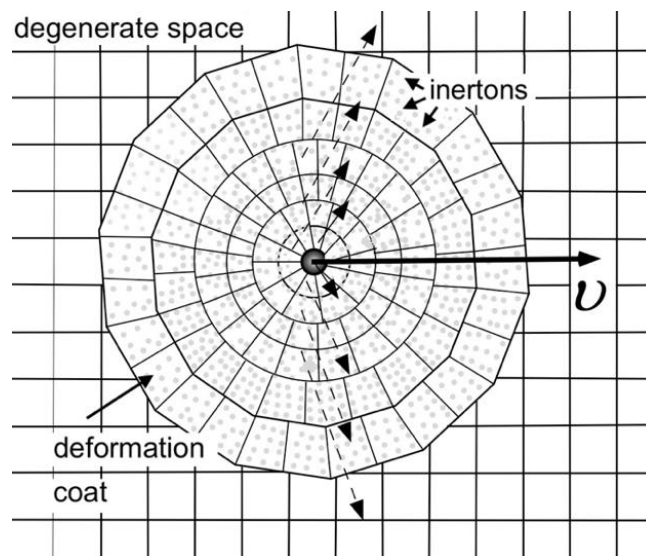


Рис 1. Рух частинки в тессерешітці.

2.1. Лептони в тессерешітці

Коли частинка починає рух протискуючися між клітинами тессерешітки, вона стикається з зустрічними комірками. В результаті частинка поступово втрачає масу і швидкість, випромінюючи просторові збудження, які виносять з неї об'ємні фрактали, тобто фрагменти маси частинки. Ці збудження мігрують через тессерешітку за допомогою релейного механізму,

стрибаючи від комірки до комірки.

З субмікроскопічного розгляду довжина хвилі де Бройля λ частинки фактично характеризує відрізок тессерешітки, в якій маса частинки зазнає розпаду. В наступному відрізку λ шляху частинки тессерешітка, маючи пружні властивості, повертає ці масові збудження назад до частинки (Рис. 2). Збудження отримали назву «інертони» [37]; з цього випливає, що інертони є сутністю сили інерції, оскільки будь-який фізичний рух передбачає їх появу.

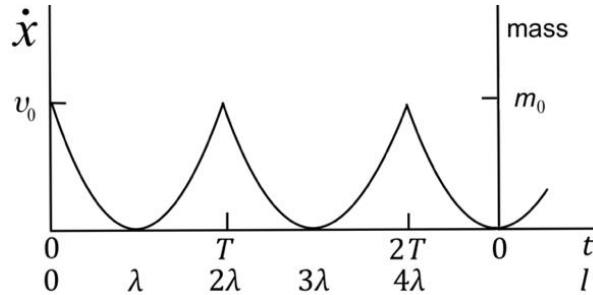


Рис. 2. Осциляції швидкості та маси частинки. Частинка випускає фрагменти своєї маси на непарних відрізках $\lambda \cdot (2n - 1)$ і поглинає їх на парних відрізках $\lambda \cdot 2n$ довжини свого шляху, де λ є де Бройлевською довжиною хвилі частинки, і $n = 1, 2, \dots$

Лагранжیان рухомої масивної частинки та її інертонної хмари в одновимірному розгляді є

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} m \dot{x}^2 + \frac{1}{2} \mu \dot{\chi}^2 - \frac{1}{T} \sqrt{m\mu} x \dot{\chi} \quad (3)$$

де x і χ є координатою частинки та інертонної хмари, відповідно; m маса частинки, μ маса інертонної хмари, T є час розсіяння (або період осциляції частинки). Тут $m = \mu$ тому, що частинка і її інертонна хмара здійснюють обмін одною й тою ж масою.

Результатом рівнянь руху є співвідношення де Бройля для частинки:

$$\lambda = h/(mv) \quad \text{та} \quad E = hv \quad (4)$$

де $v = 1/T$.

Співвідношення (4) дозволяють вивести рівняння Шредінгера, в якому хвильову ψ -функцію потрібно інтерпретувати як приведену густину маси системи {частинка + інертонна хмара}; вона набуває змісту хвилі в хвильовому рівнянні для звукових хвиль. Крім того, цей підхід дає змогу оцінити амплітуду інертонної хмари частинки:

$$\Lambda = \lambda c/v. \quad (5)$$

Λ показує, на яку відстань від частинки можуть бути віддалені інертони, забезпечуючи коротку дію (хоча квантова механіка є теорією далекої дії).

Періодичну дефрагментацію маси частинки та її відновлення можна описати наступним лагранжіаном

$$\mathcal{L}_{\text{mas-tens}} = \frac{1}{2} \lambda^2 \dot{m}^2 + \frac{1}{2} m_0^2 \dot{\xi}^2 + v m_0 \lambda \dot{m} \nabla \xi \quad (6)$$

де ξ є натяг, до якої періодично змінюється маса m . Рівняння руху набувають вигляду:

$$\ddot{m} - v^2 \nabla^2 m = 0, \quad (7)$$

$$\ddot{\xi} - v^2 \nabla^2 \xi = 0, \quad (8)$$

які є хвильовими рівняннями для маси m і натягу ξ , відповідно, тобто періодичної зміни стиснення і розрідження, вузлів і пучностей ($m \rightarrow |\xi| \rightarrow m \rightarrow |\xi| \rightarrow \dots$). Для самої частинки перехід до напруженого стану означає, що частинка вільна від фракталів і, отже, повинна повернутися до свого початкового об'єму V_i^{deg} , типового для виродженої комірочки тессерешітки, але в цій ситуації комірочка-частинка набуває жорсткості через набутий натяг ξ (наприклад, як натягнута струна).

2.2. Електродинаміка в тессерешітці

Електричний заряд проявляється на поверхні кулі в тессерешітці як квантовий поверхневий фрактал, тобто шипи, що покривають поверхню, визначають наявність заряду в кульці. Те, що заряд є поверхневим явищем, видно з макрофізичних об'єктів живої природи [37], наприклад, плід каштана або їжак є типовими зарядами; чоловічий статевий орган можна розглядати як позитивний заряд, а жіночий – як негативний.

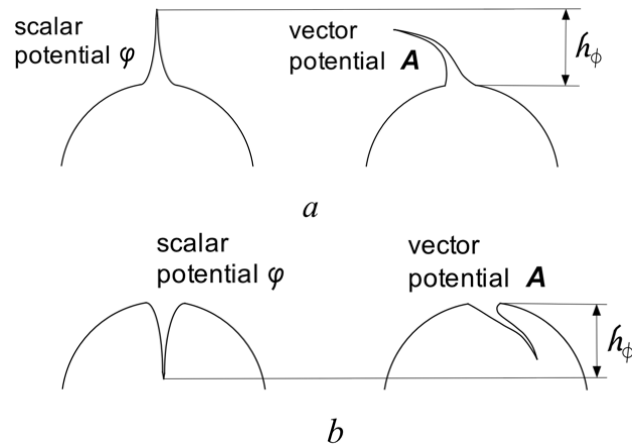


Рис. 3. Один шип на поверхні кулі. *a* – шип, спрямований назовні, створює позитивний електричний заряд; *б* – шип, спрямований всередину, створює негативний електричний заряд.

Рис. 3 ілюструє поведінку шипів на поверхні відповідної кулі, або комірочки. φ – скалярний потенціал, який утворює електричне поле $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$, і \mathbf{A} , який є зачесаним, або закрученим шипом, є вектор-потенціалом, який утворює індукцію магнітного поля $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$.

Фотон — це збудження тессерешітки, яке рухається в тессерешітці подібно до інертону, тобто стрибає з комірочки до комірочки. Фотон несе електромагнітну поляризацію, тобто в тій самій комірці зовнішні та внутрішні шипи частково присутні на двох протилежних сторонах комірочки [36].

