ПОМИ ПРЕПРИНТ — 7/1997

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ НЕСТАБИЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Л. А. ХАЛФИН

Российская Академия Наук
Санкт-Петербургское отделение
Математического института им. В. А. Стеклова
Фонтанка 27, Санкт-Петербург 191011, Россия
khalfin@pdmi.ras.ru

Апрель 1997

Обнаружено новое явление в связи квантовой теории нестабильных частиц и специальной теории относительности. Доказаны новые выражения для времени жизни и энергии нестабильных частиц с отличным от нуля моментом, которые отличаются от общепринятых. Предложены эксперименты для проверки полученных результатов, которые являются тестами фундаментального предположения физики элементарных частиц о независимости (тождественности) их распределения масс от реакций их рождения.

Памяти
Александра Менделевича Халфина (1907–1994)
– моего папы и моего первого учителя.

"Закон энергии – и тот,
По-твоему, частенько врет,
А на количество движенья
Плевать ты хочешь без стесненья."
В. А. Фок "ХВАЛЕБНАЯ ОДА БОРУ", 1924г.

0. Как мы сейчас знаем почти все элементарные частицы (и даже фундаметальные частицы- лептоны и кварки) нестабильны относительно спонтанного распада. Только электрон (позитрон) и γ- кванты (фотоны) являются абсолютно стабильными с современной теоретической точки зрения. С эксперимeтальной же точки зрения даже для электрона мы знаем только следующую оценку для времени жизни $\tau_e > 2,7*10^{+27} yr.$[1]. В тоже время обычно нестабильные элементарные частицы теоретически исследуются как **квазистабильные** и это обосновывается тем фактом, что обычные элементарные частицы, распад которых индуцируется электромагнитными или слабыми взаимодействиями, имеют "бесконечное" время жизни в масштабе времени сильных взаимодействий, которые индуцируют массу этих частиц. Другими словами, это означает, что для обычных элементарных частиц $2\Gamma/m_0 << 1$ где m_0- "масса" элементарной нестабильной частицы, а 2Γ-ширина ее распределения масс, которая связана с временем жизни согласно $\tau = (2\Gamma)^{-1}$ (всюду используется система единиц $h = c = 1$). Например, $2\Gamma_{\pi^+}/m_{\pi^+} \backsimeq 10^{-15}$, но $2\Gamma_{\pi^0}/m_{\pi^0} \backsimeq 10^{-7}$, а для частиц-резонансов ситуация совсем другая. Например, для нейтрального калибровочного бозона Z мы имеем $2\Gamma_Z/m_Z \backsimeq 3*10^{-2}$, а для ρ мезона еще больше $2\Gamma_\rho/m_\rho \backsimeq 2*10^{-1}$.

Как подчеркивалось выше, несмотря на факт нестабильности элементарных частиц теоретическое их исследование обычно пренебрегает нестабильностью и рассматривает их в основном в пределе $\Gamma/m_0 \to 0$. Например, рассеяние нестабильных элементарных частиц (типа π мезонов) рассматривается как рассеяние **стабильных** частиц. Это обосновывается как тем, что $2\Gamma/m_0 << 1$, так и тем, что обычная стационарная квантовая теория рассеяния (S-матричный подход) предполагает, что $|in>$ и $|out>$ состояния есть состояния **стабильных** частиц (см. однако нестационарную квантовую теорию рассеяния волновых пакетов в [2] и цитированные там работы). Конечно, когда исследуют распад нестабильных элементарных частиц, то прнебрегать их нестабильностью невозможно. Однако для исследования квантовой теории распада обычно используется знаменитое приближение Вайскопфа–Вигнера (W-W), которое исследует только экспоненциальный закон распада и соответствует пределу $2\Gamma/m_0 \to 0$. Естественнен интерес к точной квантовой теории распада вне приближения W-W. В точной квантовой теории были открыты новые эффекты – такие как **неэкспоненциальность** закона распада (см.[3] и указанные там работы), **Quantum Zeno Effect (QZE)-Man made Physics** (см. [4] и указанные там работы). В этой работе я исследую в точной квантовой теории новые явления в соотношении между квантовой теорией нестабильных частиц и теорией относительности, которые справедливы даже для **экспоненциального** закона распада.

