

Quand la physique quantique devient macroscopique

Le Prix Nobel 2025

Lauréats 2025:

John Clarke

Michel H. Devoret

John M. Martinis

"for the discovery of
**macroscopic quantum
mechanical tunnelling** and
energy quantisation in an
electric circuit"



John Clarke



Michel H. Devoret



John M. Martinis



Objectifs et étapes du séminaire

Objectifs:

- Décrypter l'effet tunnel et la quantification
- Découvrir un état quantique macroscopique
- Apprécier les travaux de John Clarke, Michel H. Devoret, John M. Martinis



Au menu du jour:

- Mécanique quantique (Schrödinger et Heisenberg)
- La quantification des états et l'effet tunnel
- La supraconductivité et les jonctions Josephson
- Découvertes majeurs de 1985

Objectifs et étapes du séminaire

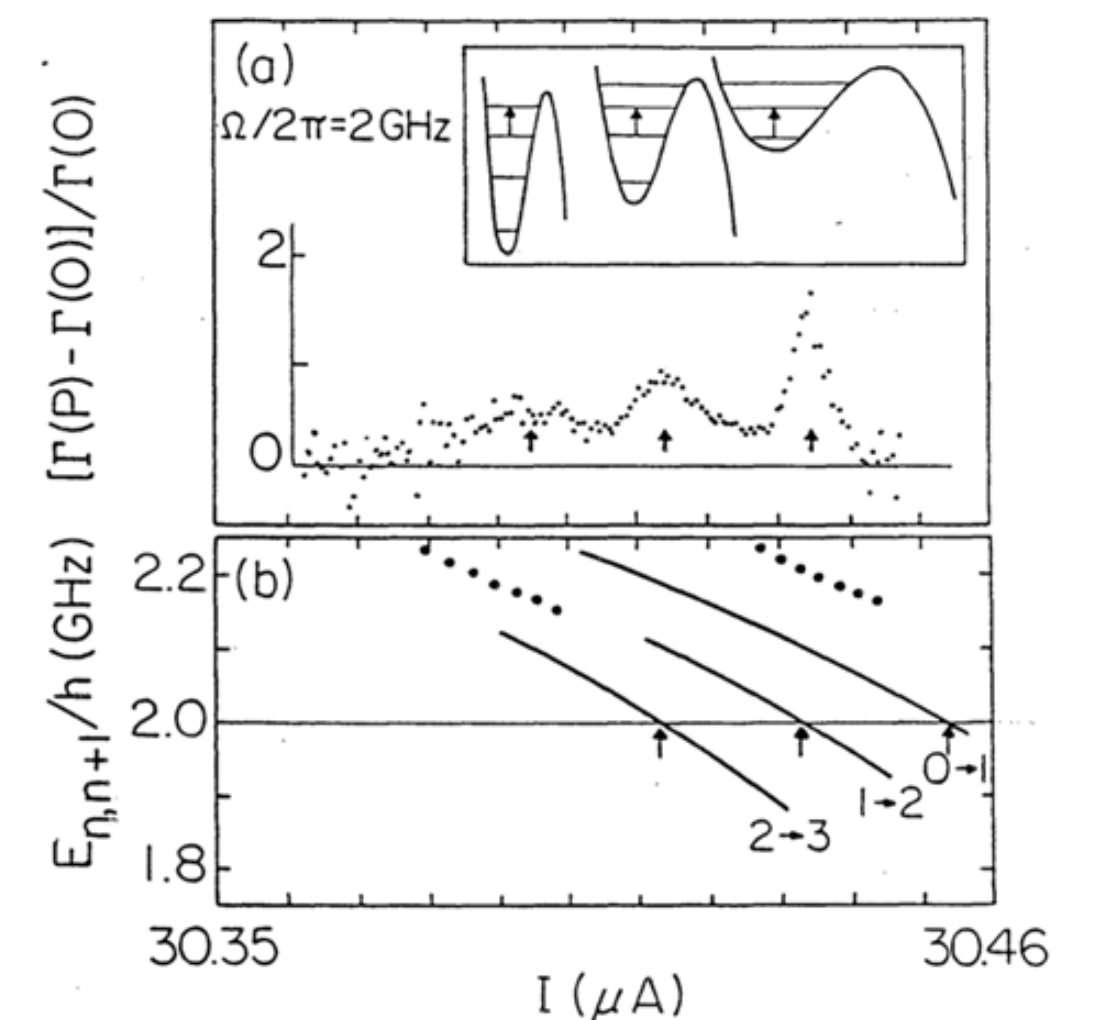
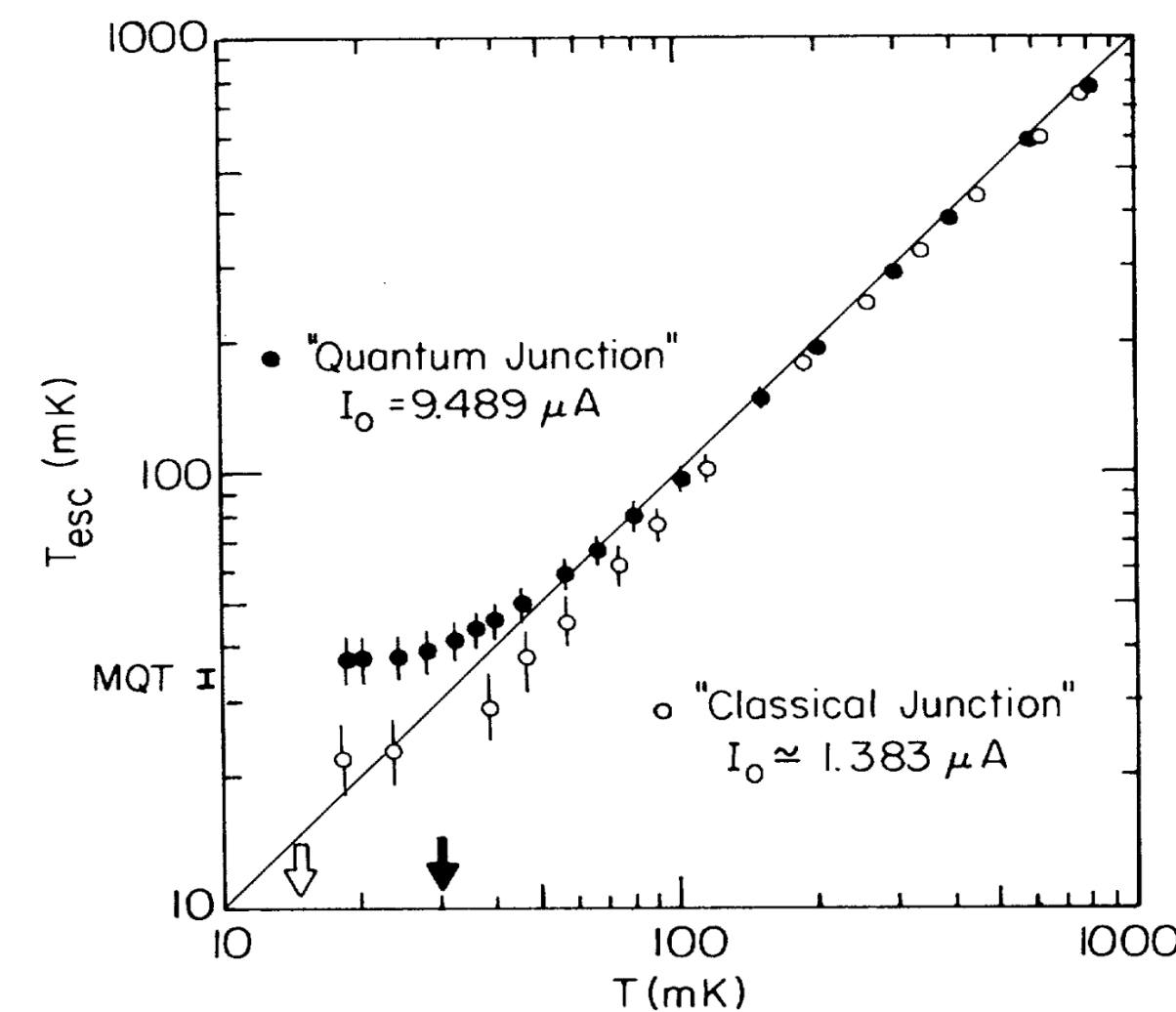
Objectifs:

- Décrypter l'effet tunnel et la quantification
- Découvrir un état quantique macroscopique
- Apprécier les travaux de John Clarke, Michel H. Devoret, John M. Martinis



Au menu du jour:

