

# ПРО МОЖЛИВІСТЬ РОЗШИРЕННЯ СПЕЦІАЛЬНОЇ ТЕОРІЇ ВІДНОСНОСТІ ЗА СВІТЛОВИЙ БАРЕ'Р

Медведєв С.Ю.

Ужгородський національний університет, Підгірна 46, 88 000. 2-46-63

Перетворення Лоренца розширені за світловий бар'єр в такий спосіб, що маса частинок при надсвітлових швидкостях залишається дійсною. Розглянута кінематика реакцій розпаду та зіткнення елементарних частинок з урахуванням тахіонних станів (анігіляція електрон-позитронної пари, Комптон-ефект, розпад частинки на дві частинки з ненульовими масами, а також зіткнення ультрарелятивістського протона з антинейтрино з народженням нейтрона і позитрона). Одержані формули можуть бути використані для експериментальної верифікації гіпотези про тахіонні стани.

## 1. Вступ.

З моменту створення 100 років тому спеціальної теорії відносності (СТВ) в фізиці виник так званий світловий бар'єр – обмеження можливих значень швидкості руху тіл та сигналів  $v$  швидкістю світла  $c=3\cdot 10^8$  м/с в вакуумі,  $v\leq c$ . Наявність цього бар'єру обумовлена існуванням в СТВ характерного фактору  $\alpha = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ . Цей фактор не тільки входить у вихідні співвідношення СТВ – перетворення Лоренца (ПЛ), а і визначає залежність від швидкості  $\vec{v}$  імпульсу  $\vec{p}$  та енергії  $E$  тіла маси  $m$ :

$$\vec{p} = \alpha m \vec{v}, \quad E = \alpha m c^2$$

(домовимось, що словом “маса” і символом „ $m$ ” тут і нижче позначається маса спокою). Легко бачити, що при  $v\rightarrow c$  для частинок з ненульовою масою  $p\rightarrow\infty$  і  $E\rightarrow\infty$ , а при  $v>c$  імпульс  $p$  і енергія  $E$  стають уявними. Так виникла думка про неможливість подолання світлового бар'єру.

Дослідницький розум, однак, не міг змиритися з цим обмеженням і відмовитися від постановки питання: ”А що ж там – за бар'єром?” Спробою відповіді на це питання була висунута в 1962 р. гіпотеза тахіонів [1] – частинок, які можуть рухатися лише з надсвітловими швидкостями,  $v_t > c$ . Плата за цей „крок за грань” виявилася досить високою: для забезпечення дійсності

енергії  $E_t$  та імпульсу  $p_t$  тахіона довелося постулювати, що його маса  $m_t$  уявна,  $m_t = im^*$ , тобто  $m_t^2 < 0$  (величину  $m^*$  фундатори тахіонної гіпотези назвали метамасою, а фізику тахіонів – метарелятивізмом [1]). Не зважаючи на цю незвичну обставину, тахіонна гіпотеза викликала певний інтерес і невдовзі у провідних фізичних журналах з'явилися численні публікації на цю тему [2-9]. Були проведені інтенсивні експериментальні пошуки тахіонів (див, наприклад, [4]), які, однак, не увінчалися успіхом. Тому на деякий час інтерес до тахіонів зменшився. Але в 1985 році з'явилася робота [10], в якій на основі аналізу експериментів по  $\beta$ -розпаду було висловлене припущення, що нейтрино є тахіоном, оскільки  $m_\nu^2$ , ймовірно, має від'ємне значення. В опублікованій в 2000 році роботі [11] зроблена спроба пояснити так зване „коліно” в спектрі космічних променів зіткненнями тахіона-нейтрино з ультрарелятивістськими протонами, внаслідок чого відбувається накопичення надлишкових нейтронів за реакцією  $p + \tilde{\nu} = n + e^+$ . Тому інтерес до тахіонної гіпотези знову починає зростати.

Слід відмітити, що недоліком тахіонної гіпотези є не тільки уявність маси. Внаслідок уявності параметра  $\alpha$  при  $v_t > c$  уявними стають і власний час і власні довжини в інерціальній системі

відліку (ICB), зв'язаної з тахіоном. Взагалі, в тахіонній ICB координати і час фізичної події, що визначаються ПЛ стають уявними. Це означає, що тахіон не може бути тілом відліку ICB. Адепти тахіонної гіпотези відповідають на таку критику в тому дусі, що ніякого спостерігача (який має дійсну масу) не можна розігнати до швидкості  $v > c$  і тому розмови про тахіонні ICB – безпредметні.