Густина Лагранжа для потоку вільних фотонів, які взаємодіють із зарядженою частинкою, у стандартних символах [37] [39]

$$\mathcal{L}_{\text{el-magn}} = \frac{\varepsilon_0}{2c^2} \dot{\varphi}^2 + \frac{\varepsilon_0}{2} \dot{\mathbf{A}}^2 + \varepsilon_0 \dot{\mathbf{A}} \cdot \nabla\varphi - \frac{\varepsilon_0 c^2}{2} (\nabla \times \mathbf{A})^2 - \rho \cdot (\varphi_0 - \varphi) + \mathbf{g} \cdot \mathbf{A} \quad (9)$$

де ρ є густина заряду, φ_0 є точкою відліку потенціалу φ тому, що насправді ми розглядаємо різницю потенціалів між двома точками, \mathbf{v} є швидкістю заряду, а \mathbf{g} є щільністю магнітного монополя, введеного замість звичайного виразу $\mathbf{j} = \rho\mathbf{v}$, тобто $\mathbf{g} = \rho\mathbf{v}$. Рівняння руху, тобто рівняння Ейлера-Лагранжа для потенціалів φ і \mathbf{A} такі, як показано нижче

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \nabla^2 \varphi = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (10)$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \nabla^2 \mathbf{A} = \mu_0 \mathbf{g}. \quad (11)$$

Ці два рівняння є формою д'Аламбера рівнянь Максвелла. Тут рівняння (10) є хвильовим рівнянням для густини електричного заряду, а рівняння (11) є хвильовим рівнянням для густини магнітного монополя \mathbf{g} . Рівняння (10) і (11) показують, що рівняння Максвелла є симетричними в тому сенсі, що їхня структура однакова як для електричного, так і для магнітного потенціалів, і це так і повинно бути – джерелом електричного поля є електричний заряд, а джерелом магнітного поля є магнітний заряд, який ми називаємо монополем. Вектор $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$ є нормальним до поверхні частинки, а векторне поле \mathbf{A} є дотичним до поверхні частинки; тобто ці дві компоненти ортогональні, як і повинно бути.

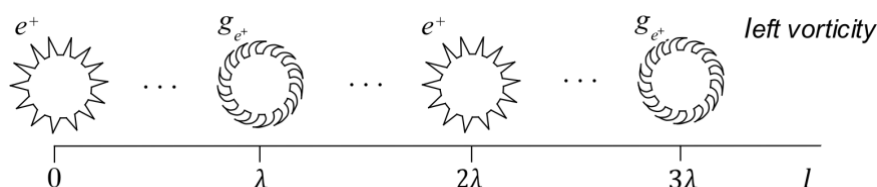


Рис. 4. Принцип руху позитивно зарядженої частинки: зарядовий стан періодично переходить у монопольний (і аналогічно для правої завихреності).

Рис. 4 демонструє рух позитивно зарядженої частинки. Потенціали φ та \mathbf{A} рухаються протифазно. Цей рисунок є хорошим доповненням до Рис. 2, оскільки він показує, що всі характеристики частинки, яку ми розглядаємо, періодично змінюються на своєму шляху: маса до натягу, заряд до монополя, а швидкість також коливається між початковим значенням і нулем. Просторовим періодом цього коливання є довжина хвилі де Бройля λ частинки. Внутрішньою причиною такої поведінки цих характеристик є взаємодія частинки з зустрічними комірками тессерешітки, інакше кажучи, це відбувається внаслідок безперервної взаємодії частинки з фізичним простором (який є субстрат!).

Крім того, електричний заряд є дайоном: стан електричного заряду e періодично змінюється на стан магнітного монополя g . Крім того, електричний заряд як квант поверхневої фрактальності повинен бути однаковим і для лептонів, і для кварків, оскільки вони виходять з однієї комірки, а заряд є цілим.

Таким чином, і лептони, і кварки підпорядковуються тим самим рівнянням Максвелла. Так і повинно бути тому, що фотони, як носії електромагнітного поля, є носіями електромагнітної взаємодії як для лептонів, так і для кварків – спектр фотонів неперервний приблизно від 0 Гц (дуже довгі радіохвилі) до максимально досягнутих значень приблизно 10^{28} Гц (гамма-кванти), що відповідає 10–100 ТеВ.

2.3. Кварки в тессерешітці

Заряд кварка неможливо безпосередньо виміряти через утримання кварка в гадронах (явище конфаймента). Тим не менш, група дослідників, об'єднаних в колаборацію ATLAS [40], провела дослід з встановлення заряду t -кварка, завдяки кореляції продуктів його розпаду з b -кварком і зарядами колімованих гадронів з b -кваркової гадронізації, що утворюють b -струми. Дослідники прийшли до висновку, що t -кварк характеризується зарядом $-2e/3$. Однак їхній результат був отриманий завдяки ручному введенню заряду $Q_b = -e/3$ для b -кварка (див. [40], рівняння (5.1) і (7.1)). Таким чином, результат, отриманий ATLAS Collaboration, не можна вважати надійним.

Також немає передумов для виникнення дробового електричного заряду на кулі/комірці в тессерешітці, немає аргументів на користь зарядів $\pm e/3$ або $\pm 2e/3$.

З іншого боку, деякі дослідники [41] [42] [43] [44] підкреслюють, що моделі заряду цілого кварка описують експерименти краще, ніж ті, що використовують дробові заряди. Так, Ferreira [42] писав, що моделі цілочисельного заряду краще, ніж стандартна модель, описують двох-фотонні дані. LaChapelle [44] підкреслив, що кварки та лептони є проявами одного і того ж основного поля. Подальший доказ того, що кварки мають цілий заряд, походить безпосередньо з β -розпаду; випущений електрон має цілий заряд $-e$, що прямо вказує на те, що всередині материнського нукліда були лише цілі заряди [37].

Отже, кварки можуть мати лише цілий заряд. Тоді ми можемо приписати заряд $+e$ для u -кварка та заряд $-e$ для d -кварка. Це дозволяє побудувати наступну структуру π -мезонів [37] [38]

$$\pi^0 = d u, \quad \pi^+ = u g_d, \quad \pi^- = \bar{u} g_{\bar{d}}, \quad (12)$$

тобто π^0 -мезон є вихором, в якому обертаються кварки u та d ; π^+ -мезон є вихором u -кварка і монополем d -кварка, тобто, g_d ; π^- -мезон є вихором \bar{u} -антикварка і монополя \bar{d} -антикварка, тобто $g_{\bar{d}}$.

Структури протона і нейтрона, відповідно

$$p = d u u, \quad p^+ = (d u, u) = (\pi^0, u), \quad (13)$$

$$n = d u g_u, \quad n^0 = (d u, g_u) = (\pi^0, g_u). \quad (14)$$

За аналогією з лептонами, рухомі кварки випромінюють збудження, які можна назвати «інверсними інертонами», або «інертонами кварків», що дозволяє ідентифікувати їх з глюонами теорії сильної взаємодії. Отже, кварк загорнутий у власну хмару роздутих просторових збурень, глюонів. Розглядаючи кварки як бульбашки, легко показати, що потенціал $V(r) = \sigma r$ відображає перекривання двох бульбашок, а енергію перекриття описує член $\Delta E_{\text{attraction}} = -\sigma r$, де r — відстань між центрами двох бульбашок [37] [38]. Знову ж таки, коли дві бульбашки злегка перекриваються, кварки взаємодіють через відповідний статичний потенціал бульбашка-бульбашка $V(r) \propto r$, і це є причиною явища, відомого як утримання кварків (конфайнмент).

В гадроні, який є злиттям бульбашок, рухомий кварк випромінює свої кваркові інверсні інертони, або глюони, у вигляді стоячої сферичної хвилі, що забезпечує короткодію між кварками. Така стояча сферична хвиля встановлює начебто статичний потенціал $V(r) \propto 1/r$ для іншого кварка і це явище відоме, як асимптотична свобода для кварків у теорії сильної взаємодії.

3. Результати

Як відомо, спочатку нейтрино відсутнє в ядрах і мезонах, з яких воно з'являється при наявності ядерних реакцій і зіткненнях частинок. Розглянемо, як утворюється нейтрино в рамках субмікроскопічної концепції.

3.1. Народження нейтрино

На цей час у фізиці елементарних частинок слабкі розпади гадронів розглядають в термінах базових процесів, в яких кварки випромінюють або поглинають бозони W^\pm котрі входять до складу гадронів. Розпад нейтрона описують реакцією $d \rightarrow u + W^-$, а потім $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$. Тобто нейтрон випромінює електрон і електронне антинейтрино через слабку взаємодію. Бозони W^\pm і Z^0 розглядають як носії слабкої взаємодії, але їх точні властивості до кінця не відомі. Вважають, що вони не повинні мати внутрішньої структури. З іншого боку, ці бозони можуть бути комбінованими частинками і їх можна віднести до сімейства мезонів. Насправді одна справа — роль, яку їм приписують у теоріях, а інша — те, що саме вимірюють в експериментах, тим більше, що кінцеві продукти розпаду бозонів W^\pm і Z^0 — це ті ж елементарні частинки, що й у випадку мезонів $\pi^0, K^0, \omega, J/\psi$, тощо, які є електронами, мюонами, тау і нейтрино.