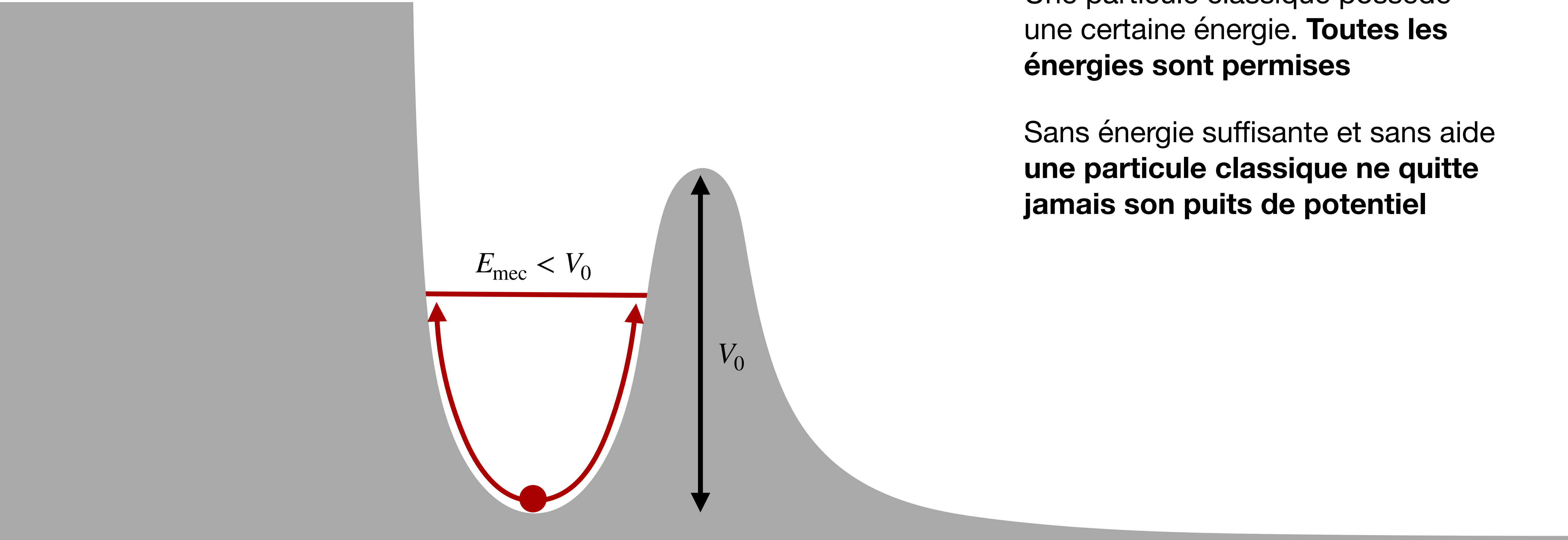
- Mécanique quantique (Schrödinger et Heisenberg)
- La quantification des états et l'effet tunnel
- La supraconductivité et les jonctions Josephson
- Découvertes majeurs de 1985

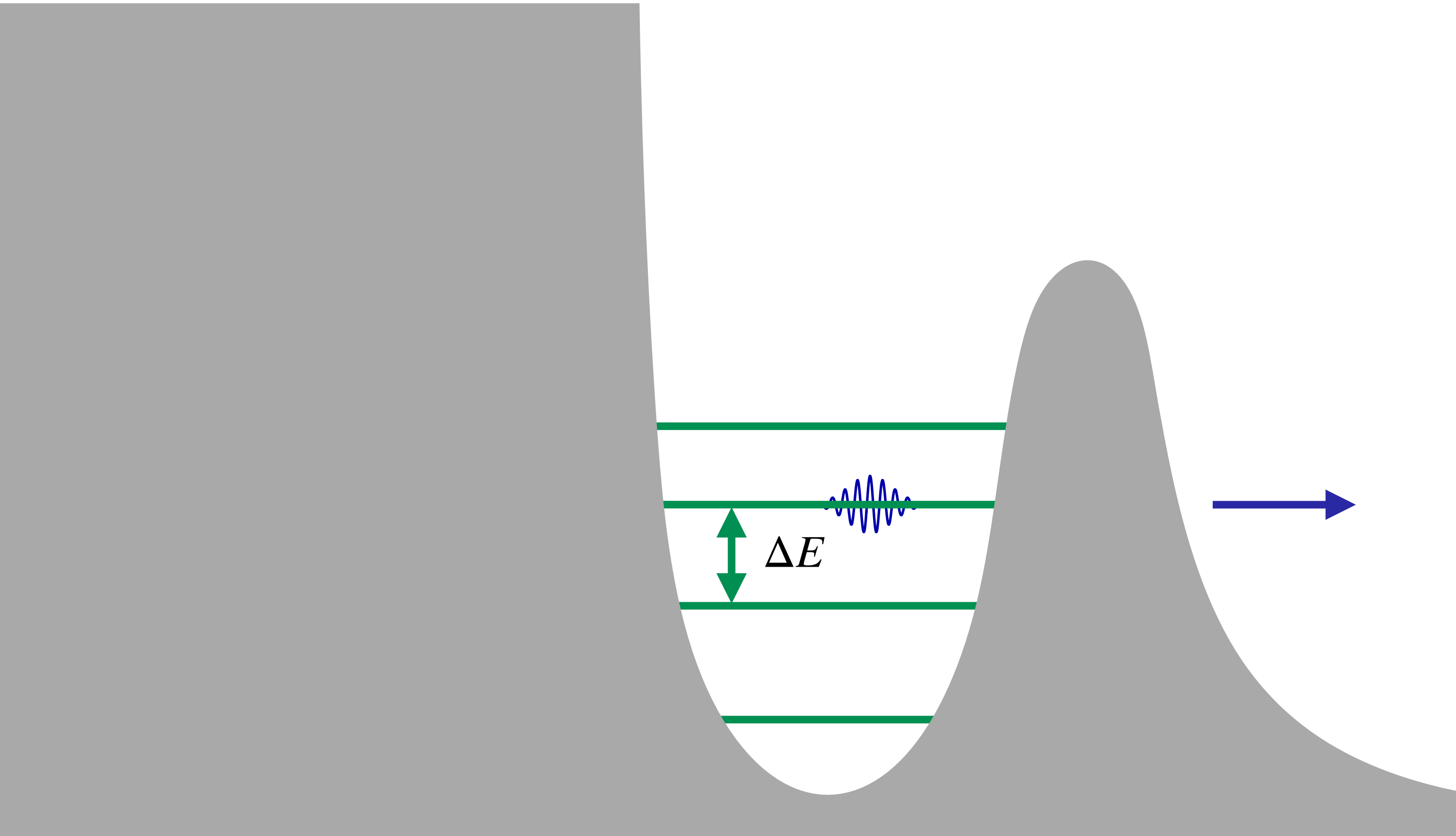


J. M. Martinis, M. H. Devoret, J. Clarke, PRL **55**, 1543 (1985),
Energy-Level Quantization in the Zero-Voltage State of a Current-Biased Josephson Junction,
M. H. Devoret, J. M. Martinis, J. Clarke, PRL **55**, 1908 (1985),
Measurement of Macroscopic Quantum Tunneling out of a Zero-Voltage State of a Current-Biased Josephson Junction

Une particule classique possède une certaine énergie. **Toutes les énergies sont permises**

Sans énergie suffisante et sans aide **une particule classique ne quitte jamais son puits de potentiel**





~~Une particule classique possède une certaine énergie. **Toutes les énergies sont permises**~~

~~Sans énergie suffisante et sans aide **une particule classique ne quitte jamais son puits de potentiel**~~

Deux nouveautés quantiques

Une particule/onde quantique occupe des états d'énergie quantifiés

Une particule/onde quantique peut quitter le puits par effet tunnel

Werner Heisenberg (24 ans)

- ▶ À Göttingen, il travaille avec Max Born, Wolfgang Pauli, Paul Dirac, Enrico Fermi, et Robert Oppenheimer
- ▶ Été 1925, en retraite à Helgoland, il découvre une description matricielle de la mécanique quantique
- ▶ Peu de personnes le comprennent

$$\frac{d}{dt}A(t) = \frac{i}{\hbar} [H(t), A(t)]$$

Erwin Schrödinger (38 ans)

- ▶ En 'retraite' dans un chalet aux Grisons, il établit une équation d'onde pour décrire des particules
- ▶ Mathématiquement plus accessible

$$i\hbar \frac{d}{dt} \Psi(x, t) = \hat{H} \Psi(x, t)$$

$$[M_1, M_2] = M_1 M_2 - M_2 M_1$$



L'équation de Schrödinger indépendante du temps

$$E \psi(x) = \hat{H} \psi(x)$$

$$\hat{H} = \frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + V(x) \quad \text{version quantique de l'énergie mécanique}$$
$$E_{\text{mec}} = \frac{p^2}{2m} + E_{\text{pot}}(x) \quad p = mv \text{ devient } \hat{p} = -i\hbar \partial_x$$

La fonction d'onde ψ (ou plutôt $|\psi(x)|^2$) donne la probabilité de trouver la particule/onde au point x

E est l'énergie de la particule/onde

L'équation de Schrödinger indépendante du temps

$$E \psi(x) = \hat{H} \psi(x)$$

$$\hat{H} = \frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + V(x) \quad \text{version quantique de l'énergie mécanique}$$
$$E_{\text{mec}} = \frac{p^2}{2m} + E_{\text{pot}}(x) \quad p = mv \text{ devient } \hat{p} = -i\hbar \partial_x$$