1. Я начну с простейшего примера. Обычно (смотри любые учебники и монографии по ядерной физике и физике элементарных частиц) знаменитое предсказание Паули нейтрино [5] обосновывают так. В 1914 г. Чадвик экспериментально обнаружил [6], что электроны в β распаде радиоактивных ядер имеют **непрерывный** спектр энергии. Этот факт выглядел как прямое противоречие фундаментальному закону сохранения энергии-импульса (момента) специальной теории относительности, если β распад радиоактивных ядер является двухчастичным. (Как вспоминал Паули [5] "... серьезность положения с непрерывным β-спектром хорошо проиллюстрировал мой уважаемый предшественник г-н Дебай, который недавно заявил мне в Брюсселе: О... об этом лучше не думать вовсе, как о новых налогах".) Действительно, если β радиоактивное ядро (Z) находится в состоянии покоя (с моментом $k = 0$) и имеет **фиксированную** массу (энергию) также как и стабильное дочернее ядро ($Z-1$) и электрон, то релятивитстский закон сохранения энергии-импульса утверждает, что

$$\begin{cases} \vec{k}_{Z-1} + \vec{k}_e = 0 \Rightarrow |\vec{k}_{Z-1}| = |\vec{k}_e| = k \\ m_Z = \sqrt{m_{Z-1}^2 + k^2} + \sqrt{m_e^2 + k^2} \end{cases} \tag{1}$$

Из (1) с очевидностью следует, что электрон **должен** иметь монохроматический (δ-функция) спектр энергии в предполагаемом **двухчастичном** β распаде. На основании этого, казавшегося непреодолимым, противоречия Бор в середине двадцатых годов [7] (уже после создания квантовой теории!) предположил, что фундаментальный закон сохранения энергии-импульса **нарушается** в β распаде (и отказался он от этого предположения только в 1936г.). В противоположность Бору Паули в 1930г. на основании этого противоречия предположил, что фундаментальный релятивистский закон сохранения энергии-импульса строго выполнен, но β распад не двухчастичный, а трехчастичный с новой частицей- нейтрино. Однако утверждение (1), на котором базировались гипотезы Бора и Паули, **неверно** как стало ясно из квантовой теории нестабильных состояний только позднее (Вайскопф–Вигнер (1930) [8], Мандельштам–Тамм (1945) [9], и в наиболее точной форме Фок–Крылов (1947) [10]), поскольку **нестабильные** радиоактивные ядра (и вообще **все** нестабильные состояния) **не могут** иметь **фиксированную** (детерминированную) массу (энергию)! На основании теоремы Фока–Крылова нестабильное β радиоактивное ядро (Z) **должно** иметь непрерывное распределение масс (энергии), которое есть динамический инвариант - закон сохранения **распределения** энергии нестабильного состояния. Из этого следует, что электрон в предполагаемом двухчастичном распаде **должен** иметь непрерывный спектр энергии в формальном согласии с экспериментальными данными Чадвика. Таким образом, формально Бор был прав в утверждении, что фиксированная энергия не сохраняется в β распаде – в распаде сохраняется непрерывное **распределение** энергии (динамический инвариант). Но если это так, то почему является необходимым пророчество Паули о существовании нейтрино? Фундаментальными дополнительными экспериментальными данными к данным Чадвика являются экспериментальные данные о **времени** жизни радиоактивных ядер. Так что, если предположить, что экспериментально измеренный непрерывный спектр энергии электрона в предполагаемом двухчастичном распаде связан с временем жизни согласно теореме Фока- Крылова, то времена жизни β радиоактивных ядер должны были бы быть **фантастически** малы! Например, для β распада трития время жизни оказалось бы порядка 10^{-17} сек. в вопиющем противоречии с известным из эксперимента временем жизни. Именно это противоречие с экспериментальными данными о временах жизни радиоактивных ядер обосновывает пророческое предсказание Паули, а не его оригинальное обоснование в связи с пртиворечием с законом сохранения в двухчастичном распаде, которое было неверным (этот факт уже отмечался в докторской диссертации [4] (стр.5–7). Я не обсуждаю здесь дополнительные аргументы Паули, связанные со спином. Только такие гении как Паули могли высказать пророческое предсказание о нейтрино на основании неверного обоснования. Даже сейчас некорректность обычного обоснования Паули до конца не понята – смотри первую фразу "*Conservation laws have long been a foundation of physics and careful tests of their validity have led to important discoveries, such as neutrinos*" в J. F. Bell and T. Damour "A new test of conservation laws and Lorentz invariance in relativistic gravity", Institut des Hautes Etudes Scientifiques preprint IHES/P/96/36, June 1996.