У рамках субмікроскопічної концепції [37] [38] розпад гадрону проходить під впливом спонтанних пар кварк-антикварк, що стимулює розпад. Такі спонтанні пари виникають із тессерешітки внаслідок потужного впливу частинки на зустрічні комірки. Розпад нейтрона (поданий нижче як $(du + g_u)$), тобто комбінація кварків d і u та магнітного монополя g_u відбувається при зіткненні з парою кварк-антикварк $\{u^+ \bar{u}^-\}$ за наступною формулою (Рис. 5):

$$\begin{aligned} (d^- u^+ + g_u) + \{u^+ \bar{u}^-\} &\rightarrow (d^- u^+ + g_u + u^+ + \bar{u}^-) \\ &\rightarrow (d^- u^+ + u^+ + \bar{u}^- g_u) \rightarrow (d^- u^+ + u^+) + (\bar{u}^- g_u), \end{aligned} \quad (15)$$

або

$$n^0 \rightarrow p^+ + W^-. \quad (16)$$

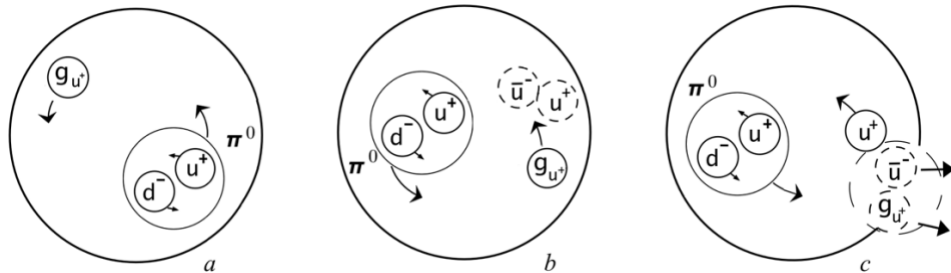


Рис. 5. Розпад нейтрона до протона.

Отже, ми розкрили, що W^- -бозон — це комбінована частинка $W^- = (\bar{u}^- g_u)$, яка є вихором, що складена з u антикварка та магнітного монополя g_u від вихідного кварка u . W^- бозон є нестабільним і при розпаді кварк і кварковий монополь розділяються. Але одиничний кварк і одиничний кварковий монополь є нестабільними в тессерешітці також і тому колапсують (тобто стискаються тессерешіткою) до стану відповідного лептона. Те ж саме має місце і для інших бозонів слабкої взаємодії, таким чином:

$$W^- \equiv (\bar{u}^- g_u) \rightarrow (e^-, \bar{\nu}_e) \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e, \quad (17)$$

$$W^+ \equiv (u^+ g_{\bar{u}}) \rightarrow (e^+, \nu_e) \rightarrow e^+ + \nu_e, \quad (18)$$

$$Z^0 \equiv (u^+ \bar{u}^-) \rightarrow \begin{cases} \gamma + \gamma, \\ \mu^+ + \mu^-. \end{cases} \quad (19)$$

Піони, що утворюються під час розпаду з подальшим стисканням кварків, поведуться подібним чином:

$$\pi^0 \rightarrow (d) + (u) \rightarrow \begin{cases} \gamma + \gamma, \\ e^+ + e^- + \gamma, \end{cases} \quad (20)$$

$$\pi^+ \rightarrow (u) + (g_d) \rightarrow \begin{cases} e^+ + \nu_e, \\ \mu^+ + \nu_\mu, \end{cases} \quad (21)$$

$$\pi^- \rightarrow (\bar{u}) + (g_{\bar{d}}) \rightarrow \begin{cases} e^- + \bar{\nu}_e, \\ \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \end{cases} \quad (22)$$

Перехід магнітного монополя зі стану кварка (роздута комірка) у стан лептону (стиснута комірка) ілюструє Рис. 6.

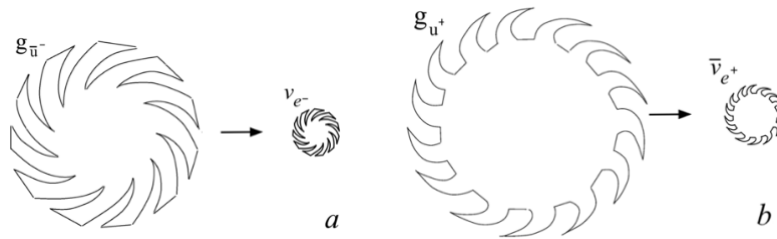


Рис. 6. Перехід монополя з кваркового стану в лептонний. *a* — монополь, який утворився від негативного заряду ($-e$); *b* — монополь, який утворився від позитивного заряду ($+e$).

Тессерешітка стискає вільну роздуту комірку (вільний кварк) до зменшеної комірки (лептон), оскільки маленька кулька протистоїть стисненню з боку тессерешітки краще, ніж велика куля. Тому кварк перетворюється на лептон. Незважаючи на те, що має місце об'ємне стиснення частинки, її форма залишається незмінною, тобто топологія монопольного стану є збереженою. Наприклад, u^+ переходить в стан позитрону e^+ , а g_d перетворюється в ν_e . Тобто магнітний монополь g_d кварка d стає магнітним монополем електрона g_e , який ми асоціюємо з нейтрино ν_e .

Обговорений механізм утворення нейтрино дає дуже цікаву можливість вивести його масу, так би мовити, з перших принципів.

3.2. Маса нейтрино

Вирази (3), (6)–(8) і Рис. 2 показують, що частинка рухається в тессерешітці з періодичним розпадом її маси. Електронне антинейтрино — це електрон у своєму стані натягу, який швидко формується в неадіабатичних умовах (Рис. 6). Отже, нейтрино/антинейтрино — це частинка, яка не повинна мати маси та електричного заряду; це частинка, яка перебуває в стані натягу, тобто за розміром вона може бути такою ж, як навколишні комірочки простору, але на відміну від них

вона тримає «тверду» форму; крім того, поверхневі фрактали частинок є зігнутими, тобто, перебувають в зачесаному стані.

Таким чином, видає на те, що народжене нейтрино не може рухатися за визначенням тому, що воно не є просторовим збуренням, як фотон або інертон, котрі рухаються скачучи від комірки до комірки в тессерешітці. Нейтрино — це реальна частинка, яка може пересуватися, лише протискуючися між зустрічними комірками тессерешітки, але для такого руху потрібна маса як витратний матеріал: маса періодично розпадається, переходячи до тессерешітки, а потім остання повертає масу назад і так далі.

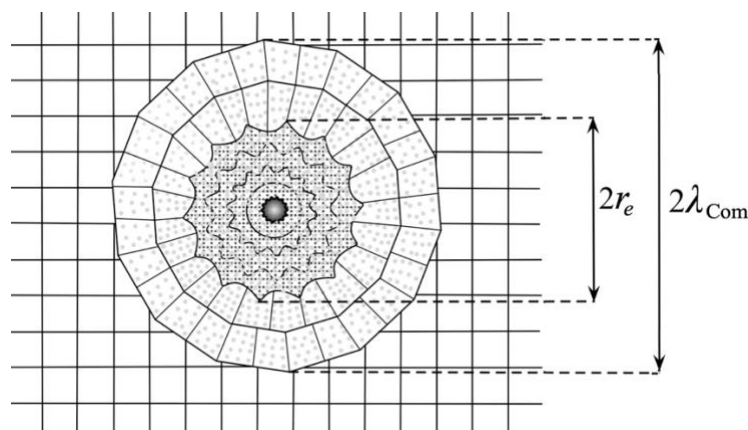


Рис. 7. Деформаційна шуба включає дві підструктури: масову та електричну, які характеризуються комптонівською довжиною хвилі λ_{Com} та класичним радіусом електрона r_e , відповідно.

З іншого боку, оскільки нейтрино знаходять скрізь, то вони таки рухаються, і тому в нейтрино повинна бути маса. У той же час електромагнітний стан частинки може залишатися замороженим у монополюному положенні. Це означає, що ми повинні ретельно дослідити: Що є джерелом маси у випадку нейтрино?

На Рисунку 7 зображено частинку, тобто електрон, створений у тессерешітці. Частинка сама по собі мала, коли вона формується з комірки, але вона створює велику деформаційну шубу в тессерешітці. Структура деформаційної шуби є досить складною, оскільки центральна стиснута частинкова комірка викликає об'ємний натяг та електричну поляризацію в комірках шуби. Деформаційна шуба рухається разом із частинкою, що означає, що в кожному новому положенні частинки тессерешітка підлаштовує свої комірки таким чином, що деформаційна шуба завжди присутня навколо частинки.

Розмір електрично поляризованої деформаційної шуби, який відомий як класичний радіус електрона r_e , був виміряний J. J. Thomson [45]. Розмір масової деформаційної шуби, який відомий як комптонівська довжина хвилі електрона λ_{Com} , був виміряний A. Compton [46].