La fonction d'onde ψ (ou plutôt $|\psi(x)|^2$) donne la probabilité de trouver la particule/onde au point x

E est l'énergie de la particule/onde

Pour $V(x) = \text{const}$

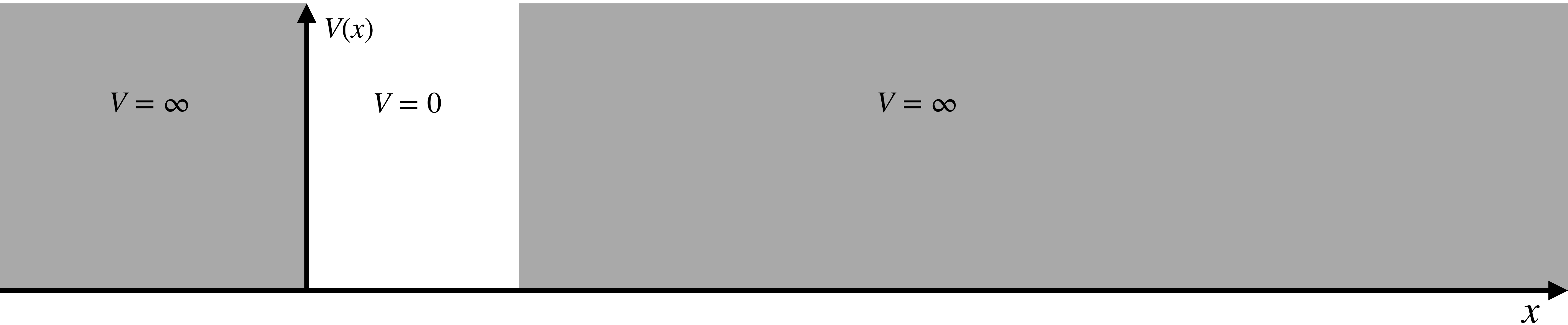
$$\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi}{dx^2} = [E - V] \psi(x)$$

les solutions fondamentales sont $\psi_{\pm}(x) = \exp(\pm i\sqrt{2m(E-V)} x/\hbar) \Leftrightarrow \sin(\pm\sqrt{2m(E-V)} x/\hbar)$

L'équation de Schrödinger: Particule dans une boîte

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} = E\psi(x)$$

$$\psi_{\pm}(x) = \exp(\pm i\sqrt{2mEx}/\hbar) \Leftrightarrow \sin(\sqrt{2mEx}/\hbar)$$



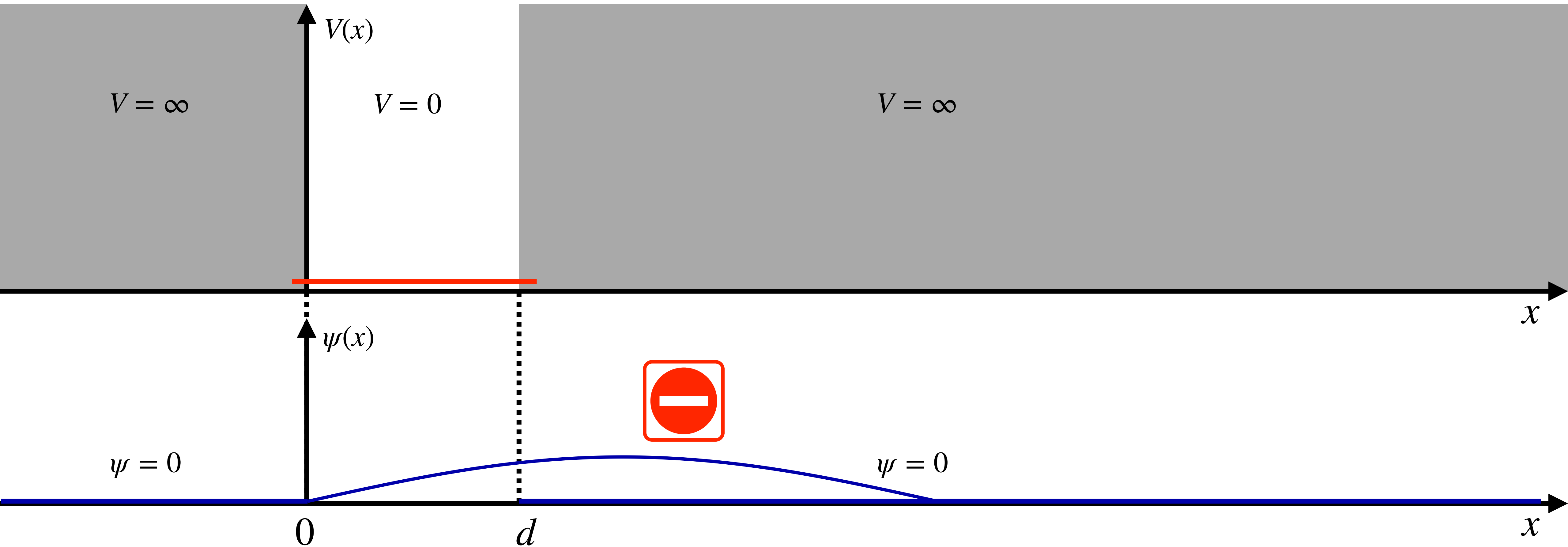
$$\psi = 0$$

$$\psi = 0$$

L'équation de Schrödinger: Particule dans une boîte

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} = E\psi(x)$$

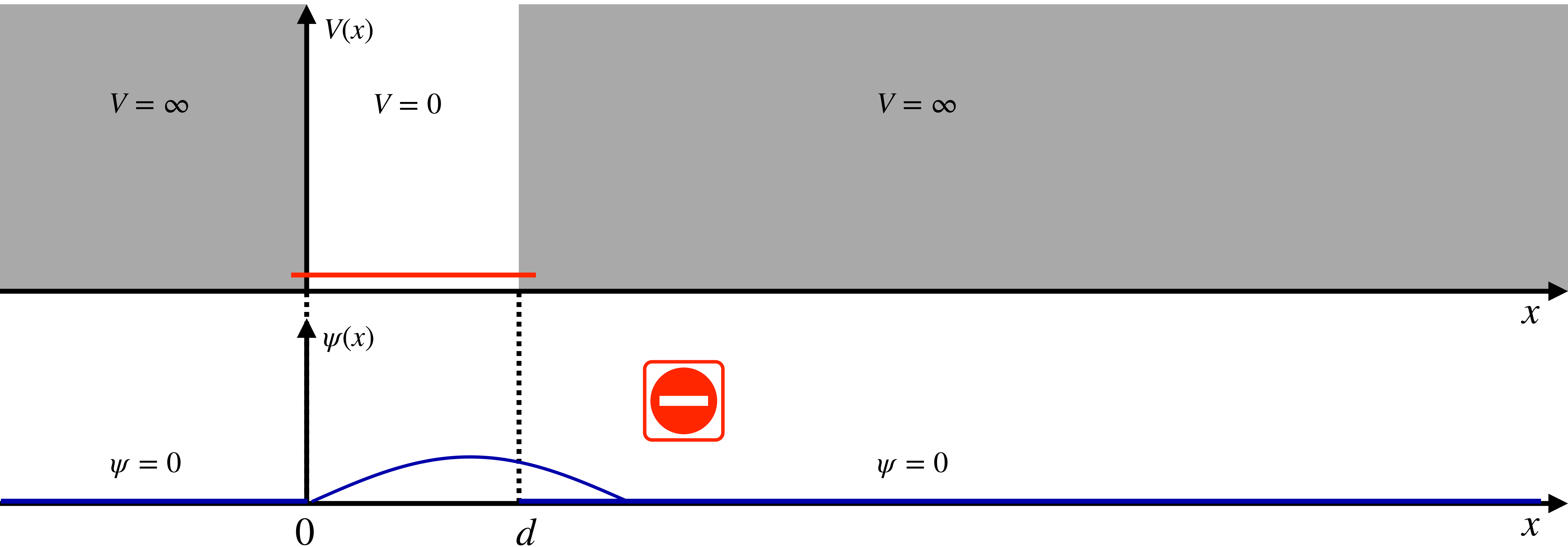
$$\psi_{\pm}(x) = \exp(\pm i\sqrt{2mEx}/\hbar) \Leftrightarrow \sin(\sqrt{2mEx}/\hbar)$$