Однак табу на використання тахіонних ICB є суттєвим обмеженням на вивчення особливостей руху частинок з надсвітловими швидкостями. Зокрема, це унеможливує навіть постановку питання про відносну швидкість двох тахіонів. А уявність маси тахіона породжує представлення про те, що тахіони – це якісь „інші частинки”, відмінні від частинок нашого звичайного світу.

В даній роботі пропонується інший підхід до описання руху частинок з надсвітловими швидкостями. В наступному розділі показано, що ПЛ можуть бути розширені за світловий бар'єр таким чином, що з надсвітловими швидкостями можуть рухатись частинки з дійсною масою, отже з такими частинками може бути зв'язана ICB. В світлі цього результату тахіони з тахіонної гіпотези предстають не як якісь „інобутті” частинки з уявною масою, а як „забар'єрні” стани звичайних частинок (електронів, протонів і ін.) маса яких залишається дійсною в станах з  $v > c$ . Тобто: не тахіони, а тахіонні стани (ТС) частинок. Хоча розігнати частинку із звичайного стану (ЗС) з  $v < c$  в ТС з  $v > c$  неможливо, але такі частинки можуть народжуватися в реакціях зіткнення і розпаду частинок. Це відкриває нові можливі канали таких реакцій. Кінематика реакцій з урахуванням ТС розглянута в розд.3.

## 2. Розширення перетворень Лоренца за світловий бар'єр.

З метою продемонструвати можливість розширення ПЛ за світловий бар'єр нагадаємо стандартний спосіб їх виведення. Ці перетворення, як уточнення перетворень Галілея (ПГ) були виведені на основі двох вимог:

а) забезпечення інваріантності швидкості світла, і

б) при малих швидкостях,  $v \ll c$ , ПЛ мають переходити в ПГ (принцип відповідності Бора). Покажемо, що ці вимоги не забороняють рух ICB з надсвітловою швидкістю,  $v > c$ .

Розглянемо ICB  $K'$ , яка рухається зі швидкістю  $v$  вздовж осі OX відносно системи  $K$ . Нехай у початковий момент часу,  $t' = t = 0$ , коли початки відліків  $K$  і  $K'$  співпадали, випромінюється світло. В ICB  $K$  світло з'являється в точці  $x$  в момент часу  $t$ ; в ICB  $K'$  координата і час цієї фізичної події є  $x'$  і  $t'$  відповідно (координати  $y$  і  $z$  тут і нижче – опускаємо). Інваріантність швидкості світла забезпечується умовою:

$$c^2 t^2 - x^2 = c^2 t'^2 - x'^2 \quad (1)$$

Уточнення ПГ в лінійному наближенні має вигляд:

$$\left. \begin{aligned} x &= \alpha (x' + vt') \\ t &= \beta t' + \gamma x' \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Параметри  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  є функціями швидкості  $v$ . Щоб задовольнити принцип відповідності Бора (ПВБ), тобто щоб (2) переходили в (ПГ), необхідно:

$$\alpha(v) \rightarrow 1, \beta(v) \rightarrow 1; \gamma(v) \rightarrow 0 \text{ при } v \ll c \quad (3)$$

Підставляючи (2) в (1), прирівнюючи коефіцієнти при  $t^2$ ,  $x^2$  і  $xt$ , знаходимо, з урахуванням (3):

$$\beta = \alpha = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad \gamma = \frac{v/c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (4)$$

Таким чином, рівність (1) забезпечується лише при  $v < c$ . Але врахуємо тепер той факт, що ця рівність фактично має вигляд  $0=0$ . Тому інваріантність швидкості світла забезпечується і при виконанні такої умови:

$$c^2 t^2 - x^2 = x'^2 - c^2 t'^2 \quad (5)$$

Підставляючи (2) в (5), тепер отримуємо:

$$\beta^2 = \alpha^2 = \frac{1}{(v/c)^2 - 1}; \quad \gamma = \frac{v}{c^2} \beta \quad (6)$$

Параметри  $\gamma$ ,  $\beta$ , і  $\alpha$  дійсні тепер і при  $v > c$ . Отже, при таких швидкостях підкореневий вираз в (4) змінює знак на протилежний. Однак з'являється нова

трудність: позаяк при  $v > c$  не потрібно турбуватись про ПВБ, то виникає певна знаконебезначеність ПЛ, оскільки знак перед квадратним коренем може бути як „+” так і „-”. Співвідношення (2) і (5) виконуються при таких чотирьох варіантах сигнатур параметрів  $\beta$  і  $\alpha$  (знак параметра  $\gamma$  співпадає із знаком параметра  $\beta$ ).

