

До проблеми радіаційного розпаду π^- -мезона

І.Ю. КРИВСЬКИЙ, Ю.М. ЛОМСАДЗЕ, В.І. ФУЩИЧ, І.В. ХІМІЧ

From the viewpoint of the relativistic invariance of quantum field theory and on the basis of universal Fermi interactions, employing the method of renormalising, the authors obtained a finite expression for the probability of $\pi \rightarrow e + \nu + \gamma$ decay in the first non-vanishing approximation of the perturbation method. The result of the ratio of the probability of $\pi \rightarrow e + \nu + \gamma$ and $\pi \rightarrow \mu + \nu$ decays obtained in this way is $\sim 3 \cdot 10^{-7}$, which agrees quite satisfactorily with the experiment.

В рамках релятивістськи інваріантної теорії квантованих полів на підставі універсальної Фермі-взаємодії за допомогою методу перенормувань одержано скінчений вираз для імовірності розпаду $\pi \rightarrow e + \nu + \gamma$ в першому незникаючому наближенні методу збурень. Одержане на підставі цього результату відношення ймовірностей розпадів $\pi \rightarrow e + \nu + \gamma$ та $\pi \rightarrow \mu + \nu$, рівне $\sim 3 \cdot 10^{-7}$, цілком задовільно узгоджується з експериментом.

1. Найновіші експерименти приводять до таких даних для відношень імовірностей різних розпадів π^- -мезона:

$$\rho = \frac{W(\pi \rightarrow e + \nu)}{W(\pi \rightarrow \mu + \nu)} \sim 10^{-4} \quad (\text{див. [1, 2]}), \quad (1)$$

$$\rho_\gamma = \frac{W(\pi \rightarrow e + \nu + \gamma)}{W(\pi \rightarrow \mu + \nu)} < 2 \cdot 10^{-6} \quad (\text{див. [3]}), \quad (2)$$

які свідчать про дуже малі імовірності розпадів

$$\pi \rightarrow e + \nu, \quad (3)$$

$$\pi \rightarrow e + \nu + \gamma. \quad (4)$$

З другого боку, з точки зору теорії квантованих полів розпади (3) і (4) повинні існувати за рахунок безумовно існуючого зв'язку π -мезонного та нуклонного (а також, звичайно, гіперонного) полів і загальноприйнятої в даний час універсальної β -розпадної взаємодії Гелл-Манна–Фейнмана [4]. Оскільки при розрахунках імовірностей цих розпадів за методом збурень виникають розбіжні вирази, може здатися, що сучасна теорія квантованих полів явно суперечить експериментальним даним (1) і (2).

Стандартний шлях обходу цієї трудності з нескінченностями полягав до цього часу або в розгляді виключно відношень теоретичних імовірностей розпадів, при якому можна надіятися на випадкове скорочення цих нескінченностей [5, 6], або в “обрізуванні” розбіжних інтегралів по віртуальних імпульсах [7]. При цьому, однак, треба мати на увазі, що перший підхід має обмежену цінність, оскільки

експериментально вимірюються не тільки відношення імовірностей розпадів, а й їх абсолютні значення, а другий підхід взагалі повинен бути визнаним принципово не задовільним внаслідок порушення ним релятивістської інваріантності теорії та, більше того, його невинуватого довільності.

Але існує також і інша можливість подолання цієї труднощі. Як показано у [8], всі нескінченності, що виникають при розрахунках розпаду (3) в наближенні, першому по константі β -зв'язку і як завгодно високому по константах сильних зв'язків, можуть бути точно обернені в нуль за допомогою релятивістськи інваріантної процедури перенормування константи g' прямого зв'язку π -мезонного та електронно-нейтрінного полів. Внаслідок цього розпад (3) в такому наближенні може відбуватися лише за рахунок прямого зв'язку π -мезонного та електронно-нейтрінного полів, і належним вибором g' його імовірність може бути приведена у відповідність з експериментальними даними (1).

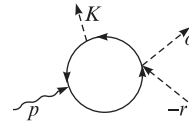
Щодо розпаду (4), то після проведення перенормування (або узагальненої регуляризації розбіжних інтегралів) імовірність цього розпаду лише приводиться до скінченного результату [8]. Мета даної роботи — показати, що принаймні в першому незникаючому наближенні методу збурень цей скінчений результат, одержаний — підкреслимо ще раз — строго релятивістськи інваріантним шляхом, не суперечить експериментальним даним (2).

2. Гамільтоніан взаємодії системи квантованих полів, що приймають участь у розпаді (4), береться у загальноприйнятому вигляді

$$H =: ig\bar{\Psi}\gamma_5\tau_i\Psi\varphi_i + \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{\Psi}_p\gamma_\mu(1 + F\gamma_5)\Psi_n\psi_e\gamma_\mu(1 + \gamma_s)\psi_\nu + h.c.] : + \quad (5)$$

+ зв'язок з електромагнітним полем

Для оцінки порядку величини $W(\pi \rightarrow e + \nu + \gamma)$ розглянемо одну з трьох можливих діаграм першого незникаючого наближення методу збурень, а саме діаграму (I), де p , k , q та r — чотиримірні імпульси π -мезона, фотона, електрона та антинейтріно, відповідно (див. рис.).



