

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

О Нобелевской премии по физике 2025 года

В.П. Минеев

Туннелирование частиц через классически запрещённую область под потенциальным барьером — чисто квантово-механический эффект, описанный в 1928 году Георгием Гамовым для объяснения конечной вероятности радиоактивного альфа-распада ядер. Этот же механизм, связанный с туннелированием куперовских пар, лежит в основе эффекта Джозефсона — бездиссипативного протекания постоянного тока через контакт между двумя сверхпроводниками. Конечное падение напряжения, т.е. разрушение сверхпроводящего состояния, возникает при токах, превышающих некоторое критическое значение. Возникновение диссипативного режима возможно и при токах, меньших критических, за счёт скачков макроскопической переменной разности фаз сверхпроводящих состояний на контакте, которые происходят как за счёт термоактивационного механизма преодоления потенциального барьера, так и за счёт квантового подбарьерного туннелирования. Экспериментальные исследования перехода между этими двумя механизмами в электрической цепи с джозефсоновским контактом были удостоены Нобелевской премии по физике 2025 года.

Ключевые слова: случайные процессы, туннельные явления, эффект Джозефсона

PACS numbers: 01.10.Cr, 03.75.Lm, **05.40. – a**, **74.50. + r**

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.10.040053>

Нобелевская премия по физике 2025 года присуждена Джону Кларку, Мишелю Деворе и Джону Мартинису "за открытие макроскопического квантового туннелирования и квантования энергии в электрической цепи" [1].

В нескольких работах, опубликованных в 1980-е годы [2–4], они исследовали активационные переходы и квантовое туннелирование из состояния с нулевым падением напряжения в состояние с конечным падением напряжения при протекании тока через джозефсоновский контакт между двумя сверхпроводниками со схемой подключения, изображенной на рис. 1. Ток в цепи равен сумме тока через джозефсоновский контакт и токов через сопротивление и ёмкость:

$$J = J_c \sin \varphi + \frac{V}{R} + C \frac{dV}{dt}. \quad (1)$$

Учитывая соотношение Джозефсона между разностью фаз между двумя сверхпроводниками и падением напряжения,

$$\dot{\varphi} = \frac{2e}{\hbar} V = \frac{2\pi c}{\Phi_0} V, \quad (2)$$

уравнение (1) может быть переписано как

$$\frac{\Phi_0}{2\pi c} J = \frac{\Phi_0}{2\pi c} J_c \sin \varphi + \frac{1}{R} \left(\frac{\Phi_0}{2\pi c} \right)^2 \dot{\varphi} + C \left(\frac{\Phi_0}{2\pi c} \right)^2 \ddot{\varphi}, \quad (3)$$

В.П. Минеев. Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, просп. Академика Семёнова 1А, 142432 Черноголовка, Московская обл., Российская Федерация
E-mail: mineev@itp.ac.ru

Статья поступила 25 октября 2025 г.,
после доработки 28 октября 2025 г.

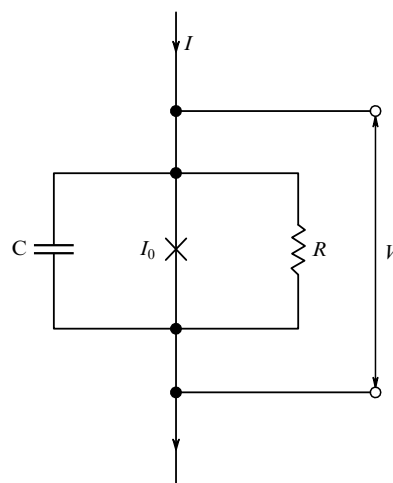


Рис. 1. Схема электрической цепи с джозефсоновским контактом.

т.е. как уравнение движения частицы с координатой φ в потенциале

$$U(\varphi) = -\frac{\Phi_0}{2\pi c} (J\varphi + J_c \cos \varphi), \quad (4)$$

изображённом на рис. 2, напоминающем стиральную доску. Буква $\Phi_0 = \pi \hbar c / e$ обозначает квант потока.