“++” ( $\tilde{\beta} = \tilde{\alpha} = +1$ ); “--” ( $\tilde{\beta} = \tilde{\alpha} = -1$ );

“+-” ( $\tilde{\beta} = +1, \tilde{\alpha} = -1$ )

“-+” ( $\tilde{\beta} = -1, \tilde{\alpha} = +1$ )

$$\tilde{\beta} = \beta \sqrt{(v/c)^2 - 1} \quad \tilde{\alpha} = \alpha \sqrt{(v/c)^2 - 1} \quad (6, a)$$

Отже значення  $v=c$  є певною точкою біфуркацій для рівнянь, що визначають функції  $\alpha(v)$ ,  $\beta(v)$  і  $\gamma(v)$ . Зазначимо, що набір варіантів сигнатур в прямих і обернених ПЛ реалізуються лише для пари варіантів з протилежними знаками. Тобто при переході від прямих ПЛ до обернених при  $v > c$  змінюється знак не тільки перед  $v$ , а і перед квадратним коренем  $\sqrt{(v/c)^2 - 1}$ . Таким чином при надсвітлових швидкостях відносного руху двох ІСВ їх еквівалентність зберігається лише з точністю до знака перед означеним коренем. В цьому – першопричина подальших проблем з принципом причинності, з від’ємним значенням енергії частинки, з коваріантним описанням фізичних процесів при наявності ТС та ін.. Зауважимо, що всі ці проблеми з’явилися ще в тахіонній гіпотезі; здійснена в даній статті спроба розширити ПЛ за світловий бар’єр лише висвітлює витoki труднощів, що виникають за цим бар’єром. Обговорення цих проблем можна знайти в багатьох наукових статтях (див., наприклад, [1-9, 12]). В даній роботі не аналізуються витoki цих труднощів і проблем: знаконебезначеність в ПЛ і порушення абсолютної еквівалентності двох ІСВ при  $v > c$  – це планується зробити в наступній роботі. В цій статті вибрана лише пара „++” в прямих ПЛ.

Отже, одержуємо такий вигляд узагальнених ПЛ:gt

$$x = \begin{cases} \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}, & v < c \\ \frac{x' + vt'}{\sqrt{(v/c)^2 - 1}}, & v > c \end{cases} \quad (7)$$

$$t = \begin{cases} \frac{t' + \frac{v}{c^2} x'}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}, & v < c \\ \frac{t' + \frac{v}{c^2} x'}{\sqrt{(v/c)^2 - 1}}, & v > c \end{cases} \quad (8)$$

Ці перетворення задовольняють вимогам а) і б). З (7) і (8) випливає, що при  $v > c$  релятивістські залежності енергії  $E$  та імпульсу  $\vec{p}$  від швидкості  $v$  мають вигляд:

$$E = \frac{m c^2}{\sqrt{(v/c)^2 - 1}}, \quad (9)$$

$$\vec{p} = \frac{m \vec{v}}{\sqrt{(v/c)^2 - 1}}, \quad (10)$$

Виключаючи з (9) і (10) швидкість  $v$ , знаходимо співвідношення між енергією та імпульсом при  $v > c$ :

$$E = \sqrt{p^2 c^2 - m^2 c^4} \quad (11)$$

Нагадаємо, що при  $v < c$

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} \quad (12)$$

Отже, при допущенні можливості ТС енергія стає двозначною функцією імпульсу, що урізноманітнює набори можливих результатів реакцій зіткнення та розпаду частинок. Відповідні приклади наведені в наступному розділі.

Співвідношення (11) не нове – такий же зв’язок між енергією та імпульсом в тахіонній гіпотезі. Але заміна  $+m^2 c^4$  в (12) на  $-m^2 c^4$  в (10) в тахіонній гіпотезі зумовлена уявністю маси тахіона  $m_t = i m$  і тому  $m_t^2 = -m^2$ . Тепер ця незручність знімається (і нема потреби називати параметр  $m$  метамасою – це звичайна маса спокою). В згаданих у вступі роботах [10, 11] на основі аналізу певних експериментальних даних зроблено висновок, що квадрат маси нейтрино може бути від’ємним,  $m_\nu^2 < 0$ , тобто що нейтрино є тахіоном. З точки зору нашого