Рассмотренное выше демонстрирует весьма нетривиальное соотношение между квантовой теорией и теорией относительности. Более глубокое и еще более нетривиальное соотношение обсуждается в пункте 2. этой работы. Конечно, рассмотренный выше пример β радиоактивного ядерного распада в основном представляет исторический и методический интерес. Однако с другой стороны это рассмотрение весьма существенно для исследования одной из интригующих проблем современной физики – проблемы ненулевой массы нейтрино. Действительно, обычное выражение теории Ферми [11] для энергетического спектра электрона в трехчастичном (с участием нейтрино) β распаде было получено на основании предположения об обычном законе сохранения энергии-имульса для трехчастичного распада, считая нестабильное β радиоактивное ядро имеющим фиксированную массу (энергию) E_0, что противоречит основному утверждению квантовой теории нестабильных частиц (состояний). Конечно, эффект нестабильности (немонохроматичность распределения энергии β радиоактивного нестабильного ядра) вообще говоря очень мал, поскольку времена жизни β радиоактивных ядер весьма велики ($\Gamma/E_0 << 1$), однако этот эффект очень **существенен** вблизи и в "end-point" $E = E_0 - m_{\bar{\nu}_e}$, поскольку обычное [11] выражение для энергетического спектра в "end-point" строго равно нулю и эффект нестабильности существенно меняет аналитические свойства β спектра вблизи "end-point" (смотри недавние экспериментальные работы [12] и обсуждение [13] соответствующего парадокса [1] о полученных в [12] отрицательных оценках $m^2_{\bar{\nu}_e} < 0$). В отдельной работе я рассмотрю детально влияние эффекта нестабильности для β радиоактивного распада на аналитичесие свойста β спектра и на методы оценки $m^2_{\bar{\nu}_e} > 0$ и соответствующей оценки для массы нейтрино $m_{\bar{\nu}_e}$ на основании экспериментальных данных [12] о β спектре трития.

2. Рассмотрим теперь задачу об определении времени жизни нестабильной частицы с ненулевым импульсом $k \neq 0$. Обычное решение этой задачи (смотри любой учебник по физике) таково. Если экспоненциальный закон распада нестабильной частицы с нулевым ипульсом $k = 0$ есть (для $t \geqslant 0$)

$$L(t) = \exp(-2\Gamma t) \tag{2}$$

то экспоненциальный закон распада этой нестабильной частицы с ненулевым импульсом $k \neq 0$ есть

$$L(t|k) = \exp(-2\Gamma \frac{m_0}{\sqrt{m_0^2 + k^2}} t) \tag{3}$$

где m_0 есть "масса" нестабильной частицы. Это выражение непосредственно следует из релятивистской кинематики (знаменитое релятивистское изменение масштаба времени), если мы предположим, что нестабильная частица имеет **фиксированную** (детерминированную) массу m_0. Однако это предположение **неверно** и с очевидностью противоречит основному утверждение квантовой теории нестабильных частиц. Тем не менее выражение (3) блестяще подтверждается экспериментом и обычно рассматривается как одно из лучших экспериментальных доказательств справедливости специальной теории относительности. Более того, выражение (3) лежит в основании всех экспериментов по физике элементарных частиц.

Я докажу сейчас, что выражение (3) действительно является превосходным приближением для обычных нестабильных элементарных частиц типа π мезонов (но не для частиц- резонансов типа ρ мезонов), однако **точное** выражение для экспоненциального закона распада нестабильной частицы с ненулевым импульсом **отлично** от стандартно используемого (3), как бы демострируя "нарушение" специальной теории относительности (?!).

