

X - 176



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**  
**ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

2 - 7570

**ХАЛФИН**  
**Леонид Александрович**

**ИССЛЕДОВАНИЯ**  
**ПО КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ НЕСТАБИЛЬНЫХ ЧАСТИЦ**

**Специальность 01.04.02. - теоретическая**  
**и математическая физика**

**Автореферат диссертации на соискание учёной**  
**степени доктора физико-математических наук**

**(Диссертация написана на русском языке)**

**Дубна 1973**

Работа выполнена в Математическом институте им. В.А.Стеклова  
Академии наук СССР (Ленинградское отделение).

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук профессор М.К.Поливанов,  
доктор физико-математических наук профессор Л.Д.Соловьев,  
доктор физико-математических наук А.В.Ефремов.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Ленинградский государственный университет им. А.А.Жданова,  
физический факультет.

Автореферат разослан " " 1973 года

Защита диссертации состоится " " 1973 года  
на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физики  
Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р.А.Асанов

2 - 7570

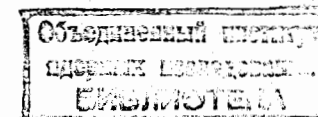
ХАЛФИН  
Леонид Александрович

ИССЛЕДОВАНИЯ  
ПО КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ НЕСТАБИЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Специальность 01.04.02. - теоретическая  
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание учёной  
степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)



Большинство элементарных частиц, как известно, испытывает спонтанный распад, т.е. нестабильно. Однако существующие в настоящее время методы теории элементарных частиц всюду, за исключением процессов их распада, фактически пренебрегают нестабильностью частиц. Естественным оправданием этому служит то обстоятельство, что для большинства нестабильных частиц, распадающихся за счет слабого и электромагнитного взаимодействий, их времена жизни много больше ("бесконечно" больше) времени взаимодействия, т.е.  $\Gamma / m_0 \ll 1$ , где  $m_0$  - "масса" нестабильной частицы, а  $\Gamma$  - ширина ее распределения масс  $\omega(m)$ . Таким образом, обычное оправдание возможности пренебречь нестабильностью связано с разницей на много порядков констант слабого и электромагнитного взаимодействий, с одной стороны, и сильного взаимодействия - с другой. Однако для большого количества открытых за последнее время частиц-резонансов это уже не так, и поэтому даже этого достаточно, чтобы оправдать интерес к последовательной квантовой теории нестабильных частиц, существенно учитывающей специфику нестабильности. С принципиальной точки зрения последовательная теория нестабильных частиц выделена тем, что сам факт нестабильности есть чисто квантовый эффект, в силу чего последовательная теория нестабильных частиц использует, по необходимости, наиболее глубокие и тонкие особенности квантовой теории. Подчеркнем также, что есть основания ожидать (так это и оказывается), что в последовательной теории нестабильных частиц возможно исследование таких эффектов, в которых, несмотря на малость  $\Gamma / m_0$ , нестабильность играет существенную качественную роль, так что происходит своеобразное "усиление" эффектов нестабильности.

Настоящая диссертация посвящена как раз исследованию в основном таких специфических эффектов последовательной квантовой теории нестабильных частиц. При этом рассмотрение по возможности использует лишь самые основные положения квантовой теории, так что полученные в диссертации результаты есть непосредственные следствия этих общих принципов квантовой теории.

Перейдем к обзору результатов, изложенных в диссертации.

В § I приводится постановка задачи о распаде нестабильной частицы как задачи Коши. В изложении использован спектральный подход Фока-Крылова, эквивалентный другим возможным подходам, таким, как метод функций Грина. Отмечена специфика закона сохранения энергии нестабильных частиц на методическом примере  $\beta$  - распада нейтрона.

В § 2 на основании принципа спектральности отмечаются аналитические свойства амплитуды распада  $p(t) = \mathcal{M}(t) \cdot \exp\{i\mathcal{N}(t)\}$  в плоскости комплексной переменной  $t$  и указана связь с теорией характеристических функций. На основании указанной связи получено полное описание всех допустимых амплитуд распада. В качестве следствия указывается, что амплитуды распада  $p(t) = \exp\{P_m(t)\}$ , где  $P_m(t)$  - полиномы степени  $m > 2$ , недопустимы.