Ясно, что в таком потенциале при токах, меньших критического $J < J_c$, частица находится в одном из метастабильных положений, определяемых уравнением

$$\varphi_n = \arcsin \frac{J}{J_c} + 2\pi n. \quad (5)$$

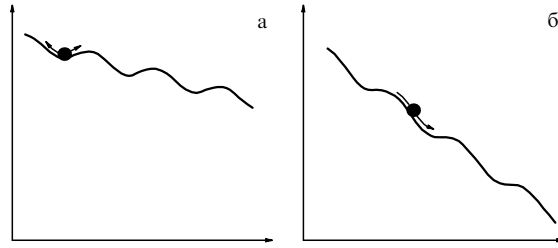


Рис. 2. Потенциал $U(\varphi)$. (а) Частица в устойчивом положении. (б) Частица, скатывающаяся вниз со скоростью, определяемой средним наклоном.

Следовательно, цепь пребывает в сверхпроводящем состоянии с

$$V = \frac{\Phi_0}{2\pi c} \dot{\varphi} = 0. \quad (6)$$

При $J > J_c$ частица скатывается вниз с осциллирующей как функция времени скоростью, в среднем равной

$$\dot{\varphi} = \frac{2e}{\hbar} JR = \frac{2e}{\hbar} V, \quad (7)$$

что соответствует резистивному состоянию со средним падением напряжения V .

Помимо тока источника J имеется дополнительный ток $J_f(T)$, обусловленный тепловыми флуктуациями. Таким образом, полный ток равен $J + J_f(T)$. Благодаря тепловым флуктуациям частица может преодолеть потенциальный барьер и скатиться в соседний метастабильный минимум. Время выхода τ можно оценить по формуле Крамерса

$$\tau^{-1} = \frac{\omega_J}{2\pi} \exp\left(-\frac{\Delta U}{T}\right). \quad (8)$$

Соседние минимумы разделены потенциальным барьером, который в случае

$$\frac{J_c - J}{J_c} \ll 1 \quad (9)$$

имеет высоту

$$\Delta U = \frac{2^{5/2}}{3} \frac{\Phi_0 J_c}{2\pi c} \left(1 - \frac{J}{J_c}\right)^{3/2}. \quad (10)$$

Предэкспоненциальный множитель в (8) — это частота попыток, зависящая от величины тока. При выполнении условия (9) она равна

$$\omega_J = \left(\frac{2\pi c J_c}{\Phi_0 C}\right)^{1/2} \left[1 - \left(\frac{J}{J_c}\right)^2\right]^{1/4}. \quad (11)$$

Благодаря активационным процессам частица может преодолевать потенциальный барьер даже при токах источника $J < J_c$, что приводит к появлению конечного напряжения. Таким образом, наблюдаемый критический ток J_{co} оказывается меньше J_c . Средний ток выхода быстро увеличивается с понижением температуры. Очевидно, что при $T \rightarrow 0$ время выхода экспоненциально стремится к бесконечности, и процессы прохождения через барьер становятся неэффективными. Однако даже при нулевой температуре существует конечная вероятность проникновения через барьер посредством квантового туннелирования.

Джон Кларк совместно со своим аспирантом Джоном Мартинисом и постдокторантом Мишелем Деворе

из Центра ядерных исследований в Сакле (Франция) использовали экспериментальный метод, разработанный ранее Т.А. Фултоном и Л.Н. Данклебегером [5]. Я цитирую пресс-релиз Нобелевского комитета по физике. "Эксперименты с использованием джозефсоновского перехода в цепи, изображённой на рис. 1, обычно включали постепенное увеличение тока источника и регистрацию значения, при котором обнаруживалось напряжение. Повторяя это измерение, обычно от 10^3 до 10^5 раз, можно было получить распределение значений тока, при котором частица "выходила" за барьер при каждой температуре. При понижении температуры в классическом режиме термически активированного выхода средний ток выхода быстро увеличивается. В конечном итоге достигается температура перехода, ниже которой распределение токов выхода становится независимым от температуры. В низкотемпературном режиме распределение токов выхода может определяться макроскопическим квантовым туннелированием.

Проблема заключалась в том, что насыщение распределения токов выхода при низкой температуре также можно было объяснить избыточным шумом, не находящимся в тепловом равновесии с измеряемой термометром температурой, например, микроволновым излучением абсолютно чёрного тела из какой-либо более тёплой части экспериментальной установки.

В своей установке [2–4] Джон Кларк и его коллеги использовали тщательно спроектированную цепочку фильтров с затуханием более 200 дБ в диапазоне частот от 0,1 до 12 ГГц. Фиксация температуры цепочки фильтров на различных температурных уровнях криостата важна, учитывая, что излучение абсолютно чёрного тела от самих фильтров испускается при температуре фильтров.