Субмікроскопічна механіка [37] стверджує (Рис. 2), що маса частинки повністю зникає в кінцевій точці кожної непарного відрізка λ шляху частинки. Тому масова деформаційна шуба теж має зникнути. Однак Рис. 7 показує, що електрична або полярна деформаційна шуба має бути збережена, хоча й у деякому зміненому стані, завдяки тому факту, що монополю здатен впливати на навколишню тессерешітку. Дійсно, поверхневі фрактали частинки, розташовані на

поверхні частинки, змінюють розмірність поверхні, перетворюючи її з 2D на 3D (про фрактальність поверхні див., наприклад, Feder [47], глава 13). Це означає, що монополь повинен утворювати і утримувати масову деформаційну шубу, обмежену сферою з поверхнею $4\pi r_e^2$. А за межами радіусу r_e будь-яка деформація простору зумовлена електронним нейтрино має бути відсутня.

Отже, якщо маса спокою електрона дорівнює m_e , що відповідає масі в початковій точці кожного непарного відрізка λ (Рис. 2), то в кінцевій точці непарного відрізка λ (яка також є початковою точкою парного відрізка λ) маса електрона стає

$$\mu = m_e \frac{4\pi r_e^2}{4\pi \lambda_{\text{Com}}^2} = m_e \left(\frac{r_e}{\lambda_{\text{Com}}} \right)^2. \quad (23)$$

Для всіх трьох ароматів нейтрино (електрон, мюон, тау) дійсними є наступні співвідношення:

$$m_i c^2 = \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 r_i}, \quad \lambda_{\text{Com},i} = \frac{h}{m_i c}, \quad (24)$$

що вказує на універсальність відношення $r_i/\lambda_{\text{Com},i}$:

$$\frac{r_i}{\lambda_{\text{Com},i}} = \frac{\alpha}{2\pi} = \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 c h} = 1.1614097324269 \times 10^{-3} \quad (25)$$

де r_i є радіус електрично поляризованої деформаційної шуби i -го нейтринного аромату і α є сталою тонкої структури (визначення α дано в посиланні [37], розділ 1.8.7).

Таким чином, маса (23) постійно зберігається в електроні, і ця маса відповідає його монопольному стану. Очевидно, що ця маса також є масою антинейтрино (і масою нейтрино теж):

$$\mu_{\nu e} = m_e \cdot \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)^2 = 1.22873978 \times 10^{-36} \text{ kg} = 0.68927247 \text{ eV}/c^2 \quad (26)$$

де маса спокою електрону $m_e = 9.1093837 \times 10^{-31} \text{ kg}$. Обчислена у виразі (26) маса електронного антинейтрино $\mu_{\nu e}$ добре узгоджена з дослідно отриманою нерівністю $< 0,8 \text{ eV}/c^2$ [25]. Таке ж значення маси має позитронне нейтрино.

Знаючи значення маси мюона ($m_{\text{muon}} = 1.883531627 \times 10^{-28} \text{ kg}$, або $105.66 \text{ MeV}/c^2$) і тау ($m_{\text{tau}} = 3.16754 \times 10^{-27} \text{ kg}$, або $1776.86 \text{ MeV}/c^2$), ми можемо оцінити маси їхніх нейтрино по аналогії з виразом (26):

$$\mu_{\nu \text{muon}} = m_{\text{muon}} \cdot \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)^2 = 2.54062343 \times 10^{-34} \text{ kg} \approx 142.534236 \text{ eV}/c^2, \quad (27)$$

$$\mu_{\nu \text{tau}} = m_{\text{tau}} \cdot \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)^2 = 4.27261 \times 10^{-33} \text{ kg} \approx 2.39702 \text{ keV}/c^2. \quad (28)$$

Тим не менш, дослідні дані свідчать, що $\mu_{\nu \text{muon}} \leq 0,19 \text{ MeV}/c^2$ [48] і $\mu_{\nu \text{tau}} < 18.2 \text{ MeV}/c^2$ [49]. Ці нерівності суттєво відрізняються від виразів (27) і (28) відповідно, що може бути пов'язане з тим, що мюонні і тау нейтрино поглинають дефект маси δm під час непружних зіткнень.

Розглянемо сценарій, згідно з яким мюонні і тау нейтрино набувають порівняно значної маси. По-перше, важливо крок за кроком зрозуміти, як відбувається розпад мюонів і тау. У фізиці елементарних частинок дослідники представляють типову реакцію, показану на Рис. 8. У цьому

розпаді створення W^- бозона є головним моментом реакції. Однак Рис. 5 і рівняння (17) вказують на те, що W^- бозон складений з кварка \bar{u} і монополя g_u , і монополь не може народитися, можуть бути створені лише пари кварк-антикварк у зарядженому стані (те саме для електрон-позитронних пар). Рухома частинка набуває свого монопольного стану в кінці кожного непарного відрізка λ свого шляху, що є довжиною хвилі де Бройля частинки. Тому розпад мюона краще описати наступним чином.

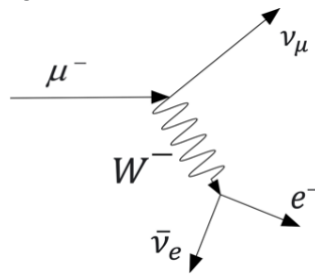


Рис. 8. Розпад мюона, загально усталена схема.

Мюон з високою енергією натрапляє на локальну перешкоду, як-от центр розсіювання, в якому енергія стає щільнішою так, що тессерешітка створює там нейтральне збурення у формі пари кварк-антикварк ($u \bar{u}$). Пара може вижити, тільки якщо вона володіє кутовим моментом. Таким чином, кварки утворюють вихор і обертаються навколо спільного центру, і тому випускають та поглинають кваркові інертони, періодично проходячи через зарядовий і монопольний стани. Мюон μ^- , перебуваючи в резонансі зі створеною парою, потрапляє в середину цієї пари кварків і тому переходить зі стану лептонного стиснення в роздутий стан кварка, а саме $\mu^- \rightarrow \bar{u}^-$. Коли мюон перетворюється на кварк \bar{u}^- і потрапляє в середину кваркової пари в стані заряду, а кварки пари перебувають в монопольних станах ($g_u g_{\bar{u}}$), відбувається перегруповання частинок: раніше мюон, а тепер кварк \bar{u} , поєднується з монополем g_u у вихор, який відомий як бозон $W^- = (\bar{u}^- g_u)$. Інший монополь, а саме $g_{\bar{u}}$, вивільняється з цієї кваркової системи, і тессерешітка негайно стискає його до мюонного нейтрино ν_μ . Такий розпад показано на Рис. 9.

Продуктами розпаду реакції є ν_μ та e^- . Тут продукти e^- і $\bar{\nu}_e$ генеруються з бозона W^- , верхній і нижній порого енергії якого відомі. Мюонне нейтрино ν_μ є найбільш цікавим, оскільки воно забирає енергію вихідного мюона, а також нейтрино ν_μ здатне переносити додаткову енергію, отриману в результаті розсіювання (Рис. 9)

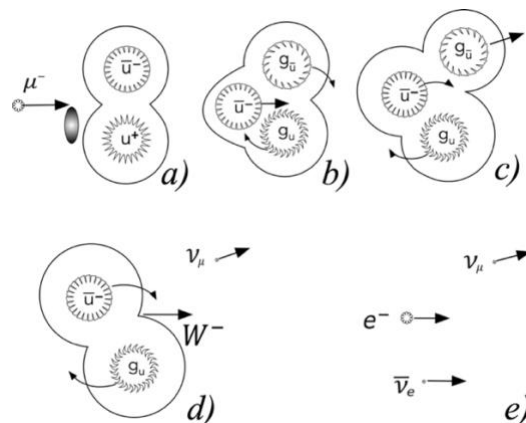


Рис. 9. Покроковий розпад мюона.

Основними фракціями розгалуження тау-розпаду є $\tau^- \rightarrow \nu_\tau + e^- + \bar{\nu}_e$ та $\tau^- \rightarrow \nu_\tau + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$, які проходять за схемою, наведеною на Рис. 9. А саме тау-нейтрино ν_τ несе основні енергетичні характеристики історії тау-лептона.

Звичайно, усі три лептони ν_e , ν_μ і ν_τ мають однакову конфігурацію, хоча радіуси їхніх власних комірок відмінні: $\Gamma_e > \Gamma_\mu > \Gamma_\tau$, див. визначення маси (1). Три дискретні стани позначають три дозволені стани лептонного монополя, тобто нейтрино ν_e , ν_μ і ν_τ .