В § 3 приводится подробное исследование критерия физической осуществимости в квантовой теории распада, полученного ранее автором. Показано, что неэкспоненциальная поправка к закону распада аналитична в правой полуплоскости  $\text{Re}t > 0$  и, следовательно, несмотря на малость этой поправки, она несет в себе существенную информацию о распределении масс  $\omega(m)$  нестабильной частицы. Этот факт, как указано, можно использовать для задач обоснования статистической физики в рамках квантовой теории.

Получены явные выражения для неэкспоненциальных членов в зависимости от поведения распределения масс  $\omega(m)$  на порогах. Подробно проанализированы условия, при которых роль неэкспоненциальных членов в законе распада велика. В связи с этим обсуждены эксперименты по проверке экспоненциальности законов распада  $K^+, \pi^+$ - мезонов и ядра  $M_n^{56}$ .

В § 4 указаны ограничения справедливости обычных методов рассмотрения распада нестабильных частиц, а именно, теории возмущений, метода Вайскопфа-Вигнера, метода комплексных полюсов  $\beta$  - матрицы. Эти ограничения являются следствием неэкспоненциальности и тем самым принципиальной неоднородности законов распада во времени.

В § 5 исследованы некоторые вопросы обратной задачи в квантовой теории распада, т.е. задачи восстановления распределения масс  $\omega(m)$  по известному закону распада  $\mathcal{L}(t) = \mathcal{M}^2(t)$ . Показано, что если асимптотика  $p(t)$  степенная, то справедливы дисперсионные соотношения между  $\mathcal{M}(t)$  и  $\mathcal{N}(t)$  без вычитаний. Доказано, что по известному закону распада  $\mathcal{L}(t)$  однозначно восстанавливаются особенности распределения масс  $\omega(m)$  в плоскости комплексной переменной  $m$ . Отмечена особая роль в обратной задаче распределений масс, соответствующих безгранично делимым законам. Доказана монотонность закона распада, соответствующего гипотезе Гольдбергера-Ватсона о том, что распределение масс содержит полюса более высокого порядка, чем первый.

В § 6 исследована специфика квантовой теории распада нестабильных частиц, распределения масс которых финитны:

$$\omega(m) = \begin{cases} 0, & m < m_{\min} \geq 0, \quad m > m_{\max} < \infty, \\ \omega(m), & m \in [m_{\min}, m_{\max}]. \end{cases} \quad (I)$$

Указана выделенность финитных распределений масс за счет строгого выполнения закона сохранения энергии-импульса "от стабильных до стабильных" в реакциях рождения нестабильных частиц. На основании ряда теорем теории целых функций получен критерий финитности распределений масс в терминах законов распада:

$$-\int_0^{\infty} \frac{\ln \mathcal{L}(t)}{t^2} dt < \infty, \quad (2)$$

который приводит к интересным следствиям для поведения амплитуд распада в окрестности  $t \approx 0$ . Более детальные результаты относительно поведения амплитуд распада в окрестности  $t \approx 0$  содержатся в ряде теорем, которые выводятся на основании полученной в этом параграфе леммы. Примером подобных теорем является следующая.

Теорема: Если распределение масс  $\omega(m)$  имеет конечный момент первого порядка  $\bar{m}$  (среднее значение массы):

$$\bar{m} \equiv \int_{-\infty}^{\infty} m \cdot \omega(m) \cdot dm < \infty, \quad (3)$$

то

$$\left. \frac{d\mathcal{L}(t)}{dt} \right|_{t=0} = \left. \frac{d|p(t)|^2}{dt} \right|_{t=0} = 0 \quad (4)$$

независимо от конкретной величины  $\bar{m}$ .