L'équation de Schrödinger: Particule dans une boîte

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} = E\psi(x)$$

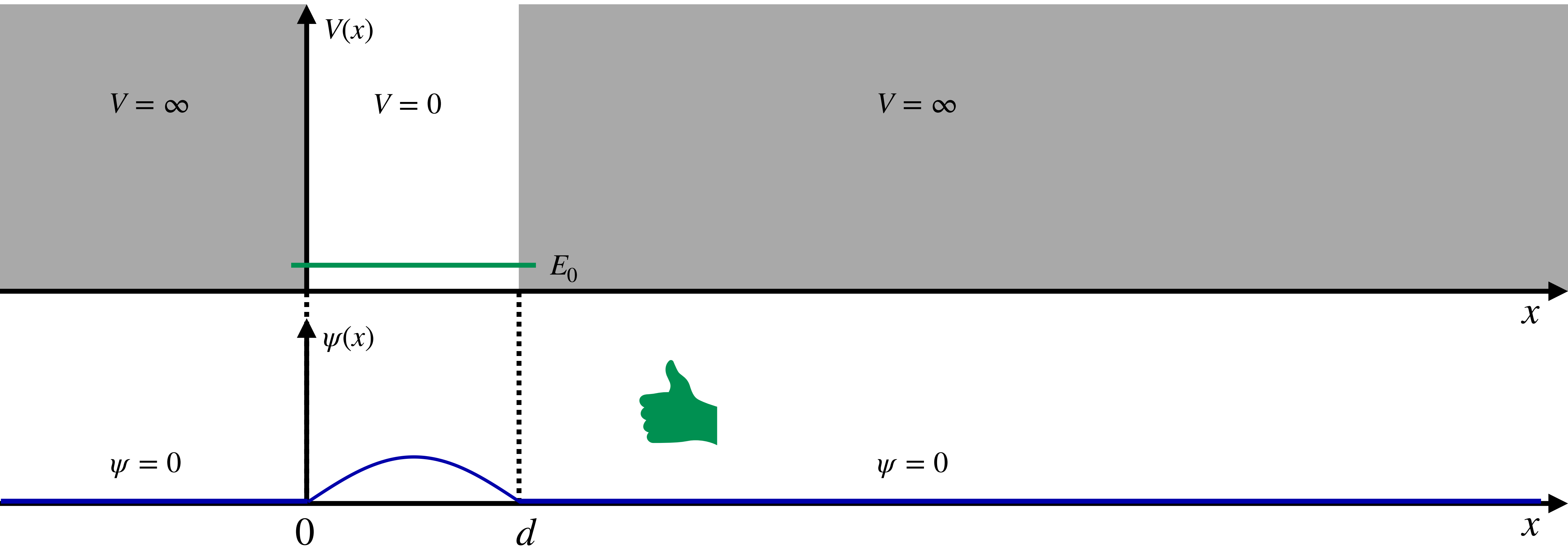
$$\psi_{\pm}(x) = \exp(\pm i\sqrt{2mEx}/\hbar) \Leftrightarrow \sin(\sqrt{2mEx}/\hbar)$$



L'équation de Schrödinger: Particule dans une boîte

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} = E\psi(x)$$

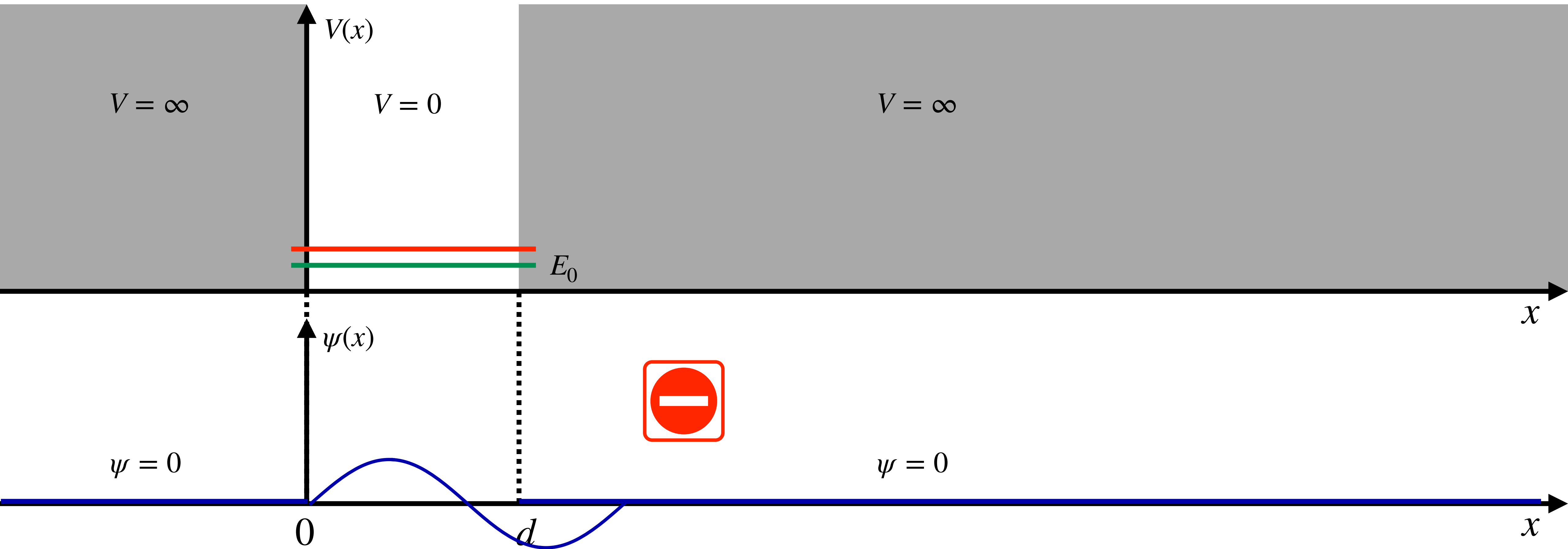
$$\psi_{\pm}(x) = \exp(\pm i\sqrt{2mE}x/\hbar) \Leftrightarrow \sin(\sqrt{2mE}x/\hbar)$$



L'équation de Schrödinger: Particule dans une boîte

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} = E\psi(x)$$

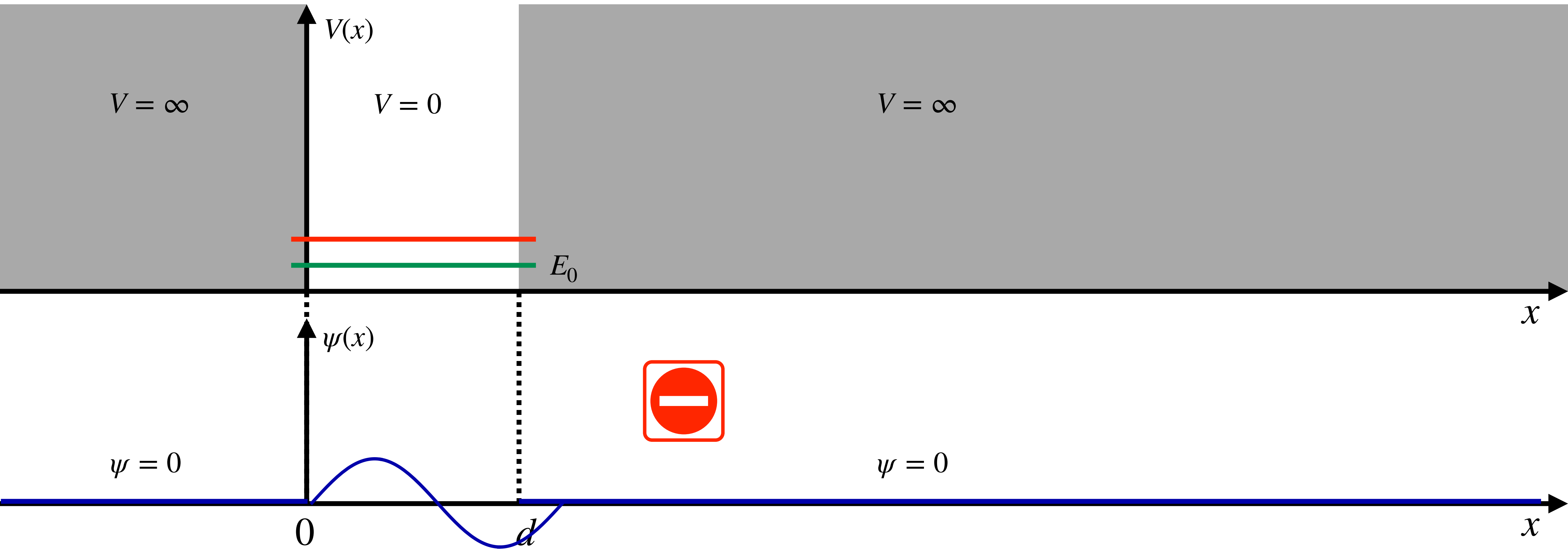
$$\psi_{\pm}(x) = \exp(\pm i\sqrt{2mEx}/\hbar) \Leftrightarrow \sin(\sqrt{2mEx}/\hbar)$$