Доказательство. На основании теоремы Фока–Крылова [10] мы имеем

$$p(t|k) = \int\limits_{\mathrm{Spec}H} \omega(E|k)\exp(-iEt)dE, \tag{4}$$

где $p(t|k)$–амплитуда выживания (амплитуда вероятности того, что в момент времени t нестабильная частица останется в начальном, нераспавшемся состоянии), а $\omega(E|k)$ – плотность условного распределения энергии нестабильной частицы с импульсом k. Из фундаментального соотношения теории относительности

$$E^2 = m^2 + k^2 \tag{5}$$

непосредственно следует что

$$\omega(E|k)dE = \bar{\omega}(m|k)dm, \tag{6}$$

где $\bar{\omega}(m|k)$–плотность условного распределения масс нестабильной частицы с импульсом k. Однако распределение масс нестабильной частицы есть **инвариант** и не зависит от импульса k: $\bar{\omega}(m|k) = \bar{\omega}(m)$ и вообще не зависит от "приготовления"– от условий рождения нестабильной элементарной частицы. Это есть фундаментальное предположение всей квантовой теории элементарных частиц (смотри обсуждение этого фундаментального предположения далее).

В рамках обычного предположения об однополюсном распределении масс– распределении Брейт–Вигнера (BW) имеем

$$\bar{\omega}(m) = (\Gamma/\pi)[(m - m_0)^2 + \Gamma^2]^{-1} \tag{7}$$

с условием нормировки

$$\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \bar{\omega}(m)dm = 1 \tag{8}$$

согласованным с предположением об экспоненциальном законе распада и W-W. На основании (4), (6), (7) получаем

$$p(t|k) = \int\limits_{\mathrm{Spec}H} (\Gamma/\pi)[(m - m_0)^2 + \Gamma^2]^{-1}\exp(-i\sqrt{m^2 + k^2}t)dm \tag{9}$$

Эта формула содержалась уже в диссертации [4] (смотри стр. 108), однако тогда основное внимание уделялось неэкспоненциальным членам в законе распада. Теперь же, пренебрегая неэкспоненциальными членами, получаем из (8) для $t \geqslant 0$

$$\begin{cases} p(t|k) \simeq \int\limits_{-\infty}^{+\infty} (\Gamma/\pi)[(m-m_0)^2+\Gamma^2]^{-1}\exp(-i\sqrt{m^2+k^2}t)dm \\ = \exp(-i\sqrt{(m_0-i\Gamma)^2+k^2}t). \end{cases} \tag{9a}$$

Но с очевидностью

$$\begin{cases} \sqrt{(m_0-i\Gamma)^2+k^2} = \sqrt{m_0^2+k^2-\Gamma^2-2i\Gamma m_0} \\ = [(m_0^2+k^2-\Gamma^2)^2+4\Gamma^2 m_0^2]^{(1/4)}\exp[-i\frac{1}{2}\mathrm{arctn}((\frac{2\Gamma m_0}{m_0^2+k^2-\Gamma^2})]. \end{cases} \tag{10}$$

На основании (10) получаем из (9a)

$$\begin{cases} p(t|k) \simeq \exp(-i[(m_0^2+k^2-\Gamma^2)^2+4\Gamma^2 m_0^2]^{(1/4)}\cos[\frac{1}{2}\mathrm{arctn}((\frac{2\Gamma m_0}{m_0^2+k^2-\Gamma^2})]t) \\ \exp(-[(m_0^2+k^2-\Gamma^2)^2+4\Gamma^2 m_0^2]^{(1/4)}\sin[\frac{1}{2}\mathrm{arctn}((\frac{2\Gamma m_0}{m_0^2+k^2-\Gamma^2})]t) \end{cases} \tag{11}$$

На основании (11) получаем следующее выражение для экспоненциального члена в законе распада нестабильной элементарной частицы с импульсом k

$$L(t|k) = \exp(-2[(m_0^2+k^2-\Gamma^2)^2+4\Gamma^2 m_0^2]^{(1/4)}\sin[\frac{1}{2}\mathrm{arctn}((\frac{2\Gamma m_0}{m_0^2+k^2-\Gamma^2})]t) \tag{12}$$

Новое точное выражение в общем случае с очевидностью отличается от стандартно используемого (3). Только при $k=0$ выражения (11), (12) совпадают с стандартными

$$\begin{cases} p(t|k=0) = \exp(-im_0 t - \Gamma t) \\ L(t|k=o) = \exp(-2\Gamma t). \end{cases} \tag{13}$$

Наибольшая разница между стандартным выражением (3) и точными выражениями (11),(12) получается при $k=\Gamma$

$$\begin{cases} p(t|k) \simeq \exp(-i[(m_0^2+4\Gamma^2 m_0^2]^{(1/4)}\cos[\frac{1}{2}\mathrm{arctn}((\frac{2\Gamma}{m_0})]t) \\ \exp(-[(m_0^2+4\Gamma^2 m_0^2]^{(1/4)}\sin[\frac{1}{2}\mathrm{arctn}((\frac{2\Gamma}{m_0})]t) \end{cases} \tag{14}$$