В § 7 на основании теоремы Карлемана получено правило сумм в квантовой теории распада. Из этого правила сумм, в частности, следует неравенство

$$\bar{m} \geq -\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\ln \mathcal{L}(t)}{t^2} dt, \quad (5)$$

означающее, что чем меньше время жизни, тем больше, вообще говоря, минимальное среднее значение массы. Знак равенства в (5) приводит к критерию отсутствия у  $p(t)$  комплексных нулей (в этом случае обратная задача в квантовой теории распада имеет единственное решение). С использованием асимптотических оценок  $p(t)$  при  $t \rightarrow \infty$  из § 3 и сведений о поведении  $p(t)$  в окрестности  $t \approx 0$  из § 6 подробно исследована правая часть неравенства (5).

В § 8 изучено влияние неэкспоненциальности на интерференционные эксперименты, например, типа Пайса-Пиччиони. Показано своеобразное усиление эффектов неэкспоненциальности, ибо условие того, что вклад неэкспоненциального члена в фазу  $\mathcal{L}(t)$  велик по сравнению с вкладом от экспоненциального члена, есть

$$\Gamma \cdot (m_0^2 + \Gamma^2)^{-1} \cdot t^{-1} \geq \exp\{-\Gamma t\} \cdot \sin m_0 t. \quad (6)$$

Из (6) следует, что вклад от неэкспоненциального члена в  $\mathcal{L}(t)$  велик даже при некоторых небольших  $t \sim \Gamma^{-1}$ . Показано, что исследование интерференционных эффектов дает информацию о комплексных нулях амплитуды распада  $p(t)$  и, следовательно, детальную информацию о распределении масс  $\omega(m)$ . Обсуждается влияние на интерференционные эксперименты предположения Гольдбергера-Ватсона.

В § 9 исследовано влияние неэкспоненциальных законов распада  $K_S$ -и  $K_L$ -мезонов на феноменологическую теорию  $K^0$ - $\bar{K}^0$ -мезонов, лежащую в основе обсуждения проблемы CP-инвариантности. Показана большая чувствительность феноменологической теории



$K^0 - \bar{K}^0$ -мезонов, соотношений унитарности Белла-Штейнбергера и различных их следствий к делаемому обычно предположению о строгой экспоненциальности амплитуд распада (приближение Вайскопфа-Вигнера)  $K_S$ -и  $K_L$ -мезонов, т.е. к предположению о том, что распределения масс  $K_S$ - и  $K_L$ -мезонов чисто полюсные. Так, в частности, на основании результатов § 6 доказано, что если  $K_S$ - и  $K_L$ - мезоны имеют конечные, не равные друг другу средние значения масс  $\bar{m}_S, \bar{m}_L < \infty$ ,  $\bar{m}_S \neq \bar{m}_L$  и  $K_S, K_L$  регенерируют друг в друга в вакууме, то соотношение унитарности при  $t=0$  удовлетворяется тождественно и не накладывает никаких ограничений на значение  $\langle K_S | K_L \rangle$ . Если же сделать предположение о том, что  $K_S$  и  $K_L$  не регенерируют друг в друга в вакууме и  $\bar{m}_S \neq \bar{m}_L$ , то из соотношения унитарности при  $t=0$  следует  $\langle K_S | K_L \rangle = 0$ . Показано, что значение  $\langle K_S | K_L \rangle$  очень чувствительно к деталям распределений масс  $K_S$ - и  $K_L$ -мезонов, а именно, к поведению гладких (без особенностей) функций приготовления состояния, т.е. к отклонениям распределений масс от чисто полюсных распределений, в то время как главные экспоненциальные члены законов распада  $K_S$ - и  $K_L$ -мезонов нечувствительны к деталям распределений масс.