підходу це означає, що залежність енергії від імпульсу в ситуаціях, розглянутих в цих роботах має вигляд не (12) а (11), тобто нейтрину, маючи дійсну масу, рухається з надсвітловою швидкістю,  $v_v > c$  і значить, знаходяться в ТС. Але ніщо не забороняє цій частинці в інших ситуаціях рухатися із досвітловою швидкістю  $v_v < c$ , тоді зв'язок між  $E$  і  $p$  визначатиметься формулою (11). В цьому суттєво нове порівняно із тахіонною гіпотезою, в якій постулювалося існування двох різних класів частинок з ненульовою масою – тахіонів, які можуть рухатися лише з надсвітловою швидкістю і тардіонів (звичайних частинок), які можуть рухатися лише з досвітловою швидкістю, причому переходи між цими класами неможливі. Тепер ця заборона знімається – кожна частинка з  $m \neq 0$  може існувати як в стані з  $v < c$ , так і в стані з  $v > c$  (частинки з нульовою масою,  $m=0$ , у всіх ІСВ рухаються з швидкістю частинки  $v=c$ , енергія та імпульс зв'язані співвідношенням  $E=pc$ ).

Відмітимо особливості залежності енергії, кінетичної енергії та імпульсу від швидкості при  $v > c$ . З (9) і (10) видно, що, на відміну від випадку  $v < c$ , енергія та імпульс частинки в ТС зменшуються при зростанні швидкості. При  $v \rightarrow \infty$ ,  $E \rightarrow 0$ ,  $p \rightarrow mc$ . Цікава і поведінка кінетичної енергії

$$E_{kin} = E - E_0 = mc^2 \left( \frac{1}{\sqrt{(v/c)^2 - 1}} - 1 \right) \quad (13)$$

При  $v = \sqrt{2} c$   $E_{kin} = 0$ , при  $v < \sqrt{2} c$   $E_{kin} > 0$ , при  $v > \sqrt{2} c$   $E_{kin} < 0$ ; коли  $v \rightarrow \infty$   $E_{kin} \rightarrow -mc^2$ .

Можна показати, що триприскорення  $\vec{a}$  в ТС завжди напрямлене протилежно до трисили  $\vec{F}$  (що і зумовлює вищевказані незвичні залежності  $E$ ,  $p$ , і  $E_{kin}$  від  $v$ ). Дійсно, виходячи з рівняння

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F} \quad (14)$$

враховуючи (10), одержимо

$$\vec{a} = - \left( \frac{v^2}{c^2} - 1 \right)^{3/2} \frac{\vec{F}}{m} \quad (15)$$

Декілька слів про закон додавання швидкостей. З (7) і (8) видно, що при  $v > c$  він залишається таким же як і при  $v < c$ . Якщо  $u$  – швидкість тіла в ІСВ  $K$ , то в ІСВ  $K'$  її швидкість

$$u' = \frac{u - v}{1 - \frac{uv}{c^2}} \quad (16)$$

Але тепер уже кожна із швидкостей  $u'$ ,  $u$ ,  $v$  може бути як досвітловою, так і надсвітловою.

Користуючись співвідношеннями (16) можна довести наступні два твердження.

**Твердження 1.** Відносна швидкість будь-якої пари частинок що рухаються з надсвітловими швидкостями, є досвітловою, тобто при  $|u| > c$  і  $|v| > c$  обов'язково  $|u'| < c$ .

**Твердження 2.** Відносна швидкість будь-якої пари частинок, з яких лише одна знаходиться в ТС, є надсвітловою.

Доведення: Представимо (16) у вигляді

$$u' = c \chi, \quad (16')$$

$$\text{де } \chi^2 = \frac{v^2 - 2uv + v^2}{c^2 - 2uv + \frac{u^2 v^2}{c^2}} = \frac{A}{B}, \quad (16'')$$

$$A - B = (v^2 - c^2) \left( 1 - \frac{u^2}{c^2} \right) \quad (17)$$

З (17) видно, що при  $|v| > c$  і  $|u| > c$   $A - B < 0$ , тобто  $|\chi| < 1 \Rightarrow |u'| < c$ . Твердження 1 доведено. З (17) видно і справедливості твердження 2: при невиконанні однієї з умов  $|v| > c$  або  $|u| > c$   $A - B > 0$ ,  $|\chi| > 1 \Rightarrow |u'| > c$ .

Для повноти добавимо також:

**Твердження 3.** Відносна швидкість будь-якої пари частинок, що рухаються з досвітловими швидкостями, є досвітловою, тобто при  $|u| < c$  і  $|v| < c$  обов'язково  $|u'| < c$ . Це твердження, справедливості якого також видно із (17), добре відомо ще в досвітловій СТВ.