Ещё одной очень важной частью установки была микроволновая линия управления для резонансной активации перехода [2]. Резонансная активация позволила определить *in situ* резонансную частоту колебаний частицы в локальном минимуме в полностью классическом режиме. Ширина активированного резонанса также позволила охарактеризовать затухание, вызванное сопротивлением. Критический ток перехода можно было определить без микроволновой активации. Таким образом, все входные параметры теории можно было определить независимо.

Исследователи измерили скорости выхода ниже температуры перехода в ожидаемом режиме макроскопического квантового туннелирования."

Оценим температуру перехода из классического в квантовый режим проникновения через энергетический барьер. В квазиклассическом приближении [6] она даётся выражением

$$\Gamma = \frac{\omega_J}{2\pi} \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi \{2m[U(\varphi) - U(\varphi_1)]\}^{1/2}\right). \quad (12)$$

Здесь $U(\varphi_1) = U(\varphi_0) + \hbar\omega_J/2$, $\varphi_0 = \arcsin(J/J_c)$, φ_2 — точка максимума потенциала, $m = C(\Phi_0/2\pi c)^2$. Оценивая интеграл, получаем

$$\Gamma = \frac{\omega_J}{2\pi} \exp\left(-a \frac{\Delta U}{\omega_J}\right). \quad (13)$$

Здесь a — число порядка единицы.

Сравнение уравнений (8) и (13) показывает, что ниже температуры

$$T_0 \simeq \omega_J \quad (14)$$

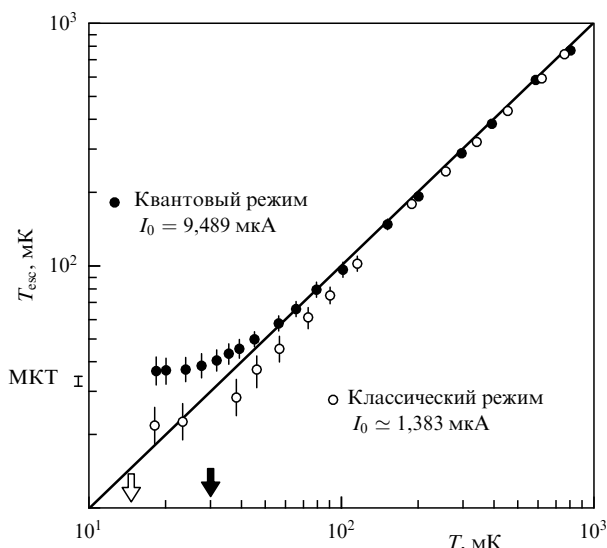


Рис. 3. Эффективная температура выхода, т.е. температура, определяющая скорость выхода, как функция реальной температуры с погрешностями. Сплошные и незакрашенные стрелки указывают прогнозируемые температуры перехода между классическим и квантовым режимом перехода к резистивному состоянию для более высоких и более низких критических токов соответственно. Теоретическое предсказание для температуры выхода для макроскопического квантового туннелирования (МКТ) отмечено на оси ординат [4].

классический механизм проникновения через барьер превращается в квантовое туннелирование. Можно сказать, что при $T < T_0$ процессы преодоления потенциального барьера приобретают эффективную "температуру выхода" порядка ω_J . Подобные переходы от классического к квантовому механизму прохождения барьера были впервые исследованы В.И. Гольданским в связи с задачами химической кинетики [7].

Теория квантового туннелирования вне рамок квазиклассического приближения и с учётом диссипации была разработана А.О. Калдейрой и Э.Дж. Леггеттом [8]. Оценка эффективной температуры выхода квантового туннелирования на основе теории Калдейры–Леггетта была проведена в работе [4]. График температуры выхода, при которой происходит переход из состояния с $V = 0$ в резистивное состояние, представлен на рис. 3. Процессы квантового туннелирования из возбуждённых состояний в потенциальной яме, исследованные теми же авторами, описаны в работе [3].

Открытие квантового туннелирования в джозефсоновском контакте, приводящего к переходу из состояния

с $V = 0$ в резистивное состояние с конечным падением напряжения, т.е. открытие квантового туннелирования в макроскопическом мире, произошло спустя более чем столетия после открытия механизма квантового туннелирования, сделанного Георгием Гамовым в 1928 году для объяснения радиоактивного альфа-распада ядер [9].