В § 10 рассматривается постановка задачи о возможной зависимости от приготовления свойств нестабильных частиц. Нестабильные частицы, свойства которых зависят от приготовления, названы неэлементарными, а нестабильные частицы, свойства которых не зависят от приготовления, — элементарными. Исследована специфика в этой задаче факта нестабильности и указано особое значение в связи с этим точного закона сохранения энергии-импульса "от стабильных до стабильных". Показано, что все обычные эксперимен-

тальные методы исследования нестабильных частиц не в состоянии решить — зависят или не зависят от приготовления свойства нестабильных частиц (элементарны они или нет), а существующие методы теории нестабильных частиц с самого начала пренебрегают возможной зависимостью от приготовления. В то же время, если закон сохранения энергии-импульса строго справедлив "от стабильных до стабильных" в реакциях рождения нестабильных частиц, то свойства (распределения масс, законы распада) нестабильных частиц заведомо зависят от приготовления, т.е. они неэлементарны. Изучение этой зависимости (в частности, индуцированных особенностей, см. §§ II, I3) дает уникальную возможность проверки закона сохранения энергии-импульса с точностью до распадных ширин.

В § II рассмотрена последовательная теория каскадного распада, детализированная для распада по схеме  $M \rightarrow m_1 + m_2 \rightarrow m_1 + m_2 + m_3$ , точно учитывающая закон сохранения энергии-импульса в распаде — закон сохранения распределения энергии. Показана связь этой задачи с классической проблемой делимости случайных величин (разложение вероятностных законов). Выведены на основании закона сохранения энергии-импульса основное интегральное уравнение каскадного распада и различные его частные случаи. Допустимость каскадного распада сводится к существованию вероятностных решений выведенных интегральных уравнений каскадного распада. Предложен метод исследования индуцированных особенностей для получения необходимых условий существования вероятностных решений. В предположении, что распределение масс нестабильной частицы  $m$  не зависит от импульса, необходимое усло-

вие допустимости каскадного распада для важных частных случаев оказывается следующим:

$$\Gamma_M \geq \Gamma_m \cdot \frac{m_0}{M_0 - m_1}, \quad (7)$$

где  $m_1$  - масса стабильной частицы  $m_1$ ,  $m = m_0 - i\Gamma_m$  - полюс распределения масс частицы  $m$ ,  $M = M_0 - i\Gamma_M$  - полюс распределения масс частицы  $M$ . Выведены критерии допустимости каскадного распада и в том случае, когда распределение масс частицы  $m$  зависит от импульса. Показана большая чувствительность критериев допустимости каскадного распада к предположению о том, зависят или не зависят от приготовления распределения масс нестабильной частицы  $m$ . Обсуждается и самая общая постановка задачи о допустимости каскадного распада, в которой получены как необходимые условия в том случае, когда распределения масс частиц  $M$  и  $m$  заданы их аналитической структурой в комплексной области, так и необходимое и достаточное условие допустимости каскадного распада в самой общей постановке. Из этих условий, в частности, следует, что распределения масс нестабильных частиц  $M$  и  $m$  не могут быть независимыми и произвольными и содержат, помимо своих "элементарных" полюсных особенностей, еще и индуцированные "чужие" особенности. Таким образом, нестабильная частица  $M$ , вообще говоря, "знает" распределение масс нестабильной частицы  $m$ , а нестабильная частица  $m$  "помнит" распределение масс частицы  $M$ . Приведено обсуждение критериев допустимости каскадного распада в применении к нестабильным частицам и резонансам.

В § 12 рассмотрено влияние элементарности или неэлементарности нестабильных частиц на реакции рождения нестабильных частиц. В предположении строгой справедливости закона сохранения

энергии-импульса "от стабильных до стабильных" показана возможность решения вопроса о существовании у нестабильной частицы нескольких каналов распада. Особое внимание уделено специфике принципа неразличимости тождественных частиц и, как следствие, принципа симметризации (принципа Паули) для нестабильных частиц. Показана необходимость принципа Паули в случае элементарных нестабильных частиц. Так что выполнение принципа Паули для нестабильных частиц не означает, вообще говоря, что они не зависят от приготовления состояния, т.е., что автоматически нарушен закон сохранения энергии-импульса. Предложены новые тесты (эксперименты) для проверки принципа Паули непосредственно для нестабильных частиц (резонансов), не вытекающие автоматически из справедливости принципа Паули для их стабильных продуктов распада.