L'équation de Schrödinger: Particule dans une boîte

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} = E\psi(x)$$

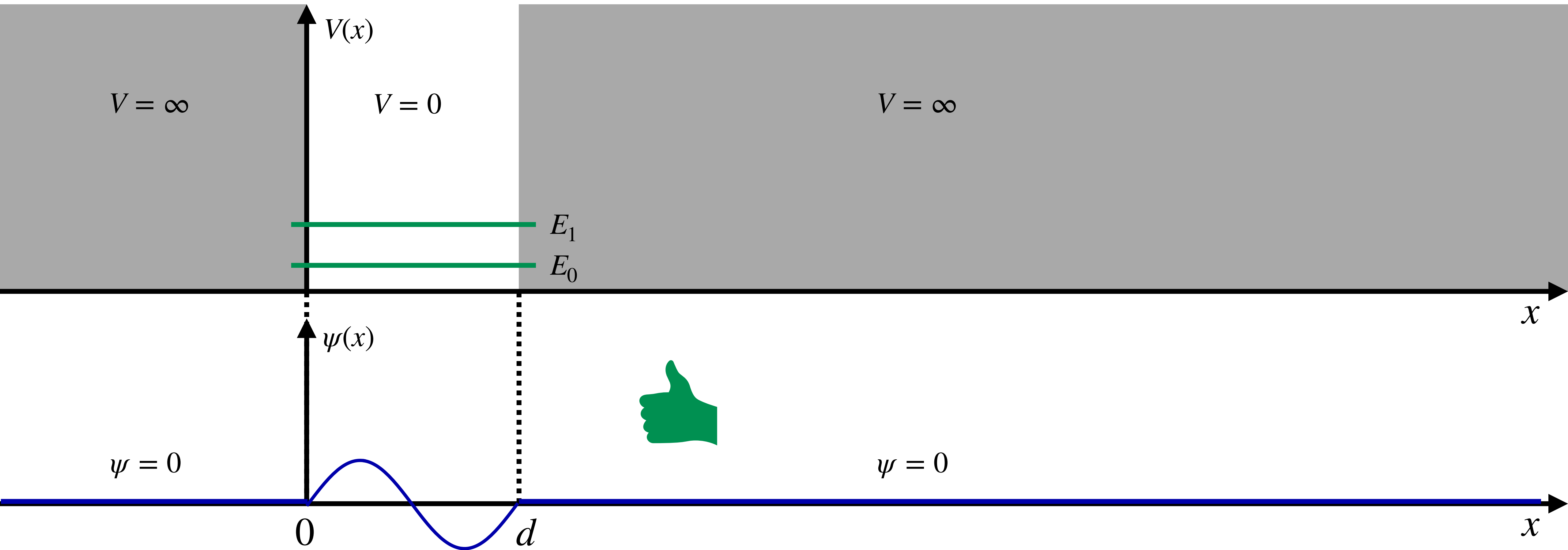
$$\psi_{\pm}(x) = \exp(\pm i\sqrt{2mEx}/\hbar) \Leftrightarrow \sin(\sqrt{2mEx}/\hbar)$$



L'équation de Schrödinger: Particule dans une boîte

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} = E\psi(x)$$

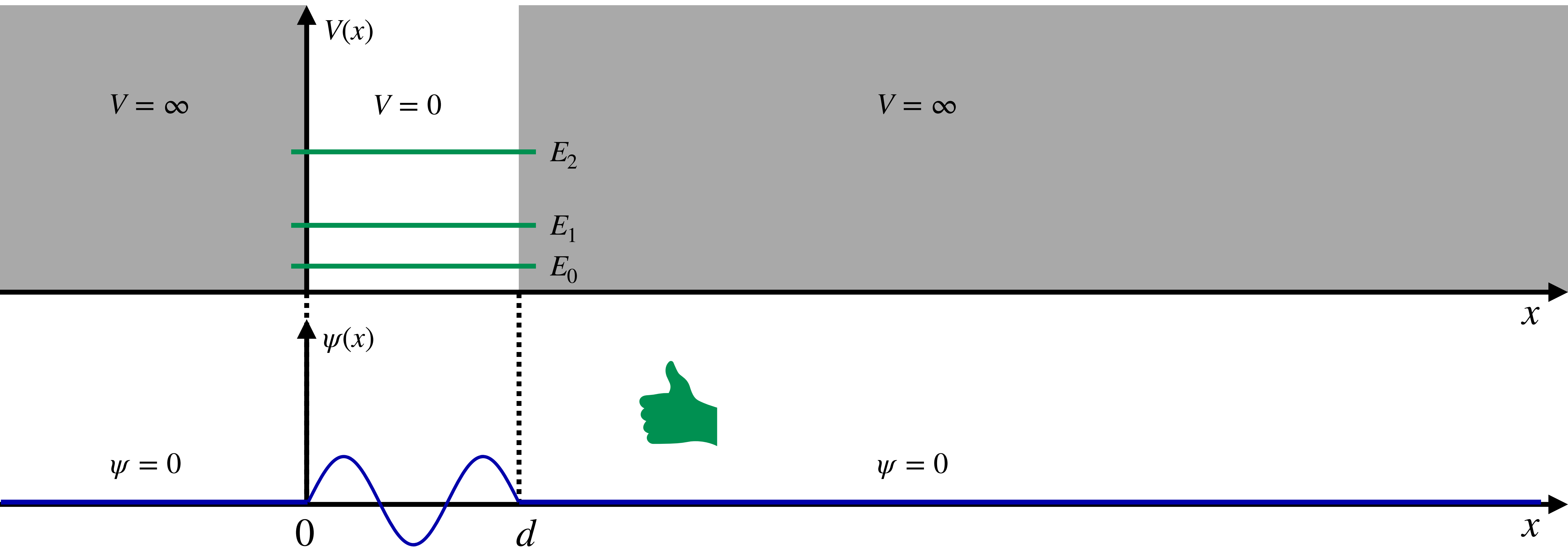
$$\psi_{\pm}(x) = \exp(\pm i\sqrt{2mE}x/\hbar) \Leftrightarrow \sin(\sqrt{2mE}x/\hbar)$$



L'équation de Schrödinger: Particule dans une boîte

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} = E\psi(x)$$

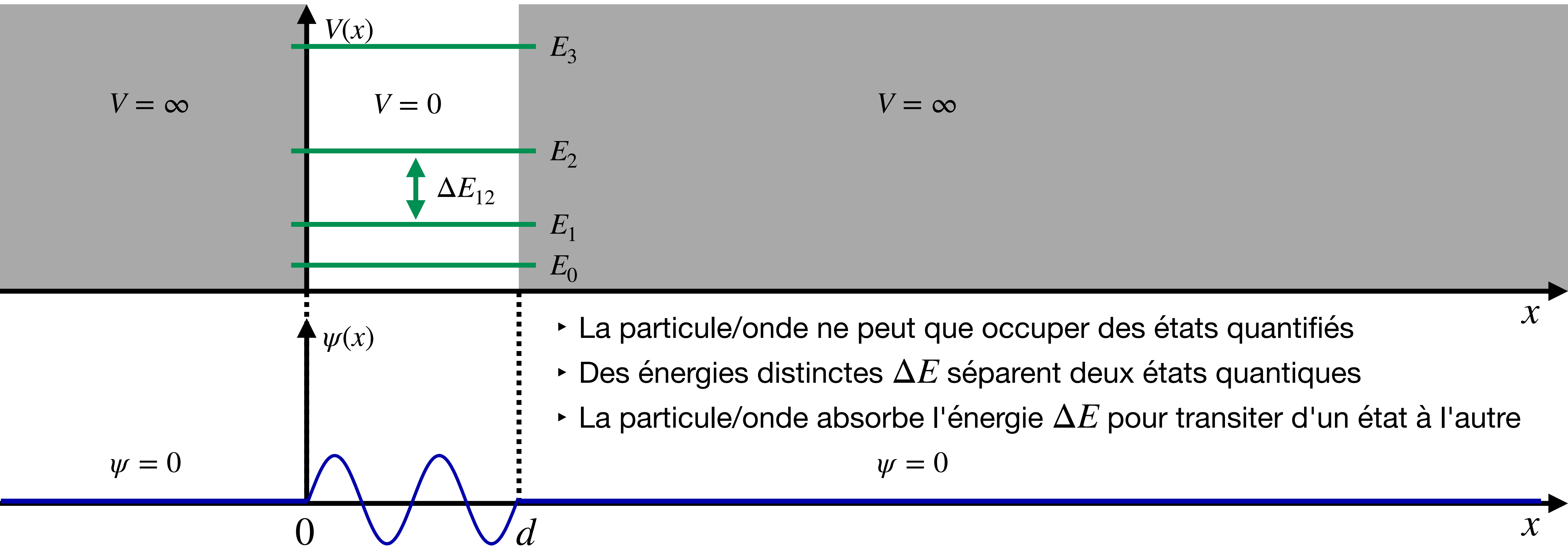
$$\psi_{\pm}(x) = \exp(\pm i\sqrt{2mEx}/\hbar) \Leftrightarrow \sin(\sqrt{2mEx}/\hbar)$$