З цих тверджень випливає, що вся множина можливих рухів частинок з

ненульовою масою в довільній ІСВ розбивається на два симетричних класи: 1) з  $v < c$  і 2)  $v > c$ , причому відносна швидкість пари довільної частинки в обох класах є досвітловою, а відносна швидкість пар частинок з різних класів – надсвітловою. Таким чином ці два класи еквівалентні в тому сенсі, що в кожному з них діє однакова механіка – традиційна теорія відносності. І тому немає підстави вважати, що в природі реалізувався лише один із цих класів.

Цікавим є питання про взаємодію, або ж прояви співіснування частинок, що належать різним класам. Залишаючи детальне дослідження цього складного питання на майбутнє, наведемо в наступному розділі приклади реакцій зіткнення та розпадів, в яких можуть одночасно приймати участь частинки з обох класів.

### 3. Кінематика реакцій розпаду та зіткнень елементарних частинок з урахуванням тахіонних станів.

Оскільки при  $v \rightarrow c$   $E \rightarrow \infty$  і  $p \rightarrow \infty$ , то перевести частинку із ЗС в ТС неможливо. Але частинка може народитися в ТС в реакціях зіткнення або розпаду елементарних частинок. Надалі ця частинка, будучи в ТС, може сама приймати участь в таких реакціях. Крім того, частинки в ТС можуть існувати в космічних променях [11]. Це відкриває нові можливі канали реакцій, що визначаються законами збереження енергії та імпульсу. Розглянемо декілька прикладів.

1) Частинка маси  $M$  розпадається на дві частинки з ненульовими масами  $m_1$  і  $m_2$ ,  $M \rightarrow m_1 + m_2$ . Визначити енергії  $E_{1,2}$  та швидкості  $V_{1,2}$  народжених частинок.

Будемо працювати в ІСВ, де частинка  $M$  знаходиться в стані спокою. Закони збереження в цій ІСВ мають вигляд:

$$Mc^2 = E_1 + E_2 \quad (18)$$

$$0 = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \quad (19)$$

Можливі три випадки: а) обидві частинки народжуються в ЗС,  $v_{1,2} < c$ ; б)

одна з частинок народжується в ЗС,  $v_1 < c$ , а друга – в ТС,  $v_2 > c$ ; в) обидві частинки народжуються в ТС,  $v_{1,2} > c$ . Розв'язок для випадку а) відомий. Але наведемо і його для порівняння з випадками б) і в). У випадку а):

$$E_{1,2}^a = \sqrt{p^2 c^2 + m_{1,2}^2 c^4} \quad (20)$$

У випадку б):

$$\begin{aligned} E_1^b &= \sqrt{p^2 c^2 + m_1^2 c^4}, \\ E_2^b &= \sqrt{p_2^2 c^2 - m_2^2 c^4} \end{aligned} \quad (21)$$

У випадку в):

$$E_{1,2}^v = \sqrt{p^2 c^2 - m_{1,2}^2 c^4} \quad (22)$$

в цих формулах  $p \equiv |\vec{p}_1| = |\vec{p}_2|$ .

Розв'язуючи ці рівняння з урахуванням залежності енергії від швидкості одержуємо:

$$E_1^a = \frac{M^2 + m_1^2 - m_2^2}{2M} c^2 \quad (23)$$

$$E_2^a = \frac{M^2 + m_2^2 - m_1^2}{2M} c^2$$

$$v_1^a = c \sqrt{1 - \left( \frac{2M m_1}{M^2 + m_1^2 - m_2^2} \right)^2} \quad (24)$$

$$v_2^a = c \sqrt{1 - \left( \frac{2M m_2}{M^2 + m_2^2 - m_1^2} \right)^2}$$

$$E_1^b = \frac{M^2 + m_1^2 + m_2^2}{2M} c^2, \quad (25)$$

$$E_2^b = \frac{M^2 - m_1^2 - m_2^2}{2M} c^2$$

$$v_1^b = c \sqrt{1 - \left( \frac{2M m_1}{M^2 + m_1^2 + m_2^2} \right)^2}, \quad (26)$$

$$v_2^b = c \sqrt{1 + \left( \frac{2M m_2}{M^2 - m_1^2 - m_2^2} \right)^2}$$

$$E_1^e = \frac{M^2 + m_2^2 - m_1^2}{2M} c^2, \quad (27)$$

$$E_2^e = \frac{M^2 + m_1^2 - m_2^2}{2M} c^2$$

$$v_1^e = c \sqrt{1 + \left( \frac{2M m_1}{M^2 - m_1^2 + m_2^2} \right)^2}, \quad (28)$$