и

$$L(t|k) = \exp(-2[(m_0^2+4\Gamma^2 m_0^2]^{(1/4)}\sin[\frac{1}{2}\mathrm{arctn}((\frac{2\Gamma}{m_0})]t) \tag{15}$$

Таким образом при $k=\Gamma$ знаменитое релятивистское изменение масштаба времени для времени жизни нестабильной элементарной частицы исчезает! Более того, для обычных нестабильных элементарных частиц ($\Gamma/m_0 << 1$) получаем при $k=\Gamma$ из (3)

$$L_{\mathrm{standard}}(t, k=\Gamma) \simeq \exp[-2\Gamma(1-\frac{1}{2}\frac{\Gamma^2}{m_0^2})t] \tag{16a}$$

а из (12)

$$L_{\mathrm{exact}}(t|k=\Gamma) \simeq \exp[-2\Gamma(1+\frac{\Gamma^2}{m_0^2})t] \tag{16b}$$

Мы видим, что из (16a) действительно следует знаменитое релятивистское увеличение времени жизни нестабильной элементарной частицы, но из точного выражения (16b) напротив следует **сокращение** времени жизни нестабильной элементарной частицы ! Конечно это не означает “нарушения” специальной теории относительности, поскольку специальная теория относительности была создана **внутри классической физики** и обычное релятивистское изменение масштаба времени строго говоря справедливо только для движения стабильных частиц классической физики с фиксированной массой – в классической физике не существуют нестабильные частицы с непрерывным распределением масс и спонтанный распад нестабильных частиц (состояний) есть типичный феномен **квантовой** теории.

Если $\Gamma \gg m_0$ и $k \gg \Gamma$, что типично для обычных нестабильных элементарных частиц (типа π мезонов, но не для частиц-резонансов типа ρ мезонов) с релятивистским импульсом k, то из (11), (12) следуют обычные результаты (смотри (3)) в качестве главного члена в асимптотике $\Gamma/m_0 \to 0$

$$\begin{cases} p(t|k) = \exp(-i\sqrt{m_0^2+k^2}t)\exp(-\Gamma\frac{m_0}{\sqrt{m_0^2+k^2}}t) \\ L(t|k) = \exp(-2\Gamma\frac{m_0}{\sqrt{m_0^2+k^2}}t). \end{cases} \tag{17}$$

Неожиданные результаты, полученные выше, доказывают, что в принципе **точные** экспериментальные исследования закона распада элементарных нестабильных частиц с ненулевым импульсом $k \neq 0$ (а не только главного асимтотического члена – смотри (17)) **должны** подтвердить несправедливость обычно используемой (3) релятивистской кинематики для времени жизни. Однако этот факт вовсе не был бы доказательством несправедливости специальной теории относительности, а напротив этот экспериментальный результат был бы существенным подтверждением справедливости теории относительности не только для классической, но и для **квантовой** физики, включая и специальные квантовые свойства нестабильных элементарных частиц. A priori невозможность нарушения предсказаний теории относительности для нестабильных элементарных частиц не очевидна, поскольку аксиоматика специальной теории относительности справедлива в рамках **классической** физики, в которой все частицы **стабильны.** Указанные трудные (смотри ниже (18), (19)) эксперименты на самом деле принципиально интересны, поскольку справедливость выражений (11), (12) была бы доказательством фундаментального предположения всей физики элементарных частиц об **инвариантности** распределений масс нестабильных элементарных частиц **независимо** от реакций их рождения. Это фундаментальное предположение о **тождественности** (неразличимости) всех элементарных частиц данного типа (например, **всех** π^+ мезонов) является краеугольным предположением всей физики элементарных частиц и для **стабильных** элементарных частиц (например, для всех электронов во вселенной) это фундаментальное предположение доказывается известным принципом Паули. Однако для нестабильных частиц оно до сих пор не является абсолютно доказанным, поскольку применение принципа Паули к нестабильным частицам не столь очевидно [14]. В [14] показано, что для доказательства принципа Паули для нестабильных частиц мы должны знать **тождественность** распределений масс для **всех** нестабильных частиц данного типа (например, всех π^0 мезонов во вселенной). Это же предполагает возможность экспериментов с разрешающей способностью по массам (энергии) порядка ширины распределений масс нестабильных частиц. Разрешающая способность сегодняшних (и ближайших будущих) экспериментов с обычными нестабильными частицами очень далека от подобных требований, однако для частиц-резонансов подобные реальные эксперименты (например, в реакциях рождения пар-близнецов ρ мезонов) с требуемой разрешающей способностью были предложены в [14].