Під час непружного розсіювання нейтрино може бути завантажене згустком інертонів, який у вигляді дефекту маси δm осідає на нейтрино, а потім нейтрино буде рухатися, несучи цю додаткову масу з собою. У такому випадку нейтрино типу i може далі поводитися як нейтрино типу $(i + 1)$. У цьому випадку, якщо M_1 та \vec{V}_1 є маса і швидкість розсіювача, а μ_i та \vec{v}_1 – маса і швидкість нейтрино, закони збереження імпульсу і енергії можна описати такими рівняннями:

$$M_1 \vec{V}_1 + \mu_i \vec{v}_1 = (M_1 - \delta m) \vec{V}_2 + (\mu_i + \delta m) \vec{v}_2 \quad (29)$$

$$M_1 c^2 + \mu_i c^2 = \frac{(M_1 - \delta m)}{\sqrt{1 - v_2^2/c^2}} c^2 + (\mu_i + \delta m) c^2 \quad (30)$$

де $M_1 = M_0 / \sqrt{1 - V_1^2/c^2}$ і $\mu_i = \mu_{0i} / \sqrt{1 - v^2/c^2}$.

Рівняння (29) і (30) показують, що на виході реакції непружного розсіювання ми отримуємо нейтрино, яке є важчим за вхідне нейтрино: $\mu_i \rightarrow \mu_i + \delta m$. Однак початковий $\mu_i \vec{v}_1$ і кінцевий $(\mu_i + \delta m) \vec{v}_2$ імпульси нейтрино можуть бути однаковими або кінцевий імпульс може навіть перевищувати початковий. Таким чином, нейтрино залишається тим самим, але ми можемо помилково припустити, що ми отримали нейтрино для переходу з типу i до $(i + 1)$, наприклад, з мюона на тау.

У цікавому дослідженні ми [50] спостерігали, як атоми водню перетворюються на атоми водню з масою приблизно в 200 разів більшою за їх стандартну масу. При плазмовому розряді в атмосфері водню протон, що рухається до катода в умовах імпульсного резонансу, вибиває з атома вольфраму інертону хмару. Далі в оточенні інертону атома вольфраму (але без присутності самого атома) відбувалося утворення атома водню з протона і найближчого електрона. В результаті ініційований атом водню став у 200 разів важчим і, відповідно, зменшився в діаметрі на три порядки, тобто його радіус повинен був зменшитися з 10^{-10} до приблизно 2.6×10^{-13} м. Крім того, лічильник нейтронів вимірював потік нейтронів низької енергії, отже, ці субчастинки структурно були атомами водню, точніше субводневими атомами.

Однак у світлі теми, представленої в цій статті, не можна також виключити, що під час утворення субводню [50] електрон, поглинаючи інертону хмару атома вольфраму, переходив у мюон. Таким чином, утворені субводневі атоми можуть бути дійсно масивними збудженими протон-мюонними парами. Явище цікаве тим, що воно вказує на можливе перетворення частинки, яке відбувалося лише при енергії кількох еВ, хоча й за участю поглиненого дефекту маси (проте перетворення однієї частинки в іншу має відбуватися зі швидкістю світла c або швидше, але невідомо, чи виконувалася ця умова в субводню).

Повертаючись до маси нейтрино, тепер ми можемо прояснити невідповідність між дослідно отриманими верхніми межами маси електронного антинейтрино: $< 150 \text{ eV}/c^2$ [23], $< 152 \text{ eV}/c^2$ [24] і $< 0,8 \text{ eV}/c^2$ [25]. Перше і друге значення були отримані при дослідженні систем, в яких відбувалося непружне розсіювання електронів. Антинейтрино, створене при поглинанні електрона атомом ^{163}No [23], може бути завантажене дефектом маси δm , тобто згустком інертонів так, що його маса наближається до нерівності $< 150 \text{ eV}/c^2$. Подібна ситуація могла статися в експерименті [24], коли електрони непружно розсіювалися на атомі тритію, і при

такому розсіюванні вивільнене нейтрино підхоплювало дефект маси δm і отримувало ефективну масу приблизно $152 \text{ eV}/c^2$. Ці виміряні верхні межі маси нейтрино приблизно на 5-6% більші за розраховану масу (27), що вказує на той факт, що в дослідах [23] [24] згенеровані нейтрино були радше мюонними антинейтрино. Дійсно, має місце відношення $\mu_{\nu\mu\text{on}}/\mu_{\nu e} \approx 207$ (див. вирази (27) і (26)), яке є таким же, як і для мас мюона та електрона. Таким чином, дослідники [24] [25], маючи намір виміряти масу електронного антинейтрино, фактично виміряли власну масу мюонного антинейтрино.

З іншого боку, експеримент [25] був досить м'яким, тому не було непружного розсіювання електронів, і тому дослідники виміряли справжню верхню межу маси нейтрино, приблизно $0,8 \text{ eV}/c^2$, що лише на 16% більше, ніж розраховане значення (26) вище.

Розглянуту ситуацію можна також застосувати до розрахованих мас мюонного (27) і тау (28) нейтрино. Не можна виключити, що описані дослідні верхні межі $\mu_{\nu\mu\text{on}} \leq 0,19 \text{ MeV}/c^2$ [48] і $\mu_{\nu\text{tau}} < 18,2 \text{ MeV}/c^2$ [49] включали дефект маси δm , який мюонні та тау-нейтрино захопили під час розпадів W, Z -бозонів та/або кількох інших гадронів, коли відбувалися процеси непружного розсіювання. Крім того, не можна виключити можливість того, що ці дві верхні межі мас нейтрино відповідають двом новим невідомим ароматам нейтрино, хоча начебто термін «стабільні масові збудження нейтрино» є більш придатним.

4. Обговорення

У фізиці елементарних частинок частинки розглядають як тверді точкові об'єкти, що дозволяє дослідникам запроваджувати абстрактні математичні методи, такі як різні симетрії, некомутативна геометрія, теорія струн тощо. У статті [51] автори зазначають, що КХД — це теорія, яка описує кварки та глюони, чий взаємодії підпадають під локальну калібрувальну симетрію $SU(3)$, яка має «кольорові квантові числа», і мета їхнього огляду — забезпечити передовим студентам докторантури вичерпний посібник, корисний для їхніх досліджень. Вони підкреслюють, що існує багато моделей, які передбачають багато кольорів у КХД, що дає унікальне розуміння. Інша велика група дослідників [52] відзначає, що КХД, хоча й пояснює поведінку кварків і глюонів, залишається доволі складною і має виклики; вони також зазначають, що такі виклики, разом із бажанням зрозуміти всю видиму матерію на найфундаментальнішому рівні, позиціонують вивчення КХД як центральний напрямок досліджень у ядерній науці.

Однак фізика елементарних частинок, і зокрема КХД, ігнорує важливі дані досліджень, отримані в минулому, а саме те, що електрон має класичний електрично поляризований радіус і комптонівську довжину хвилі (як і інші частинки). Звичайно, якщо теорія не враховує важливих деталей, її припущення та висновки можуть значно відрізнятись від фактичних характеристик реальних частинок.

Отримані вище результати показують масштаби можливостей субмікроскопічної детерміністської концепції, представленої в книзі [37]. Детерміністська концепція дає змогу будувати фундаментальну фізику, починаючи з найменших подробиць, що дає можливість вирішувати складні проблеми, недоступні абстрактній математиці. У результаті детерміністська концепція, або субмікроскопічний підхід, визначила поняття реального фізичного простору, розкрила походження лептонів і кварків, масу, заряд, фотон, інертон, нейтрино, довжину хвилі де Бройля частинки тощо. Ця концепція полягає в безперервній взаємодії частинки з простором. Зокрема, субмікроскопічний підхід однозначно визначає кварки як об'ємні частинки з цілим зарядом $\pm e$ і не допускає будь-яких дробових зарядів, таких як $\pm e/3$ та $\pm 2e/3$. Крім того, підхід

показує, що будь-яка заряджена частинка є динамічним дайоном, оскільки її скалярний зарядовий стан e періодично змінюється на аксіальний монопольний стан \vec{g} . Ці слова також знаходять підтвердження в дослідженнях Coma [28] [53], в яких він критикує КХД і вказує, що за наявності введення магнітного монополя на додаток до існуючого заряду модифіковані теоретичні результати значно покращують порівняння з дослідними даними.

Усі ці висновки вказують на те, що домінуюча абстрактна теорія КХД з її щонайменше 16 вільними параметрами є хибною дисципліною. На ділі ці підгоночні параметри такі: два дробових заряди $e/3$ та $2e/3$, три кольорові заряди, вісім кольорових глюонів, порушення CP-симетрії з його екзотичною частинкою «аксіон», грубе припущення, що розширений (3D+ δ D) - кварк замінюється нуль-вимірною математичною точкою з набором зручних симетрій, нехтування взаємодією частинки з навколишньою тессерешіткою.

Термін «хромо», тобто «колір», потрібно видалити з КХД; майбутню теорію, яка описуватиме поведінку кварків, можна назвати *квантово-бульбашкова динаміка* (КБД). Ця майбутня теорія також повинна включати в розгляд реалістичну взаємодію між кварками та лептонами через інертони, яка також замінить поточну теорію слабких взаємодій.