$$v_2^e = c \sqrt{1 + \left( \frac{2M m_2}{M^2 - m_2^2 + m_1^2} \right)^2}$$

З метою проілюструвати те якісно нове, що вносить врахування ТС розглянемо симетричний випадок  $m_1=m_2=m$ ,  $M \rightarrow 2m$ . В цьому випадку

$$E_{1,2}^a = \frac{M c^2}{2}; \quad v_{1,2}^a = c \sqrt{1 - \left( \frac{2m}{M} \right)^2},$$

$$p^a = c \sqrt{\left( \frac{M}{2} \right)^2 - m^2} \quad (29)$$

$$E_1^b = \frac{M^2 + 2 m_1^2}{2M} c^2, \quad E_2^b = \frac{M^2 - 2 m_2^2}{2M} c^2,$$

$$v_1^b = c \sqrt{1 - \left( \frac{2Mm}{M^2 + 2m^2} \right)^2},$$

$$v_2^b = c \sqrt{1 + \left( \frac{2Mm}{M^2 - 2m^2} \right)^2},$$

$$p^b = c \sqrt{\left( \frac{M}{2} \right)^2 + \frac{m^4}{M^2}} \quad (30)$$

$$E_{1,2}^c = \frac{M c^2}{2}, \quad v_{1,2}^c = c \sqrt{1 + \left( \frac{2m}{M} \right)^2},$$

$$p^c = c \sqrt{\left( \frac{M}{2} \right)^2 + m^2} \quad (31)$$

З (29) – (31) видно, що виконуються нерівності:

$$p^a < p^b < p^c \quad (31')$$

Вивчений в досвітловій СТВ випадок а) можливий лише при  $m < M/2$ ; випадок б) при  $m < M/\sqrt{2}$ ; випадок в) – при довільних  $m$ . Іншими словами, при  $m < M/2$  можливі всі три канали а), б), в); в інтервалі  $M/2 < m < M/\sqrt{2}$  можливі канали

б) і в), а при  $m > M/\sqrt{2}$  можливий лише канал в), тобто обидві частинки народжуються в ТС.

2) Комптон-ефект з урахуванням ТС вторинного електрона.

Розглянемо розсіювання фотона з енергією  $\varepsilon = hc/\lambda = pc$  та імпульсом  $\vec{p}$  на вільному електроні. Працюємо в ІСВ, де електрон до зіткнення з фотоном знаходиться в стані спокою. Характеристики станів фотона і електрона після зіткнення визначаються законами збереження:

$$\varepsilon + mc^2 = E + \varepsilon', \quad \vec{p} = \vec{p}' + \vec{p}_e \quad (32)$$

де  $\varepsilon'$  і  $\vec{p}'$  – енергія та імпульс розсіяного фотона, а  $E$  і  $\vec{p}_e$  – енергія та імпульс електрона віддачі.

З метою порівняння з випадком ТС випишемо спочатку відомі результати в досвітловій області,  $v_e < c$ :

а) енергетично-кутовий розподіл вторинного фотона:

$$\varepsilon'(\theta) = \frac{\varepsilon}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)}, \quad (33)$$

$$\gamma = \frac{\varepsilon}{m c^2}, \quad \theta = (\vec{p}, \hat{\vec{p}}')$$

б) формула Компотна:

$$\Delta \lambda = \Lambda(1 - \cos \theta), \quad \Delta \lambda = \lambda' - \lambda$$

$$\Lambda = \frac{h}{m c} \quad (34)$$

в) енергетично-кутовий розподіл електронів віддачі:

$$E = \frac{1 + 2\gamma(1 - \cos \theta)}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} m c^2 = \frac{(1 + \gamma)^2 + \gamma^2 \cos^2 \alpha}{(1 + \gamma)^2 - \gamma^2 \cos^2 \alpha} m c^2$$

$$, \quad \alpha = (\vec{p}, \hat{\vec{p}}_e) \quad (35)$$

г) співвідношення між кутами  $\alpha$  і  $\theta$ :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\operatorname{ctg}(\theta/2)}{1 + \gamma} \quad (36)$$

Розглянемо тепер випадок, коли вторинний електрон народжується в ТС. Тоді

$$E = \sqrt{p_e^2 c^2 - m^2 c^4} \quad (37)$$

Тепер із законів збереження (32), з урахуванням (37) одержуємо, на відміну від (33)-(36):

$$a) \quad \varepsilon'(\theta) = \frac{\varepsilon + mc^2}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)} \quad (38)$$

$$б) \quad \Delta\lambda = \frac{\Lambda^2(1 - \cos\theta) - \lambda^2}{\Lambda + \lambda} \quad (39)$$

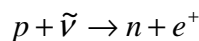
$$в) \quad E = \frac{\gamma(1 - \cos\theta)(\varepsilon + mc^2)}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)} \quad (40)$$

$$г) \quad \text{tg}\alpha = \frac{(1 + \gamma)\sin\theta}{\gamma(1 + \gamma) - (1 + \gamma + \gamma^2)\cos\theta} \quad (41)$$

(не виписана проміжна формула залежності енергії  $E$  від кута  $\alpha$ ).