Поскольку разница между обычно используемым выражением (3) и точным выражением (12) справедлива для всех t (в рамках экспоненциального закона распада), то обсуждаемые эксперименты по подтверждению точного закона распада (12) можно проводить для времен порядка времени жизни, где статистика может быть достаточно большой. С этой точки зрения подобные эксперименты предпочтительнее экспериментов по проверке неэкспоненциальности закона распада (смотри рекордные эксперименты группы E. B. Norman (LBL) [15] и статью в "Nature" [16]), особенно при больших временах. Поскольку в настоящее время невозможны эксперименты по определению временного закона распада частиц-резонансов, то оптимальным являются эксперименты с π^0 мезоном. Для $k = \Gamma_{\pi^0}$ мы получаем из стандартного выражения (3)

$$L^{st.}_{\pi^0}(t|k = \Gamma_{\pi^0}) \simeq \exp(-2\Gamma_{\pi^0}[1 - 5 * 10^{-15}]t) \tag{18}$$

а точное выражение (12) дает

$$L^{ex.}_{\pi^0}(t|k = \Gamma_{\pi^0}) \simeq \exp(-2\Gamma_{\pi^0}[1 + 10^{-14}]t) \tag{19}$$

Таким образом, мы видим, что подобные эксперименты требуют увеличения точности на 14 порядков в определении времени жизни π^0 мезона и это кажется фантастическим при сегодняшних экспериментальных возможностях. К счастью, однако возможно использование нестационарного эффекта Моссбауера как соответствующего фильтра, что дает возможность эксперимента по закону распада с моссбауеровской фильтрацией продуктов распада (γ квантов) с разрешающей способностью порядка естественной ширины. В отдельной работе я представлю детальное теоретическое рассмотрение этого интригующего эксперимента.

Другая интригующая возможность, и даже более интересная, это эксперименты с $K^0 - \bar{K}^0$ мезонами,имеющими большое перекрытие распределений масс. Как было показано в моих работах по проблеме CP-инвариантности (смотри, например, [4, 17] и соответствующие ссылки в них на другие работы) эта уникальная ситуация (большое перекрывание распределений масс) дает новые эффекты в точной теории вне приближенной теории Lee–Oehme–Yang [18], которая базируется на приближении W-W. Эти новые эффекты пропорциональны безразмерному параметру $\Gamma_L/(m_L - m_S) \simeq 10^{-3}$. Этот параметр много больше обычных безразмерных параметров $\Gamma_{L,S}/m_{L,S} \simeq 10^{-15}$. В отдельной работе я представлю детальную теорию интерференционных экспериметов с $K^0 - \bar{K}^0$, которые дают реальную возможность проверки новых точных выражений (11), (12) для времени жизни и энергии нестабильных элементарных частиц с ненулевым импульсом.

Я благодарен M. Gromov за приглашение (сентябрь 1996г.) в Institut des Hautes Etudes Scietifiques (IHES), теплое гостеприимство и идеальные условия для научной работы в IHES. Я признателен M. Gromov, A. Connes, M. Kontsevich за интересные дискуссии по квантовой теории нестабильных частиц (состояний).

Литература

[1] *Particle Data Group.* — Phys. Rev., **D 50** (1994), 1173.

[2] Л. А. Халфин, *Квантовая теория рассеяния волновых пакетов, причинность и сверхсветовое туннелирование.* доклад на научной сессии Отделения Общей Физики и Астрономии Российской Академии Наук (31 января 1996г.), УФН, т.166, 688 (1996); invited report on Adriatico Research Conference "Tunneling and its Implications", 30 July- 2 August 1996, International Centre for Theoretical Physics, Triest, Italy..

[3] Л. А. Халфин, — Докл. Акад. Наук СССР **115, 277** (1957), ЖЭТФ, т. 33, 1371 (1957); "Квантовая теория распада физических систем", кандидатская диссертация, ФИАН, 1960г.