Раніше в цій статті ми вже зазначали, що бозони W^\pm і Z^0 дійсно повинні бути важкими мезонами, які складені з пари кварків. Те саме було б розумно припустити щодо експериментально знайденої частинки, названої бозоном Хіггса H^0 , оскільки її розпади однозначно характеризуються парами лептонів.

КХД взагалі не знає, що таке нейтрино. Цій теорії не вистачило 50 років, аби з'ясувати, що це за частинка (діраківська, майоранівська, стерильна тощо), як вона виникає з нічого та ін. Теорія КХД не придатна для застосовування до фізики нейтрино.

Субмікроскопічна концепція оперує поняттям маси як фрактальної локальної деформації комірок простору, котра періодично дефрагментується під час руху, і це дозволяє поглянути на проблеми, пов'язані з нейтрино, на значно глибшому рівні. Крім того, появу нейтрино в ядерній фізиці та фізиці елементарних частинок неможливо пояснити без розуміння структури простору у вигляді тессерешітки та рівнянь Максвелла в симетричній конфігурації, що включає як заряд (10), так і монополь (11). Нейтрино виникає з монопольного стану кварка (роздутої частинкової комірки), коли цю вільну частинку здавлює тиском тессерешітки до лептонного стану. Субмікроскопічне дослідження частинок відкриває шлях для визначення деформаційної шуби частинки та, нарешті, визначення власної маси нейтрино (або маси «спокою»), вирази (26)–(28).

Враховуючи представлені дослідження, дуже кумедно читати про пошуки магнітних монополів (абстрактних магнітних монополів типу Дірака) за допомогою нейтрино [54] [55]: 10 років скрупульозних досліджень не дали результату.

Розуміння походження власної маси нейтрино дозволяє нам розглянути можливість нейтрино бути носієм дефекту маси δm , який воно може захопити в центрі розсіювання або під час реакції перетворення частинки. Потім поглинена маса δm впливає на нейтрино так, що його розмір зменшується, тобто початковий радіус починає падати від Γ_e до Γ_μ або навіть Γ_τ .

Припущення про наявність у нейтрино дефекту маси дозволяє критично переглянути концепцію осциляцій нейтрино.

В цей час процес осциляції нейтрино розглядають в рамках наступної моделі. Власне значення енергії високоенергетичного нейтрино типу k є

$$E_k = \sqrt{p^2 c^2 + m_k^2 c^4} - m_k c^2 \quad (31)$$

з якої

$$E_k \cong E_0 + \frac{m_k^2 c^4}{2E_0}. \quad (32)$$

Оскільки в квантово-механічному формалізмові рух частинки пов'язаний з плоскою хвилею, амплітуду ймовірності в точці A за час t представляють в виді

$$A_k(t) = C \exp \left\{ -i \frac{E_k}{\hbar} t \right\}. \quad (33)$$

Ймовірність переходу нейтрино від ν_k до ν_j записують у вигляді:

$$\begin{aligned} |A_{k \rightarrow j}(t)|^2 &= C \sum_{k,j} \exp \left\{ -i \frac{E_k - E_j}{\hbar} t \right\} = C \sum_{k,j} \exp \left\{ -i \frac{\Delta m_{k,j}^2 c^4}{2E\hbar} t \right\} \\ &= C \sum_{k,j} \exp \left\{ -i \frac{\Delta m_{k,j}^2 c^3}{2E\hbar} L \right\}, \end{aligned} \quad (34)$$

який далі перетворюється в стан, придатний для використання дослідниками

$$P(\nu_k \rightarrow \nu_{j \neq k}) = \sin(2\theta) \sin \frac{\Delta m^2 c^3}{2E\hbar} L. \quad (35)$$

У виразі (35) підгоночними параметрами, які називають параметрами коливаль, є: θ , Δm , L і також E . Вираз (35) може бути ускладнений ефектом матерії, який залежить від щільності та складу середовища, який включає заломлення нейтрино, потенціал матерії та еволюцію речовини (ефект MSW [56]). Тут, начебто, енергія E потоку нейтрино є найбільш надійним параметром. Кут падіння θ потоку нейтрино також можна визначити більш-менш надійно. Однак відстань L , на якій відбувається коливання, є цілковито підгоночним параметром. Різниця мас Δm також є досить невизначеною.

Справді, що означає різниця мас Δm ? Це різниця між власними масами двох різних сортів/ароматів нейтрино. У розд. 3.2 показано, що ці маси відрізняються одна від одної на декілька порядків. Отже, якщо ми припустимо, що маси змінюються настільки істотно в процесі коливаль, наприклад у 100 разів, то ми визнаємо правомірним порушення законів збереження: маса m_i спонтанно змінюється на $m_j = 100 m_i$ але нейтрино продовжує рухатися з тією ж швидкістю і тією ж енергією. З іншого боку, якщо різниця мас дуже мала $\Delta m \approx 0$, це означає, що нейтрино не змінює аромат; отже, осциляції не відбуваються.

Таким чином, добре відома теорія осциляцій нейтрино, яка базується на ймовірнісному переході (31)–(35), не може надати переконливих доказів передбачуваних змін у зменшенні легких ароматів і появи важких ароматів. Крім того, на серйозні проблеми осциляцій нейтрино вказували раніше [57], а саме автор резонно підкреслював, що, допускаючи осциляції нейтрино, дослідники допускають можливість порушення законів збереження енергії та імпульсу.

З іншого боку, зменшення одних ароматів нейтрино і появу інших можна легко прояснити в рамках субмікроскопічної детерміністської концепції. Відстань L є важливим параметром, оскільки чим довший шлях, тим на більше центрів розсіювання натрапить нейтрино. Чим більше таких центрів, тим більша ймовірність непружного зіткнення нейтрино з розсіювачами. При зіткненні з непружними розсіювачами нейтрино завантажує дефект маси δm , тобто згусток інертонів, що автоматично означає, що частинкова комірка з нейтрино трохи стислася, і нейтрино рухається далі з більшою енергією. Але якщо при такому стиканні радіус частинки досягає порогового значення (дефект маси $\delta m = m_j - m_i$), то відбувається перехід на інший аромат, тобто нейтрино переходить з аромату i до j .

При переході від легшого аромату i до важчого j , розглянуте нейтрино набуває не тільки більшу масу, але й продовжує рухатися з початковим значенням своєї швидкості (тобто практично зі швидкістю світла c , як показано в рівняннях збереження (29) і (30)).

У процесі непружного розсіювання нейтрино ν_μ і ν_τ також можуть втратити свій дефект маси, і в цьому випадку відбудеться перехід до електронного нейтрино ν_e .

5. Висновок

Сучасна фізика нейтрино і фізика елементарних частинок в цілому все ще розглядає частинки як точки з деякими властивостями, які не взаємодіють з довкіллям. Однак частинки – це об'ємні об'єкти, які безупинно взаємодіють з навколишнім простором.

Ця стаття демонструє, що деякі вже знані речі та встановлені факти допускають цілком природного переосмислення та ретельного перегляду, розглядаючи простір як субстрат. Субмікроскопічна детерміністська концепція, розроблена в попередніх роботах автора, яка описує Природу на глибшому рівні знання, ніж квантово-механічний формалізм, знаходить своє застосування в конкретній проблемі маси нейтрино. Замість абстрактного поля Хіггса головну роль у теорії відіграє математична решітка топологічних куль, названа тессерешіткою, яка описує реальний фізичний простір. Частинка з'являється з комірки тессерешітки (в масштабі Планка) при фрактальних деформаціях комірки, і при русі частинка постійно взаємодіє із зустрічними комірками як через об'єм, так і через поверхню. І саме наявністю цієї взаємодії квантова механіка відрізняється від класичної механіки, хоча квантова механіка цю взаємодію не враховує.

Субмікроскопічна механіка вводить нове фізичне поле, яке є підструктурою хвиль матерії. Це поле названо інертонним полем тому, що його легко можна асоціювати з полем інерції. Існування інертонів дослідно підтверджено в конденсованих речовинах, біосистемах, фізиці плазми, ядерній фізиці та астрофізиці, і вже реалізовано кілька практичних застосувань (див., наприклад, [37]).

Субмікроскопічний підхід дозволяє зрозуміти походження нейтрино, візуалізувати їх форму та фізичні властивості, а також дає можливість зробити ці частинки зрозумілими, що, в принципі, виходить за рамки можливостей сучасних теоретичних підходів, які використовують у фізиці елементарних частинок. Зокрема, концепція, яка базується на структурі реального простору у вигляді тессерешітки, вводить лише один тип нейтрино, оминаючи такі форми, як діраківська, майоранівська, стерильна тощо. Стаття доводить, що нейтрино є магнітним монополем відповідної лептонної частинки, а саме позитрона, антимюона і антитау; відповідно, антинейтрино є магнітним монополем електрона, мюона і тау.