Следуя пресс-релизу Нобелевского комитета [1], добавим несколько слов о более современных исследованиях. После работ Дж. Кларка, М. Деворе и Дж. Мартиниса стало ясно, что сверхпроводящие цепи могут служить одной из реализаций управляемых квантовых двухуровневых систем (квантовых битов или кубитов) как основы квантового компьютера (см. обзор [10]). Первый эксперимент, демонстрирующий когерентные колебания между квантовыми уровнями кубита, был проведён в 1999 году Накамуры, Пашкиным и Цаем [11]. Эти колебания сохраняли когерентность всего 3 нс, но они вдохновили на создание множества новых конструкций сверхпроводящих цепей для квантовой обработки информации. В так называемом фазовом кубите наблюдались когерентные колебания между квантованными уровнями в джозефсоновском переходе [12, 13]. Считывание данных этого фазового кубита использовало макроскопическое квантовое туннелирование аналогично экспериментам нобелевских лауреатов в работах 1985 года. Сегодня кубит, называемый "Трансмон", нечувствительный к зарядовому шуму [14], используется по всему миру в ряде проектов, направленных на создание крупномасштабного квантового компьютера.

Список литературы

1. "The Nobel Prize in Physics 2025: Their experiments on a chip revealed quantum physics in action", Press release. Published: 2025-10-07, <https://www.kva.se/en/news/the-nobel-prize-in-physics-2025/>
2. Devoret M H, Martinis J M, Esteve D, Clarke J *Phys. Rev. Lett.* **53** 1260 (1984)
3. Martinis J M, Devoret M H, Clarke J *Phys. Rev. Lett.* **55** 1543 (1985)
4. Devoret M H, Martinis J M, Clarke J *Phys. Rev. Lett.* **55** 1908 (1985)
5. Fulton T A, Dunkleberger L N *Phys. Rev. B* **9** 4760 (1974)
6. Иванченко Ю М, Зильберман Л А *ЖЭТФ* **55** 2395 (1968); Ivanchenko Yu M, Zil'berman L A *Sov. Phys. JETP* **28** 1272 (1969)
7. Гольданский В И *ДАН СССР* **124** 1261 (1959); Gol'danskii V I *Sov. Phys. Dokl.* **4** 1172 (1959)
8. Caldeira A O, Leggett A J *Ann. Physics* **149** 374 (1983)
9. Gamow G *Nature* **122** 805 (1928)
10. Makhlin Yu, Schön G, Shnirman A *Rev. Mod. Phys.* **73** 357 (2001)
11. Nakamura Y, Pashkin Yu A, Tsai J S *Nature* **398** 786 (1999)
12. Yu Y et al. *Science* **296** 889 (2002)
13. Martinis J M et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 117901 (2002)
14. Koch J et al. *Phys. Rev. A* **76** 042319 (2007)

About 2025 Nobel Prize in Physics

V.P. Mineev. Landau Institute for Theoretical Physics, Russian Academy of Sciences, prosp. Akademika Semenova 1A, 142432 Chernogolovka, Moscow region, Russian Federation. E-mail: mineev@itp.ac.ru

Particle tunneling through the classically forbidden region beneath a potential barrier is a purely quantum-mechanical effect, described in 1928 by George Gamow to explain the finite probability of radioactive alpha decay of nuclei. The same mechanism, associated with Cooper pair tunneling, underlies the Josephson effect — the dissipationless flow of current through a junction between two superconductors. A finite voltage drop, i.e., the destruction of the superconducting state, occurs at currents greater than a certain critical value. The emergence of a dissipative regime is also possible at currents less than the critical value due to jumps in the macroscopic variable of the phase difference of the superconducting states at the junction, which occur due to both the thermally activated mechanism of overcoming the potential barrier and quantum subbarrier tunneling. Experimental studies of the transition between these two mechanisms in an electric circuit with a Josephson junction were awarded the 2025 Nobel Prize in Physics.

Keywords: random processes, tunneling phenomena, Josephson effect

PACS numbers: 01.10.Cr, 03.75.Lm, **05.40. – a**, **74.50. + r**
Bibliography — 14 references
Uspekhi Fizicheskikh Nauk **195** (11) 1232–1234 (2025)
DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2025.10.040053>

Received 25 October 2025, revised 28 October 2025
Physics – Uspekhi **68** (11) (2025)
DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2025.10.040053>