P.T.Mattews, A.Salam, Phys. Rev., v. 112, 283 (1958).
M.Levy, Nuovo Cimento, v.14, 612 (1959).
J.Schwinger, Ann. Phys., v. 9, 169 (1960).
L.Fonda, G.C.Girardi, A.Rimini, Rep. Prog. Phys., v. 41, 587 (1978).

[4] Л. А. Халфин, — Докл. Акад. Наук СССР **141, 599** (1961), Письма ЖЭТФ, т. 8, 106 (1968); "Исследования по квантовой теории нестабильных частиц", докторская диссертация, ФИАН (1968)– ЛТФ ОИЯИ (1972); УФН, т. 160, 185 (1990).
B.Misra, E.C.G.Sudarshan, J. Math. Phys., v. 18, 756 (1977).
A.Sudbary, Ann. Phys., v. 157, 512 (1984).

[5] W. Pauli, *Open letter to Geiger and Meitner.* report on APS meeting, Pasadena (1931); Noyaux Atomiques, Proc. Solvay Congress, 324 (1934, Bruxelles; Aufsattze und Vortrage uber Physik und Erkenntnisttheory, Braunschweig, (1961).

[6] J. Chadwick, — Verh. dtsch. phys., Ges. **16, 383** (1914).

[7] N. Bohr, — Faraday Lecture, Journ. Chem. Soc. **349** (1932).

[8] V. Weisskopf, E. Wigner, — Zs. f. Phys. **65, 18** (1930).

[9] Л. И. Мандельштам, И. Е. Тамм, — Изв. АН СССР, сер. физ. **9, 122** (1945).

[10] Н. С. Крылов, В. А. Фок, — ЖЭТФ **17, 93** (1947).

[11] E. Fermi, — Zs. f. Phys. **88, 161** (1934), Ric. Sci.,v. 2, Part 12, (1933).
F.Perrin, Compt. Rend., v. 197, 1625 (1933).

[12] A. I. Belishev et al., — Phys. Lett. **B350, 263** (1995), W. Stoeffl, D. Decman, Phys. Rev. Lett., v. 75, 3237 (1995).

[13] L. A. Khalfin, *New method for investigation of* $m^2_{\bar{\nu}_e}$ *from tritium* β *spectrum* experimental data and solution of the negative $m^2_{\bar{\nu}_e}$ *puzzle.* — PDMI Preprint -8/1996 (May 1996),
Matts Roos, L.A.Khalfin, "Dangers of Unphysocal Regions", Preprint HU-TFT-96-13, Research Institute for Theoretical Physics, University of Helsinki, 20 May 1996..

[14] Л. А. Халфин, *Ядерная Физика.* т. 4, 443, 1966.

[15] B. Norman et al., — Phys. Rev. Lett. **60, 2246** (1988), Phys. Lett.,B357, 521 (1995)..

[16] P. T. Greenland, *Nature.* — 335, 298 (1988).

[17] Л. А. Халфин, — Письма ЖЭТФ **25, 349** (1972), Труды Семинара "Теоретико-групповые методы в физике", ред. М.Марков, т. 2, 608, "Наука", М., (1968).
L.A.Khalfin, "New Results on the CP-violation Problem", Preprint CPT, The University of Texas at Austin, DOE-ER 40200-211, Austin, USA, February 1990.
Leonid A.Khalfin, EURODAFNE Collaboration Meeting, LNF-94/033 (IR), 249 (1994), Frascati, Italy.
Leonid A.Khalfin, Boris S.Tsirelson, Found. Phys., v. 22, 879 (1992).
Leonid A.Khalfin, "Unconditional Tests of Discrete Symmetries by K Mesons Beyond the Approximate Lee-Oehme- Yang Theory" -invited report on Intern. Workshop on K Physics, Orsay, France, May 1996 (to be published in Proceedings).
Leonid A.Khalfin, "CP-violation Problem Beyond the Standard Lee- Oehme- Yang Theory"-invited report on XXI Intern. Colloq. on Group Theoretical Methods in Physics, Gosslar, Germany, July 1996 (to be published in Proceedings).

[18] T. D. Lee, R.Oehme, and C.N.Yang, — Phys. Rev. **106, 340** (1957).