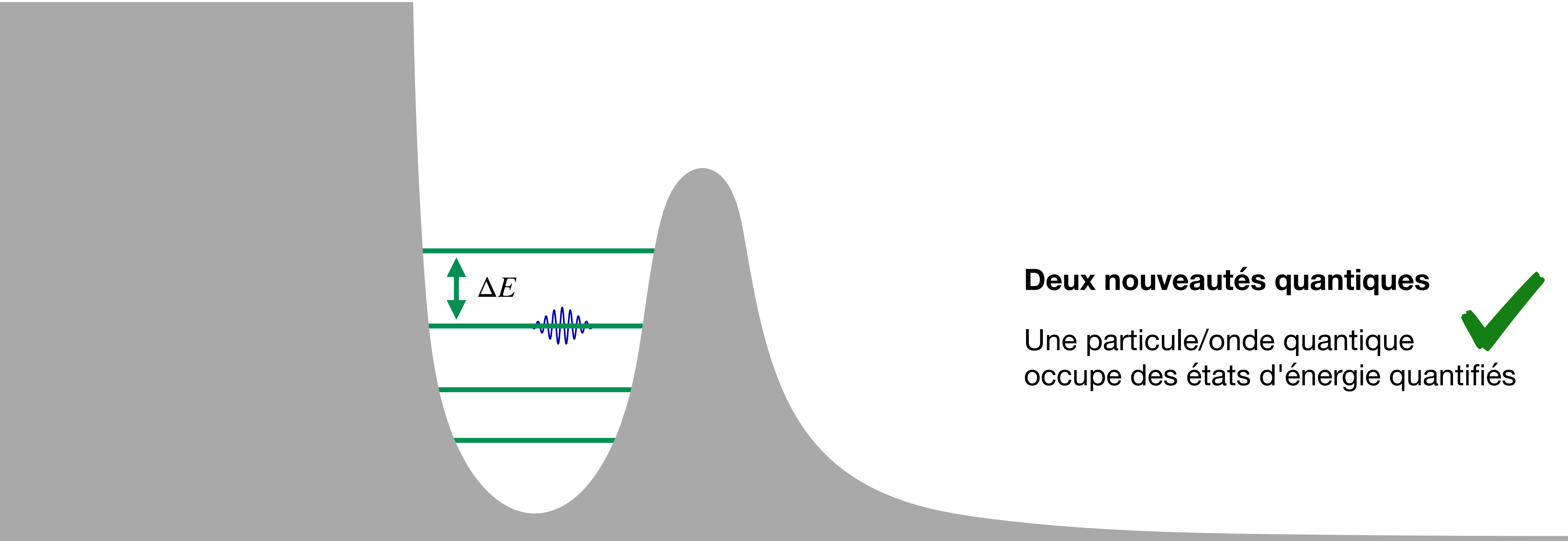
L'équation de Schrödinger: Particule dans une boîte

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} = E\psi(x)$$

$$\psi_{\pm}(x) = \exp(\pm i\sqrt{2mEx}/\hbar) \Leftrightarrow \sin(\sqrt{2mEx}/\hbar)$$