Порівняємо вирази (33) і (38). При  $v_e < c$ , завжди, як видно з (33),  $\varepsilon' \leq \varepsilon$ , але при  $v_e > c$  може бути  $\varepsilon' > \varepsilon$ . В цьому випадку енергія електрона менше енергії спокою,  $E < mc^2$  – тобто кінетична енергія електрона від'ємна. Наприклад, при  $\varepsilon = mc^2$  ( $\gamma = 1$ ) та  $\theta = 60^\circ$ ,  $\varepsilon' = 4\varepsilon/3$ ,  $E = 2mc^2/3$ . Цікавим є випадок розсіювання вперед,  $\theta \rightarrow 0$ . Тоді при  $v_e < c$ ,  $\varepsilon' \rightarrow \varepsilon$ ,  $\alpha \rightarrow 90^\circ$ ,  $E \rightarrow mc^2$ . Але при  $v_e > c$ ,  $\varepsilon' \rightarrow \varepsilon + mc^2$ ,  $\alpha \rightarrow -180^\circ$ ,  $E \rightarrow 0$ . Суттєво відрізняється і формула (39) від традиційної формули Комптона (при  $v_e < c$ ) (34). Наприклад, при  $\lambda = \Lambda$  і  $\theta = 90^\circ$  при  $v_e < c$   $\lambda' = 2\Lambda$ , а при  $v_e > c$   $\lambda' = \Lambda$ . Тобто частина вторинних електронів розсіюється в перпендикулярному напрямку з довжиною хвилі  $2\Lambda$ , а частина з  $\Lambda$  (якщо імовірність народження електрона в ТС відмінна від нуля). Те, що до сих пір реєструвалися лише  $2\Lambda$ -фотони і не реєструвалися  $\Lambda$ -фотони обумовлено, можливо, дуже малою імовірністю народження електронів в ТС при комптонівському розсіянні. Те ж саме можна сказати про всі формули (38)-(41): якщо експериментатор настроює свої прилади згідно цих формул (а не (33)-(36)), то йому доведеться дуже довго чекати їх експериментальної реалізації.

3) Розглянемо згадувану у вступі реакцію



Застосовуючи закони збереження енергії та імпульсу, в системі центра інерції

одержуємо такі вирази для енергії нейтрона  $E_n$  і позитрона  $E_e$ :

$$E_n = \frac{E_0^2 + (m_n^2 - m_e^2)c^4}{2E_0} \quad (42)$$

$$E_e = \frac{E_0^2 - (m_n^2 - m_e^2)c^4}{2E_0} \quad (43)$$

де  $m_n$  та  $m_e$  – маси нейтрона та електрона відповідно, а  $E_0$  – енергія системи в СЦІ. Оскільки в [11] висловлюється припущення, що в цій реакції нейтрино може бути тахіоном (тобто бути в ТС) розглянемо два випадки:

а) нейтрино в ЗС, тобто швидкість нейтрино  $v_\nu < 0$ . Тоді

$$E_0 = \sqrt{E_p^2 + (m_\nu^2 - m_p^2)c^4} \quad (44)$$

б) нейтрино в ТС,  $v_\nu > c$ . Тоді замість (44) одержуємо:

$$E_0 = \sqrt{E_p^2 - (m_p^2 + m_\nu^2)c^4} \quad (45)$$

$m_p$  і  $m_\nu$  – маси протона і нейтрона відповідно,  $E_p$  – енергія протона в СЦІ. Бачимо, що вираз (45) відрізняється тим, що перед  $m_\nu^2$  помінявся знак:  $m_\nu^2 \rightarrow -m_\nu^2$ , що і дало підстави говорити про тахіонну природу нейтрино. Чітке і достовірне підтвердження того, що в формули (42) і (43) потрібно підставляти не (44), а (45) було би переконливим доказом того, що нейтрино може рухатися з надсвітловою швидкістю. Зважаючи на те, що маса нейтрино набагато менша маси протона,  $m_\nu \ll m_p$  провести таку верифікацію дуже важко.

4) Анігіляція електронно-позитронної пари  $e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma'$ .