В § 13 поставлена и решена задача о допустимых распределениях масс ассоциативно рождаемых нестабильных частиц (резонансов). Пусть рассматривается многочастичная реакция:

$$\begin{aligned} m_{z_1} + \dots + m_{z_l} + \dots + m_{z_I} &\rightarrow m + M + m_{\chi_1} + \dots + m_{\chi_n} + \dots + m_{\chi_w} \rightarrow \\ &\rightarrow m_{s_1} + \dots + m_{s_j} + \dots + m_{s_b} + m_{z_1} + \dots + m_{z_l} + \dots + m_{z_L} + \\ &+ m_{\chi_1} + \dots + m_{\chi_n} + \dots + m_{\chi_w}, \end{aligned} \quad (8)$$

где все нумерованные частицы абсолютно стабильны, а  $m$  и  $M$  - нестабильные частицы (резонансы) или просто группы частиц,  $m = \sum_{j=1}^b m_{s_j}$ ,  $M = \sum_{l=1}^L m_{z_l}$ . Если в реакции (8) строго выполнен закон сохранения энергии-импульса "от стабильных до

стабильных", то распределения масс  $\omega(m)$  и  $W(M)$  нестабильных частиц  $m$  и  $M$ , оказывается, не могут быть произвольными. В диссертации получены как необходимые условия допустимости в тех случаях, когда задается аналитическая структура распределений масс  $\omega(m)$  и  $W(M)$  в плоскостях комплексных переменных  $m$  и  $M$ , так и необходимые и достаточные условия в общем случае. Исследование необходимых условий в первом случае сводится к отысканию необходимых условий существования вероятностных решений, выведенных в этом параграфе, интегрального уравнения I-го рода, являющегося непосредственным следствием строгого закона сохранения энергии-импульса "от стабильных до стабильных". Для получения этих необходимых условий мы исследуем особенности решения. Типичной теоремой подобного типа, полученной в этом параграфе, является следующая.

**Теорема:** Если распределение масс одной из частиц ( $m$ ) не зависит от импульса  $p_m$  и есть

$$\omega(m) = B_m \cdot [(m - m_0)^2 + \Gamma_m^2]^{-1}, \quad (9)$$

то необходимое условие допустимости распределения масс  $W(M)$  ассоциативно рожденной частицы  $M$  состоит в том, чтобы  $W(M)$  имело в плоскости комплексной переменной  $M$  особенности разве лишь на кривой  $C_M$ :

$$\left\{ \begin{aligned} M_0^2 &= m_0^2 + (\epsilon_0^2 - \vec{p}_0^2) - 2\epsilon_0 \sqrt{m_0^2 + \vec{p}_m^2} + 2(\vec{p}_0, \vec{p}_m), \\ \Gamma_M &= \Gamma_m \cdot \frac{m_0}{M_0} \cdot \frac{\epsilon_0 - \sqrt{m_0^2 + \vec{p}_m^2}}{\sqrt{m_0^2 + \vec{p}_m^2}}, \end{aligned} \right. \quad (10)$$

т.е. разве лишь так называемые индуцированные особенности. В

(10)  $\epsilon_0, \vec{p}_0$  - суммарные энергии и импульс начальных частиц  $m_{zi}$ .

Аналогично получается следующее утверждение ("фильтр масс"). Для того, чтобы распределения масс

$$\left\{ \begin{aligned} \omega(m; p_m) &= \varphi(m; p_m) \cdot [(m - m_0)^2 + \Gamma_m^2]^{-1}, \\ W(M; p_M) &= \psi(M; p_M) \cdot [(M - M_0)^2 + \Gamma_M^2]^{-1} \end{aligned} \right. \quad (II)$$

были бы взаимно допустимы, если особенности  $m = m_0 \pm i\Gamma_m$  и  $M = M_0 \pm i\Gamma_M$  взаимно не индуцированы, необходимо, чтобы  $\varphi(m; p_m)$  имело особенности, индуцированные полюсом  $M = M_0 \pm i\Gamma_M$ ;  $\psi(M; p_M)$  - особенности, индуцированные полюсом  $m = m_0 \pm i\Gamma_m$ .