L'équation de Schrödinger: Particule dans une boîte



Deux nouveautés quantiques

Une particule/onde quantique occupe des états d'énergie quantifiés

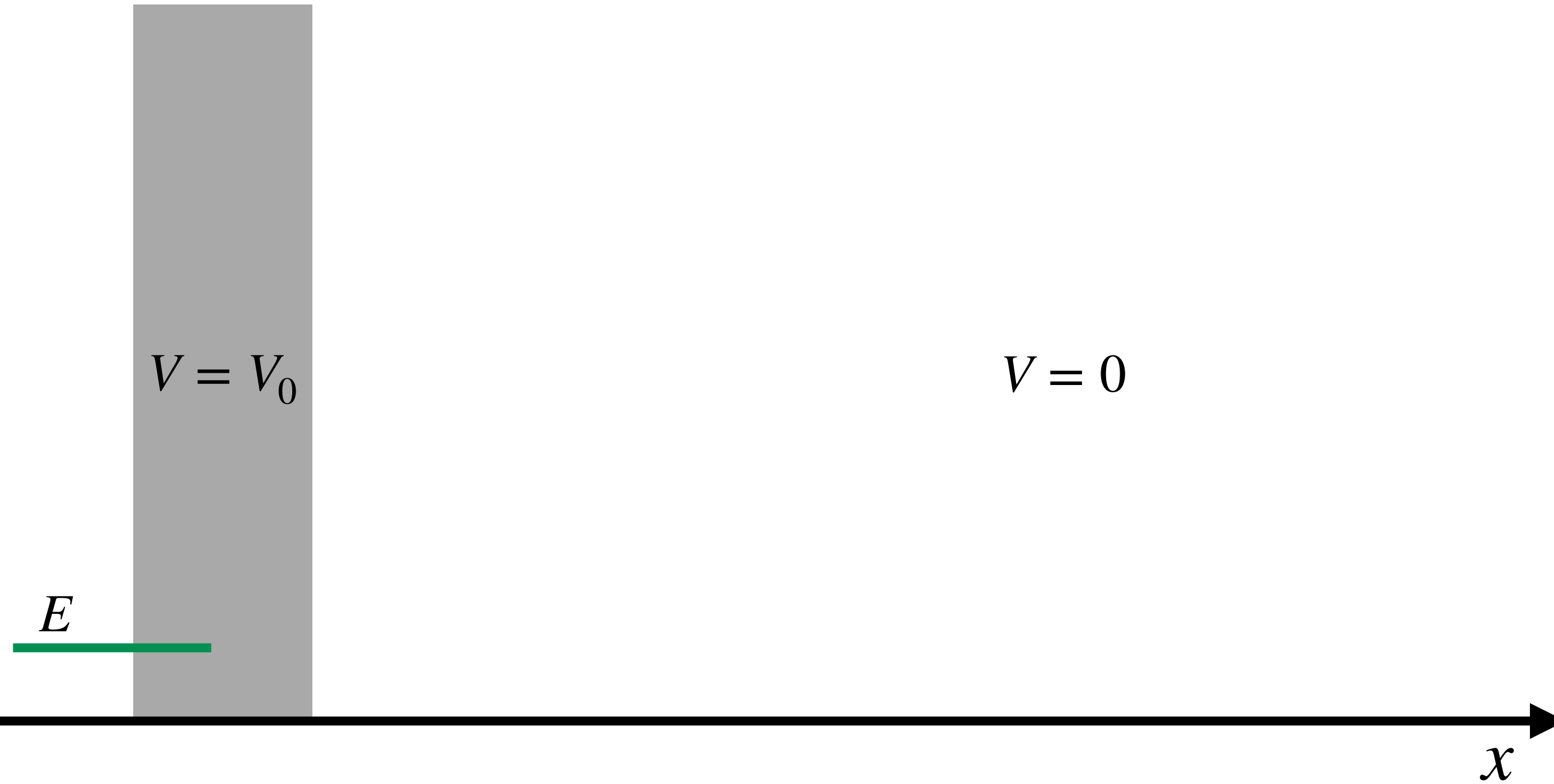


L'équation de Schrödinger: L'effet tunnel

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} = (E - V)\psi(x)$$

$$\psi_{\pm}(x) = \exp(\pm i\sqrt{2m(E - V)}x/\hbar)$$

$$V = 0$$



L'équation de Schrödinger: L'effet tunnel

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} = (E - V)\psi(x)$$

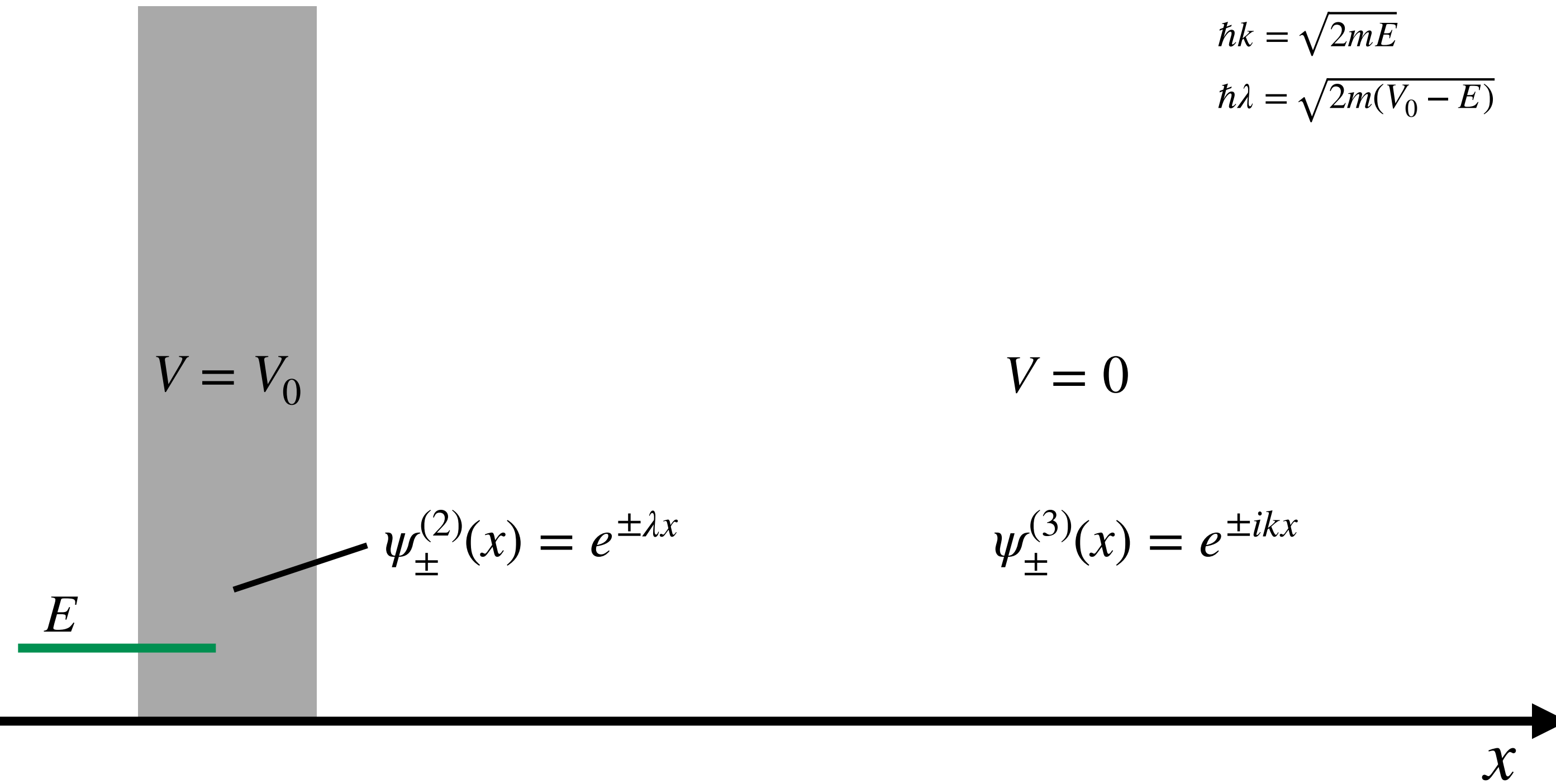
$$\psi_{\pm}(x) = \exp(\pm i\sqrt{2m(E - V)}x/\hbar)$$

$$V = 0$$

$$\psi_{\pm}^{(1)}(x) = e^{\pm ikx}$$

$$\hbar k = \sqrt{2mE}$$

$$\hbar \lambda = \sqrt{2m(V_0 - E)}$$



L'équation de Schrödinger: L'effet tunnel

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} = (E - V)\psi(x)$$

$$\psi_{\pm}(x) = \exp(\pm i\sqrt{2m(E - V)}x/\hbar)$$

$$V = 0$$

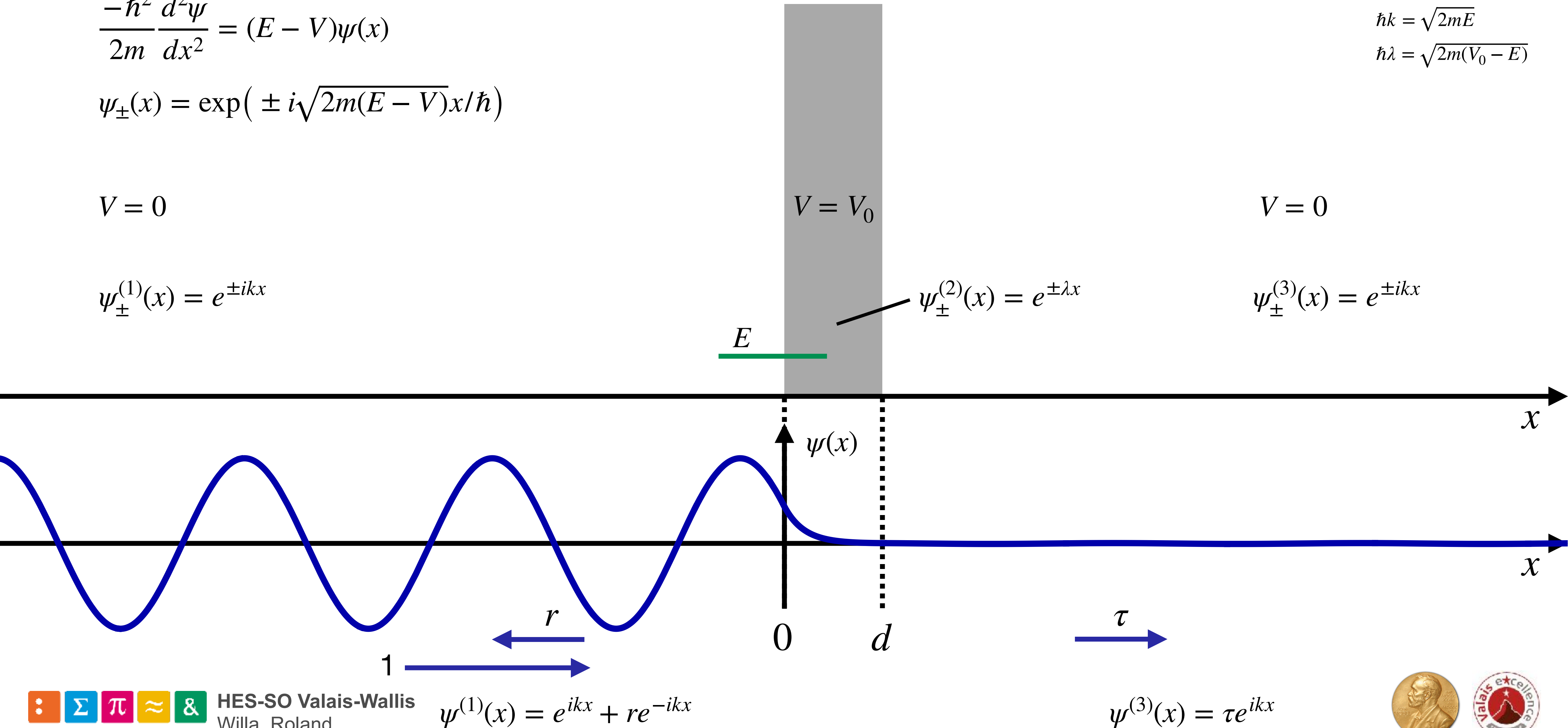
$$\psi_{\pm}^{(1)}(x) = e^{\pm ikx}$$

$$\hbar k = \sqrt{2mE}$$

$$\hbar \lambda = \sqrt{2m(V_0 - E)}$$

$$V = 0$$

$$\psi_{\pm}^{(3)}(x) = e^{\pm ikx}$$



L'équation de Schrödinger: L'effet tunnel

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} = (E - V)\psi(x)$$

$$\psi_{\pm}(x) = \exp\left(\pm i\sqrt{2m(E - V)}x/\hbar\right)$$

$$V = 0$$

$$\psi_{\pm}^{(1)}(x) = e^{\pm ikx}$$

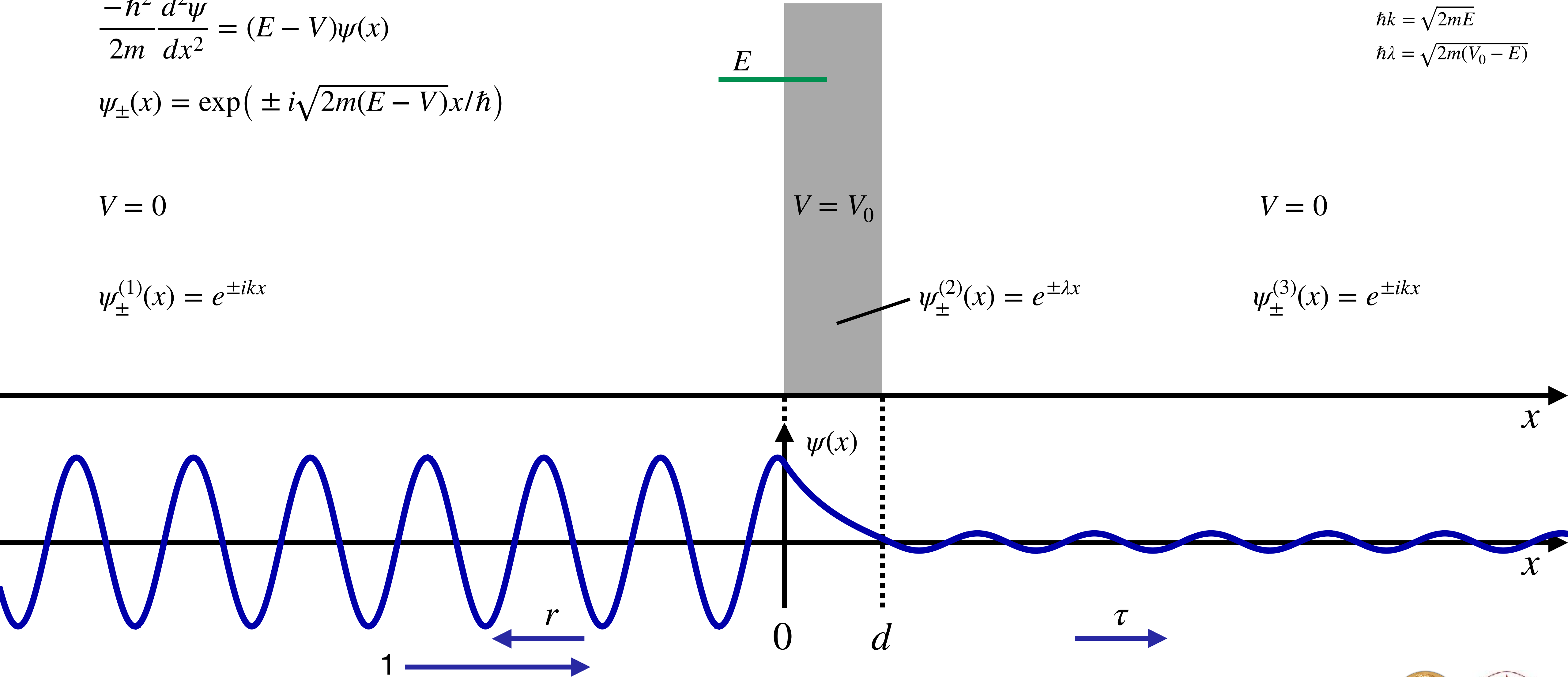
$$\hbar k = \sqrt{2mE}$$
$$\hbar \lambda = \sqrt{2m(V_0 - E)}$$