Обчислена власна маса (маса «спокою») для кожного аромату нейтрино. Розраховане значення власної маси електронного антинейтрино $\mu_{\nu_e} = 0,68927247 \text{ eV}/c^2$ (26) повністю узгоджується з верхнім експериментальним порогом [25]. Встановлено, що розрахована власна маса мюонного нейтрино $\mu_{\nu_{\mu\text{on}}} = 142,534236 \text{ eV}/c^2$ (27) відповідає дослідним результатам [23] [24]; виявилось, що дослідники, шукаючи верхню межу для маси електронного нейтрино, виміряли верхню межу для маси мюонного нейтрино.

Визнаючи, що нейтрино характеризується власною масою, масою спокою, ми повинні відкинути ідею осциляцій між ароматами нейтрино, оскільки це суперечить фундаментальним фізичним законам збереження. Тоді перемикання від одного аромату нейтрино до іншого можливе лише завдяки непружному розсіюванню нейтрино на зустрічних комбінованих

частинках і ядрах, в результаті чого нейтрино завантажує дефект маси, який є згустком інертонів. Тобто після отримання додаткової маси при непружному розсіюванні, яка досягає порогового значення, нейтрино відразу переходить у стан важчого аромату, а отже кількість легких ароматів автоматично зменшується в досліджуваному потоці нейтрино. Дійсно, чим довший шлях нейтрино, тим більше переходів до важчих ароматів нейтрино спостерігають дослідники. Перехід від важчого нейтрино до легшого відбувається при вивільненні відповідного фрагмента маси, тобто при перенесенні дефекту маси від нейтрино до розсіювача.

Таким чином, ця праця розширює базу знань з фундаментальної фізики та показує важливість використання тессерешітки в усіх дослідженнях фізики елементарних частинок. Фізичного вакууму немає, натомість існує первинна субструктура у формі тессерешітки.

Подяки

Автор щиро вдячний Інституту Йожефа Стефана, Любляна, Словенія, за фінансову підтримку публікації цієї статті.

Конфлікт інтересів

Автор заявляє про відсутність конфлікту інтересів щодо публікації цієї статті.

References

- [1] Hernández, P. (2016) Neutrino Physics, *CERN Yellow Reports*, **5**. *Proceedings of the 2015 CERN–Latin-American School of High-Energy Physics*, Article, pp. 85-142. <http://dx.doi.org/10.5170/CERN-2016-005.85>
- [2] Gonzalez-Garcia, M. C. (2003) Theory of Neutrino Masses and Mixing. *Nuclear Physics B, Proceedings Supplement*, **117**, 186-203. [http://dx.doi.org/10.1016/S0920-5632\(03\)01418-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0920-5632(03)01418-X)
- [3] McDonald, A. B. (2005) Evidence for Neutrino Oscillations I: Solar and Reactor Neutrinos. *Nuclear Physics A*, **751**, 53-66. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2005.02.102>
- [4] Kajita, T. (2010) Atmospheric Neutrinos and Discovery of Neutrino Oscillations. *Proceedings of the Japan Academy, Series B, Physical and Biological Sciences*, **86**, 303-321. <http://dx.doi.org/10.2183/pjab.86.303>
- [5] Lewton, T. (2002) Troubled U.S. Neutrino Project Faces Uncertain Future—and Fresh Opportunities. *Scientific American*, April 13.
- [6] Baudis, L. (2023) Probing Majorana Neutrinos. *APS Physics*, **16**, 13. <http://dx.doi.org/10.1103/Physics.16.13>
- [7] Dekker, A., Peerbooms, E., Zimmer, F., Ng, K. C. Y. and Ando, S. (2021) Searches for Sterile Neutrinos and Axionlike Particles from the Galactic Halo with eROSITA. *Physical Review D*, **104**, 023021 (2021). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.104.023021>
- [8] Athar, M.S., Barwick, S. W., Brunner, T., Cao, J., Danilov, M., Inoue, K., Kajita, T., Kowalski, M., Lindner, M., Long, K.R., Palanque-Delabrouille, N., Rodejohann, W., Schellman, H., Scholberg, R., Seo, S.-H., Smith, N.J.T., Winter, W., Zeller, G.P. and Zukanovich Funchal, R. (2022) Status and Perspectives of Neutrino Physics. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, **124**, 103947; arXiv:2111.07586 [hep-ph]. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pnpnp.2022.103947>
- [9] Argüelles, C. A., Barenboim, G., Bustamante, M., Coloma, P., Denton, P.B., Esteban, I., Farzan, Y., Fernández Martínez, E., Forero, D.V., Gago, A.M., Katori, T., Lehnert, R., Ross-Lonergan, M., Suliga, A.M., Tabrizi, Z., Anchordoqui, L., Chakraborty, K., Conrad, J., Das, A., Fong, C.S., Littlejohn, B.R., Maltoni, M., Parno, D., Spitz, J., Tang, J. and Wissel, S. (2022) Snowmass White Paper: Beyond the Standard Model Effects on Neutrino Flavor. *European Physical Journal C*, **83**, Article number: 15. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-11049-7>
- [10] Kuo, T.K. and Pantaleone, J. (1989) Neutrino Oscillations in Matter. *Reviews of Modern Physics*, **61**, 936-979. <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.61.937>
- [11] Hall, L., Murayama, H. and Weiner, N. (2000) Neutrino Mass Anarchy. *Physical Review Letters*, **84**, 2572. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.2572>
- [12] Arkani-Hamed, N., Hall, L., Murayama, H., Smith, D. and Weiner, N. (2001) Small Neutrino Masses from Supersymmetry Breaking. *Physical Reviews D*, **64**, 115011. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.64.115011>
- [13] Murayama, H. (2002) The Origin of Neutrino Mass. *Physics World*, **15**, No. 5, 35-39.
- [14] King, S.F. (2004) Neutrino Mass Models. *Reports on Progress in Physics*, **67**, 107-158. <http://dx.doi.org/10.1088/0034->

[4885/67/2/R01](#)