Из этого утверждения, как и из других теорем этого параграфа, вытекает взаимное влияние распределений масс ассоциативно рождаемых нестабильных частиц (резонансов). Необходимые и достаточные условия получены редуцированием проблемы допустимости к одной математической задаче, решение которой было недавно получено В.Н.Судаковым. Из очевидных кинематических ограничений, следующих из закона сохранения энергии-импульса "от стабильных до стабильных", вытекает, как известно, что на плоскости  $R^2(m, M)$  все разрешенные значения  $m$  и  $M$  лежат в замкнутой области  $G \subset R^2(m, M)$ . В диссертации доказана следующая основная теорема.

**Теорема о допустимых распределениях масс:** Пусть  $G$  - замкнутое множество плоскости  $R^2(m, M)$ , мера которого равна I. Необходимое и достаточное условие взаимной допустимости -



сти распределений масс  $\omega(m)$  и  $\Psi(M)$  нестабильных частиц  $m$  и  $M$  состоит в том, чтобы для произвольного разбиения осей  $m$  и  $M$  на измеримые подмножества  $A$  и  $B$ , такие, что

$$(A \times B) \cap G = \emptyset, \quad (12)$$

было выполнено условие

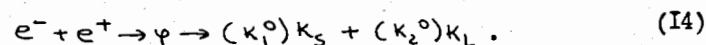
$$\int_A \omega(m) dm + \int_B \Psi(M) dM \leq 1. \quad (13)$$

На основании этой теоремы доказан интересный с физической точки зрения результат о том, что чисто полюсные распределения масс  $\omega(m)$  и  $\Psi(M)$  с произвольными параметрами полюсов взаимно недопустимы.

Полученные в этом параграфе результаты, как и вообще все тонкие результаты квантовой теории нестабильных частиц, носят пороговый "некорректный" характер, т.к. как угодно малые изменения распределений масс резко меняют результаты утверждений. Так, в частности, если одна из частиц, например  $m$ , - абсолютно стабильна, то никаких ограничений (кроме тривиальных кинематических) на допустимые распределения масс  $\Psi(M)$  нестабильной частицы  $M$  закон сохранения энергии-импульса "от стабильных до стабильных" не накладывает. В связи с этим в диссертации подробно проанализирована роль и значение "некорректных", т.е. бесконечно чувствительных к исходным предположениям, утверждений теории нестабильных частиц. Показано, что исследование законов распада для обычных нестабильных частиц и асимптотики рассеяния в кроссинг-канале для резонансов из-за "бесконечного" усиления неаналитических изменений распределений масс

преобразованием Фурье позволяет проверить все эти пороговые результаты квантовой теории нестабильных частиц. В частности, таким методом можно решить и известную задачу о распределении масс  $A_2$  - мезона. Подробно анализируются выводы, следующие из доказанных теорем о взаимной допустимости распределений масс и о "фильтре масс", для обычных нестабильных частиц и для резонансов.

В §14 исследовано влияние предположений об элементарности нестабильных частиц на обычные тесты по проверке дискретных симметрий, таких, как  $C(P)$ ,  $CP$  - симметрии. В связи с этим обсуждается недостаточность обычных тестов по проверке  $C$ -инвариантности электромагнитных взаимодействий адронов, связанных с исследованием распада  $\eta$  - мезона. Предложены "чистые" тесты по проверке  $C$ -инвариантности сильных и электромагнитных взаимодействий, не зависящие от предположений - элементарны или нет нестабильные частицы (конкретно,  $\rho$  - и  $\eta$  - мезоны). Предложены и такие тесты, которые при исследовании  $C$ -инвариантности позволяют решить вопрос об элементарности нестабильных частиц (конкретно,  $\rho$  - и  $\eta$  - мезонов). В связи с полученными в § 9 и § 13 результатами проанализировано возможное решение проблемы  $CP$ -инвариантности в рамках  $CP$ -инвариантной теории с помощью модели индуцированных полюсов. Основная идея при этом состоит в том, что распадающиеся  $K_1^0$  и  $K_2^0$ -мезоны в силу механизма "фильтра масс" распадаются не только со "своим" временем жизни, но и с временами жизни друг друга. Механизм "фильтра масс" исследуется на примере реакции