Застосовуючи закони збереження енергії-імпульсу (в ІСВ, де позитрон  $e^+$  покоїться) одержимо вирази для мінімального кута розльоту фотонів  $\theta_{\min}$  у двох випадках:

а) швидкість електрона  $v_e < c$ ; тоді

$$\theta_{\min} = \arccos \frac{E - 3mc^2}{E + mc^2};$$

$$E = \sqrt{p_e^2 c^2 + m^2 c^4} \quad (46)$$

б) електрон в ТС, тобто  $v_e > c$ ; тоді

$$\theta_{\min} = \arccos \left( \frac{E - mc^2}{E + mc^2} \right)^2,$$

$$E = \sqrt{p_e^2 c^2 - m^2 c^4} \quad (47)$$

де  $E$  та  $p_e$  – енергія та імпульс електрона відповідно. Оскільки кут  $\theta_{\min}$  легко визначити експериментально, то відмінність (47) від (46) може бути використана для експериментальної верифікації гіпотези про можливість ТС електронів.

#### 4. Заключні зауваження та висновки.

Багато цікавих і проблематичних питань залишилося поза рамками даної роботи. Не обговорюються труднощі та проблеми, що виникають у зв'язку з принципом причинності (зокрема, відомий „парадокс каузального циклу”) та коваріантним описанням процесів в тахіонній області. Ці проблеми в запропонованому підході мають такий же характер, як і в тахіонній гіпотезі, тому заінтересований читач може ознайомитись з їх розглядом, зокрема, в [7-9].

Основний висновок даної статті: тахіони тахіонної гіпотези – це звичайні частинки з дійсними масами, які рухаються з надсвітловою швидкістю. Такі частинки можуть народжуватися в реакціях розпаду та зіткнення елементарних частинок (і далі вступати в реакції, уже будучи в ТС).

В змістовній, насиченій цікавими ідеями роботі [12] розглянутий інший тип руху з надсвітловою швидкістю (конкретніше – передача інформації, сигналів з надсвітловою швидкістю). Така „надсвітлова комунікація” (назва одного із розділів в [12]) обумовлена особливостями поведінки квантових об'єктів,

зокрема колапсами хвильових функцій. Там же сформульовані припущення, які на думку автора роботи [12], знімають заперечення по виконанню принципу причинності при надсвітлових швидкостях передачі сигналу.

#### Література

1. I.O.-M.P. Bilanyuk, V.K. Deshpandl and E.C.G. Sudarshan, American Journal of Physics, Vol.30, No. 10, P 718-723 (1962).
2. G.Feinberg, Phys.Rev., 159, P 1089 (1967).
3. Я.П.Терлецкий, Парадоксы теории относительности. М. Наука. 1966.
4. T.Alväger, M.N.Krisler, Phys.Rev., 171, P 1357 (1968).
5. M.E.Arons, E.C.G.Sudarshan, Phys. Rev., 173, P 1622 (1968).
6. J.Dhar, E.C.G. Sudarshan, P 1808 (1968).
7. O.-M.Bilanyuk, S.L.Broun, B.De Witt, W.A.Newcomb, M.Sachs, E.C.G.Sudarshan, S.Joshikawa, Phys Today, Vol. 22.No. 12, P 47-52 (1969).
8. O.-M.Bilanyuk, E.C.G.Sudarshan, Phys. Today, Vol. 22, No. 5, P 43-51 (1969).
9. О.Биланюк, Е.Сударшан, Эйнштейновский сборник. АН СССР. Отделение ядерной физики. С 112-133 (1973)
10. Chodos A., Hauger A.J., Kostelecky V.A., Phys. Lett., 150 B., 431-435 (1985).
11. Ehrlich r., Phys. Lett. B 493, 229-232 (2000).
12. Б.Б.Кадомцев, УФН, т.164, №5, 449-530 (1994).



# **ON THE POSSIBILITY OF BROADENING SPECIAL RELATIVITY THEORY BEYOND LIGHT BARRIER**

**Medvedev S.Yu.**

Uzhgorod National University, 46, Pidhirna Str., 88 000, Uzhgorod, Ukraine.

The Lorentz transformations are broadened beyond the light barrier in such a way that particles' mass remains real when it moves faster than the velocity of light in vacuum. Elementary particles decay and collision reactions are studied with taking tachyons states (annihilation of an electron-positron pair, Compton's effect, decay of a particle into two parts with non-zero masses, and also collision of an ultra-relativistic proton with an anti-neutrino, and the birth of a neutrino and a positron) into consideration. These results can be used for experimental verification of the tachyon state hypothesis.

Key-words: super-light velocities, tachyon states.