Після усунення розбіжностей (див. [8]) імовірність розпаду (4) для π -мезона, що знаходиться в стані спокою, представляється у вигляді ($h = c = 1$)

$$W(\pi \rightarrow e + \nu + \gamma) = \frac{g^2 e^2}{4\pi 4\pi} G^2 \frac{1}{\mu M^2 (2\pi)^7} \int \int \int d\Omega_k d\Omega_r dk_0 \times \quad (6)$$

$$\times \frac{k_0 r_0}{\mu - k_0 [1 - \cos(\mathbf{k}\mathbf{r})]} \left\{ q_\mu r_\nu (X_{\alpha\mu} X_{\alpha\nu} - Y_{\alpha\mu} Y_{\alpha\nu}) - \right.$$

$$\left. - \frac{(\mathbf{q}\mathbf{r})}{2} (X_{\mu\nu}^2 - Y_{\mu\nu}^2) + X_{\delta\mu} Y_{\delta\nu} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} q_\alpha r_\beta \right\},$$

де чотиримірний скалярний добуток двох векторів a , b визначено так: $(ab) = a_\mu b_\mu = (\mathbf{a}\mathbf{b}) - a_0 b_0$; \mathbf{q} , \mathbf{r} та q_0 виражаються через $k_0 = |\mathbf{k}|$ із співвідношень $\mathbf{k} + \mathbf{q} + \mathbf{r} = 0$, $\mu - k_0 - q_0 - r_0 = 0$, $r_0 = |\mathbf{r}|$, $q_0 = \sqrt{\mathbf{q}^2 + m^2}$; M , μ , m — маси спокою нуклона, π -мезона, електрона відповідно; $\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$ — одиничний повністю антисиметричний тензор четвертого рангу і для $(\frac{\mu}{M})^2 \ll 1$

$$X_{\mu\nu} = \frac{F}{3} [p_\mu (3k_\nu - 2p_\nu) + k_\mu p_\nu - (kp)\delta_{\mu\nu}], \quad Y_{\mu\nu} = \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k_\alpha p_\beta. \quad (7)$$

3. Чисельна оцінка виразу (6) для констант $\frac{g^2}{4\pi} = 15$, $\frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$, $G^2 = 2 \cdot 10^{-65} \text{см}^2$ та $F = 1$ дає

$$W(\pi \rightarrow e + \nu + \gamma) = \frac{1}{\tau(\pi \rightarrow e + \nu + \gamma)} \sim 10 \text{сек}^{-1}. \quad (8)$$

Якщо врахувати, що експериментальне значення $\tau(\pi \rightarrow \mu + \nu) \approx 2,5 \cdot 10^{-8} \text{сек.}$, то відношення ρ_α , дорівнюватиме $\sim 3 \cdot 10^{-7}$, що задовільно узгоджується з експериментальними даними (2)*.

Зауважимо, що вклад у імовірність розпаду (4) від псевдовекторного β -розпадного варіанта приблизно на порядок перевищує вклад від векторного варіанта. Цей результат збігається з твердженням, наведеним в роботі [6], про подавлення в розпаді (4) векторного β -розпадного варіанта, хоч величина цього подавлення в нашому випадку на порядок менша.

Зауважимо також, що коли замість перенормування (або узагальненої регуляризації) провести “обрізування” логарифмічне розбіжного інтеграла у виразі для $W(\pi \rightarrow e + \nu + \gamma)$, одержаному по діаграмі (I), на деякому імпульсі Λ , як це звичайно і робиться [7], то для одержання нашої чисельної оцінки (8) таке “обрізування” треба провадити на імпульсі, що задовольняє умову: $\ln(\Lambda/M) \sim 10^{-3}$. Оскільки автор статті [7] вибрав $\ln(\Lambda/M) \sim 1$, то не дивно, чому він не одержав узгодження з експериментом. Цей приклад показує, наскільки треба бути обережним при оцінці результатів, одержаних за допомогою процедури “обрізування” розбіжних інтегралів, яка порушує релятивістську інваріантність теорії.

1. Tazzini T., Fidecaro G., Mevviron A., Paula H., Tollestrup A., *Phys. Rev. Lett.*, 1958, **1**, 247.
2. Impeduglia G., Plano R., Prodell A., Samios N., Schwarz M., Steinberger J., *Phys. Rev. Lett.*, 1958, **1**, 249.
3. Труды VII Рочестерской конференции по физике высоких энергий, 1958.
4. Feynmann R., Gell-Mann M., *Phys. Rev.*, 1958, **109**, 193.
5. Treinmann C., Wyld H., *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 1552.
6. Вакс В.Г., Йоффе Б.Л., *ЖЭТФ*, 1958, **35**, 221.
7. Кобзарев И.Ю., *ЖЭТФ*, 1957, **33**, 551.
8. Ломсадзе Ю.М., Проблемы современной теории элементарных частиц, Труды Всесоюзной межвузовской конференции в Ужгороде, 2–6 октября 1958 г., 1959, № 2.

*В чисельну оцінку для $W(\pi \rightarrow e + \nu + \gamma)$, наведену в статті [8], вкралася помилка, що привела до величини ρ_α , на два порядки більшої від експериментальної.