В § 15 предложены и обсуждены необходимые эксперименты

по проверке следствий из последовательной квантовой теории нестабильных частиц. Указаны наиболее интересные и в то же время доступные в настоящее время эксперименты.

Результаты диссертации неоднократно докладывались на семинарах отдела теоретической физики ЛГУ, теоретического отдела ФИАН, Лаборатории теоретической физики ОИЯИ, на научных сессиях ОЯФ АН СССР и были представлены на Международных конференциях.

Основные результаты опубликованы в следующих работах:

1. Л.А.Халфин. О связи между моментом первого порядка энергетического распределения и законом распада, ДАН СССР, 132, 1051 (1960).
2. Л.А.Халфин. К квантовой теории нестабильных частиц, ДАН СССР, 141, № 3 (1961).
3. Л.А.Халфин. Проблема обоснования статистической физики и квантовая теория распада, ДАН СССР, 162, 1273 (1965).
4. В.Н.Судаков, Л.А.Халфин. Статистический подход к корректности задач математической физики, ДАН СССР, 157, № 5 (1964).
5. Л.А.Халфин. К квантовой теории распада нестабильных частиц, ДАН СССР, 162, 1034 (1965).
6. Л.А.Халфин. К квантовой теории нестабильных элементарных частиц, ДАН СССР, 165, 541 (1965).
7. Л.А.Халфин. О монотонности закона распада нестабильных частиц, соответствующих полюсу  $n$ -порядка, Письма ЖЭТФ, 2, 129 (1965).
8. Л.А.Халфин. Принцип Паули и нестабильные частицы, ЯФ, 4, 443 (1966).
9. Л.А.Халфин. Тест С-инвариантности в  $e^-e^+$  столкновениях и возможное различие между резонансами и элементарными частицами, Труды Международной конференции по электромагнитным взаимодействиям, т. I (1967), М., АН СССР, 1967.
10. Л.А.Халфин. Об условиях допустимости распределений масс нестабильных частиц, ДАН СССР, 181, 584 (1968).
11. Л.А.Халфин. К проблеме  $K_L \rightarrow 2\pi$  распада, Письма ЖЭТФ, 3, 129 (1966).
12. Л.А.Халфин. Неэкспоненциальный закон распада и интерференционные эксперименты, ДАН СССР, 172, 1059 (1967).
13. Л.А.Халфин. Дискуссия по проблемам CP-инвариантности, УФН, 95 (1968).
14. Л.А.Халфин. Феноменологическая теория  $K^0-\bar{K}^0$ - мезонов и неэкспоненциальность закона распада, Письма ЖЭТФ, 8, 106 (1968).
15. Л.А.Халфин. Допустимые распределения масс нестабильных частиц, Письма ЖЭТФ, 7, 341 (1968).
16. Л.А.Халфин. Феноменологическая теория  $K^0-\bar{K}^0$ - мезонов и неэкспоненциальность закона распада, доклад, представленный на I4 Международную конференцию по физике высоких энергий, Вена (1968), ОИЯИ, R-4070, Дубна, 1968.
17. Л.А.Халфин. Допустимые распределения масс нестабильных частиц (резонансов), доклад, представленный на I4 Международную конференцию по физике высоких энергий, Вена (1968), ОИЯИ, R-4070, Дубна, 1968.
18. Л.А.Халфин. К проблеме  $A_2$ -мезона, Письма ЖЭТФ, 11, 454 (1970).
19. L.A.Khalfin. On the  $A_2$ -problem, XV International Conference on High Energy Physics, Abstracts of Contributions, 2, 635 (1970).

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 ноября 1973 года.