- [15] Murayama, H. (2006) Origin of Neutrino Mass. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, **15**, No. 1, 3-21. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pnnp.2006.02.001>
- [16] Giunti, C. and Kim, C.W. (2007) Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics. Oxford University Press.
- [17] Cai, Yi, García, J.H., Schmidt, M.A., Vicente, A. and Volkas, R.R. (2017) From the Trees to the Forest: A Review of Radiative Neutrino Mass Models. *Frontiers in Physics*, **5**, Article 63. <http://dx.doi.org/10.3389/fphy.2017.00063>
- [18] De Gouvêa, A. (2016) Neutrino Mass Models. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, **66**, 197-217. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev-nucl-102115-044600>
- [19] Herrero-García, J. and Schmidt, M.A. (2019) Neutrino Mass Models: New Classification and Model-Independent Upper Limits on their Scale. *European Physical Journal C*, **79**, 938. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7465-1>
- [20] Buravov, L.I. (2022) Simple Way to Calculate Neutrino Masses. *Annals of Mathematics and Physics*, No. 2, 135-136. <http://dx.doi.org/10.17352/amp.000053>
- [21] Haba, N., Shimizu, Y. and Yamada, T. (2023) Neutrino Mass Square Ratio and Neutrinoless Double-Beta Decay in Random Neutrino Mass Matrices. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, **2023**, No. 2, 023B07 (10 pages). <http://dx.doi.org/10.1093/ptep/ptad010>
- [22] De Gouvêa, A. et al. (2022) Theory of Neutrino Physics – Snowmass TF11 (aka NF08) Topical Group Report. arXiv:2209.07983 [hep-ph]. <http://dx.doi.org/10.48550/arXiv.2209.07983>
- [23] Velte, C. et al. (2019) High-Resolution and Low-Background ^{163}Ho Spectrum: Interpretation of the Resonance Tails. *European Physical Journal C*, **79**, 1026. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7513-x>
- [24] Ashtari Esfahani, A. et al. (Project 8 Collaboration), (2023) Tritium Beta Spectrum Measurement and Neutrino Mass Limit from Cyclotron Radiation Emission Spectroscopy. *Physical Review Letters*, **131**, 102502. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.131.102502>
- [25] The KATRIN Collaboration, Aker, M., et al., (2022) Direct Neutrino-Mass Measurement with Sub-Electronvolt Sensitivity. *Nature Physics*, **18** 160-166. <http://dx.doi.org/10.1038/s41567-021-01463-1>
- [26] Lykken, J. and Spiropulu, M. (2014) Supersymmetry and the Crisis in Physics. *Scientific American* **310**, No. 5, 34-29. <http://dx.doi.org/10.1038/scientificamerican0514-34>
- [27] Shifman, M. (2012) Reflections and Impressionistic Portrait at the Conference “Frontiers Beyond the Standard Model”. arXiv:1211.0004. <http://dx.doi.org/10.48550/arXiv.1211.0004>
- [28] Comay, E. (2017) On the Significance of Standard Model Errors. *Open Access Library Journal*, **4**, No. 12, 1-10. <http://dx.doi.org/10.4236/oalib.1104164>
- [29] Krasnoholovets, V. (2014) On Resolving the Crisis in Particle Physics Associated with the Fall of Supersymmetry. *International Frontier Science Letters*, **1**, No. 1, 84-95. <http://dx.doi.org/10.18052/www.scipress.com/IFSL.1.64>
- [30] Higgs, P.W. (1964) Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Physical Review Letters*, **13**, No. 16, 508-509. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.508>
- [31] Williams, J. M. (2010) The Mass of the Higgs Boson Should be Zero. <https://vixra.org/abs/1010.0016>.
- [32] Bacca, S., Barnea, N., Leidemann, W. and Orlandini, G. (2013) Isoscalar Monopole Resonance of the Alpha Particle: A Prism to Nuclear Hamiltonians. *Physical Review Letters*, **110**, 042503. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.042503>
- [33] Kegel, S. et al. (2023) Measurement of the α -Particle Monopole Transition Form Factor Challenges Theory: A Low-Energy Puzzle for Nuclear Forces? *Physical Review Letters*, **130**, 152502. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.130.152502>
- [34] Bounias, M. and Krasnoholovets, V. (2003) Scanning the Structure of Ill-Known Spaces: Part 1. Founding Principles about Mathematical Constitution of Space. *The Kybernetes: The International Journal of Systems and Cybernetics*, **32**, No. 7/8, 945-975; also arXiv:physics/0211096. <http://dx.doi.org/10.1108/03684920310483126>
- [35] Bounias, M. and Krasnoholovets, V. (2003) Scanning the Structure of Ill-Known Spaces: Part 2. Principles of Construction of Physical Space. *Ibid.*, **32**, No. 7/8, 976-1004; also arXiv:physics/0212004. <http://dx.doi.org/10.1108/03684920310483135>
- [36] Bounias, M. and Krasnoholovets, V. (2003) Scanning the Structure of Ill-Known Spaces: Part 3. Distribution of Topological Structures at Elementary and Cosmic Scales. *Ibid.*, **32**, No. 7/8, 1005-1020; also arXiv:/physics/0301049. <http://dx.doi.org/10.1108/03684920310483144>
- [37] Krasnoholovets, V. (2017) Structure of Space and the Submicroscopic Deterministic Concept of Physics. Apple Academic Press {CRC Press}, Toronto • New York • New Delhi. <https://doi.org/10.1201/9781315365527>
- [38] Krasnoholovets, V. (2016) Quarks and Hadrons in the Real Space. *Journal of Advanced Physics*, **5**, No. 2, 145-167. <http://dx.doi.org/10.1166/jap.2016.1232>
- [39] Krasnoholovets, V. (2019) Magnetic Monopole as the Shadow Side of the Electric Charge. *Journal of Physics: Conference Series*, **1251**, 012028; also <https://arxiv.org/abs/2106.10225>
- [40] The ATLAS Collaboration (2013) Measurement of the Top Quark Charge in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS Detector. *Journal of High Energy Physics* **2013**, Article 31. <http://dx.doi.org/10.1007/JHEP11%282013%29031>

- [41] Rajasekaran, G. and Rindani, S.D. (1982) Integer-Charged Quark Model and Electron-Positron Annihilation into Three Jets. *Progress of Theoretical Physics*, **67**, No. 5, 1505-1531. <http://dx.doi.org/10.1143/PTP.67.1505>
- [42] Ferreira, P.M. (2002) Can We Build a Sensible Theory with Broken Charge and Colour Symmetries? arXiv:hep-ph/0210024. <http://dx.doi.org/10.48550/arXiv.hep-ph/0210024>
- [43] Ferreira, P.M. (2013) Do LEP Results Suggest that Quarks have Integer Electric Charges? arXiv:hep-ph/0209156. <http://dx.doi.org/10.48550/arXiv.hep-ph/0209156>
- [44] LaChapelle, J. (2004) Quarks with Integer Electric Charge. arXiv:hep-ph/0408305. <http://dx.doi.org/10.48550/arXiv.hep-ph/0408305>
- [45] Thomson, J.J. (1906) Conduction of Electricity Through Gases. Cambridge University Press. <http://dx.doi.org/10.1038/075269b0>
- [46] Compton, A.H. (1923) A Quantum Theory of the Scattering of X-Rays by Light Elements. *Physical Review*, **21**, 5, 483-502. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.21.483>
- [47] Feder, J. (1989) Fractals. Premium Press, New York. <http://dx.doi.org/10.1007/978-1-4899-2124-6>
- [48] Particle Data Group Collaboration, Zyla, P.A., et al. (2020) Review of Particle Physics. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, **2020**, 083C01. <http://dx.doi.org/10.1093/ptep/ptaa104>
- [49] ALEPH Collaboration & Barate, R., et al. (1998) An Upper Limit on the tau-Neutrino Mass from Three-Prong and Five-Prong tau Decays, *European Physical Journal C*, **2**, 395. <http://dx.doi.org/10.1007/s100529800850>
- [50] Krasnoholovets, V., Zabulonov, Yu. and Zolkin, I. (2016) On the Nuclear Coupling of Proton and Electron. *Universal Journal of Physics and Application*, **10**, No. 3, 90-103. <http://dx.doi.org/10.13189/ujpa.2016.100306>
- [51] Gross, F. et al. (95 researchers) (2022) 50 Years of Quantum Chromodynamics. arXiv:2212.11107 [hep-ph]. <http://dx.doi.org/10.48550/arXiv.2212.11107>
- [52] Achenbach, P. et al. (403 researchers) (2023) The Present and Future of QCD. QCD Town Meeting White Paper – An Input to the 2023 NSAC Long Range Plan. arXiv:2303.02579v1 [hep-ph]. <http://dx.doi.org/10.48550/arXiv.2303.02579>
- [53] Comay, E. (2012) The Regular Charge-Monopole Theory and Strong Interactions, *Electronic Journal of Theoretical Physics*, **9**, 26, 93-118.
- [54] Acero, M.A. et al. (NOvA Collaboration) (2021) Search for Slow Magnetic Monopoles with the NOvA Detector on the Surface. *Physical Review D*, **103**, 012007. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.103.012007>
- [55] The ANTARES Collaboration, Albert, A., et al. (2022) Search for Magnetic Monopoles with Ten Years of the ANTARES Neutrino Telescope. *Journal of High Energy Astrophysics*, **34**, 1-8. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jheap.2022.03.001>
- [56] Smirnov, A.Y. (2019) The Mikheev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) Effect. arXiv: 190111473v2 [hep-ph]. <http://dx.doi.org/10.48550/arXiv.1901.11473>
- [57] Williams, J.M. (2002) Some Problems with Neutrino Flavor Oscillation Theory. *CERN preprint EXT-2002-042; MX-JMW-2002-01*.

Додаток

Цей розділ доданий після публікації статті.

У розділі висвітлений алгоритм проведених розрахунків мас $m_{\mu e}$ (26), $m_{\mu \text{muon}}$ (27) і $m_{\mu \text{tau}}$ (28) в одиницях eV/c^2 .

Хай m_i буде масою електрона, мюона чи тау. Рівняння (25) дає число

$$\frac{\alpha}{2\pi} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 ch} = 1.1614097324269 \times 10^{-3} \quad (\text{A1})$$

Тоді ми маємо:

$$\left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)^2 = 1.16117624 \times 10^{-6} \quad (\text{A2})$$

Швидкість світла має величину $c = 299, 792, 458 \text{ м/с}$, отже $c^2 = 8, 987551787 \times 10^{16} \text{ м}^2/\text{с}^2$.

Власна маса i -го нейтринного аромату є $m_i \cdot \{\alpha/(2\pi)\}^2$. В одиницях Джоуль, власна енергія i -го нейтринного аромату є $m_i \cdot \{\alpha/(2\pi)\}^2 c^2$ [Дж]. В одиницях eV/c^2 , власна енергія i -го нейтринного аромату, яку також називають масою i -го нейтринного аромату, є

$$\frac{m_i \{\alpha/(2\pi)\}^2}{1.602 \times 10^{-19}} [\text{eV}/c^2]. \quad (\text{A.3})$$

Формула (A.3) була використана для обчислення мас нейтрино в одиницях eV/c^2 , які представлені в виразах (26), (27), (28).