$$V = 0$$

$$\psi_{\pm}^{(3)}(x) = e^{\pm ikx}$$

$$V = V_0$$

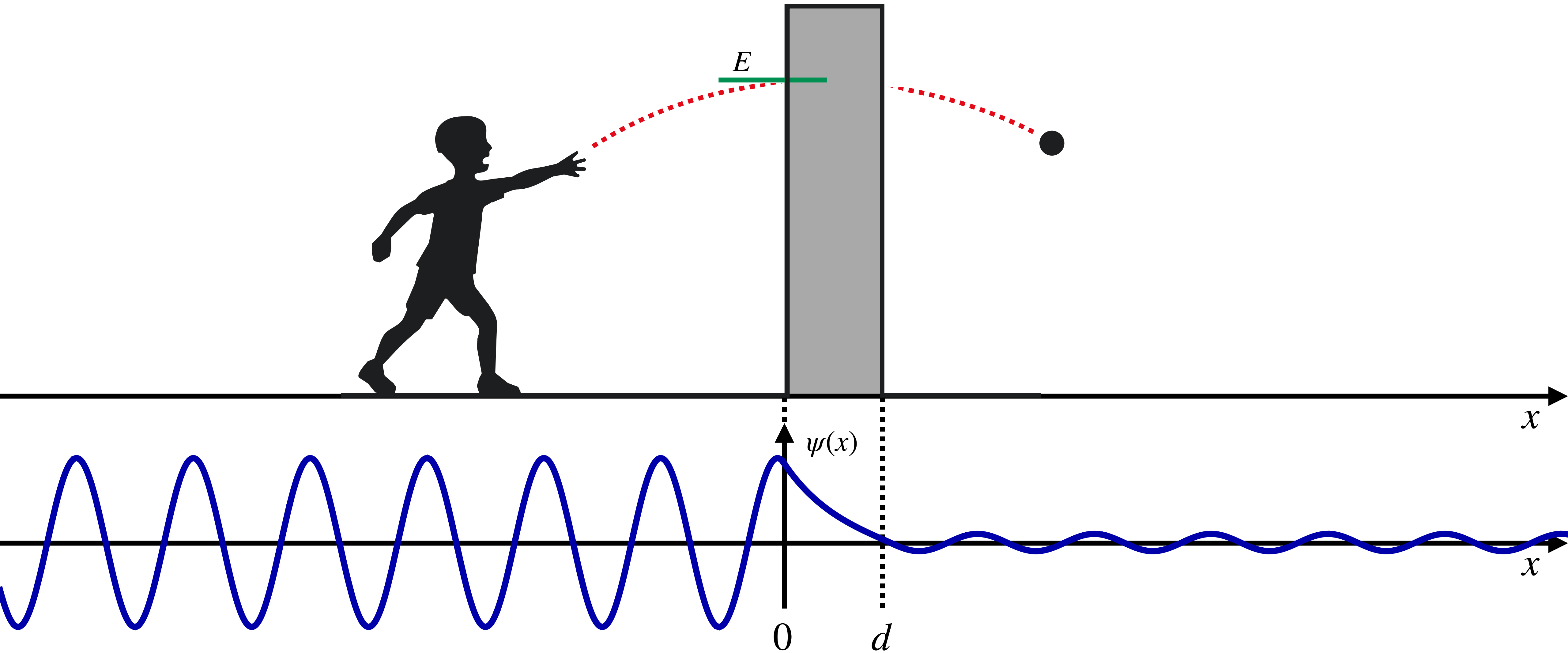
$$\psi_{\pm}^{(2)}(x) = e^{\pm \lambda x}$$

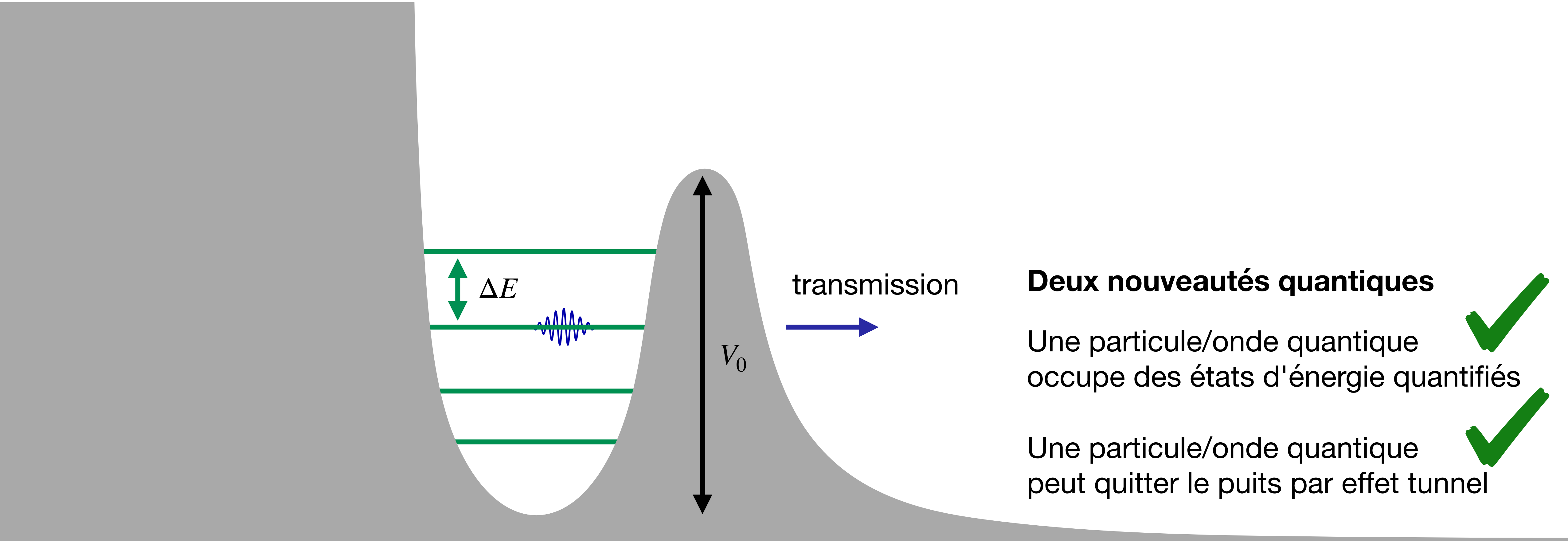


$$\psi^{(1)}(x) = e^{ikx} + re^{-ikx}$$

$$\psi^{(3)}(x) = \tau e^{ikx}$$

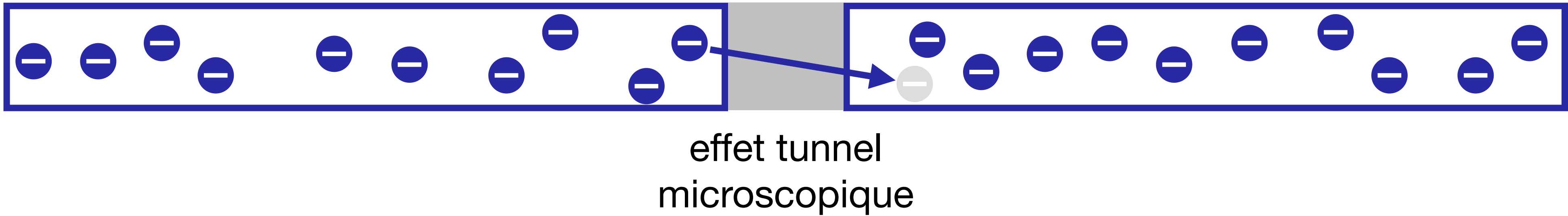
L'équation de Schrödinger: L'effet tunnel



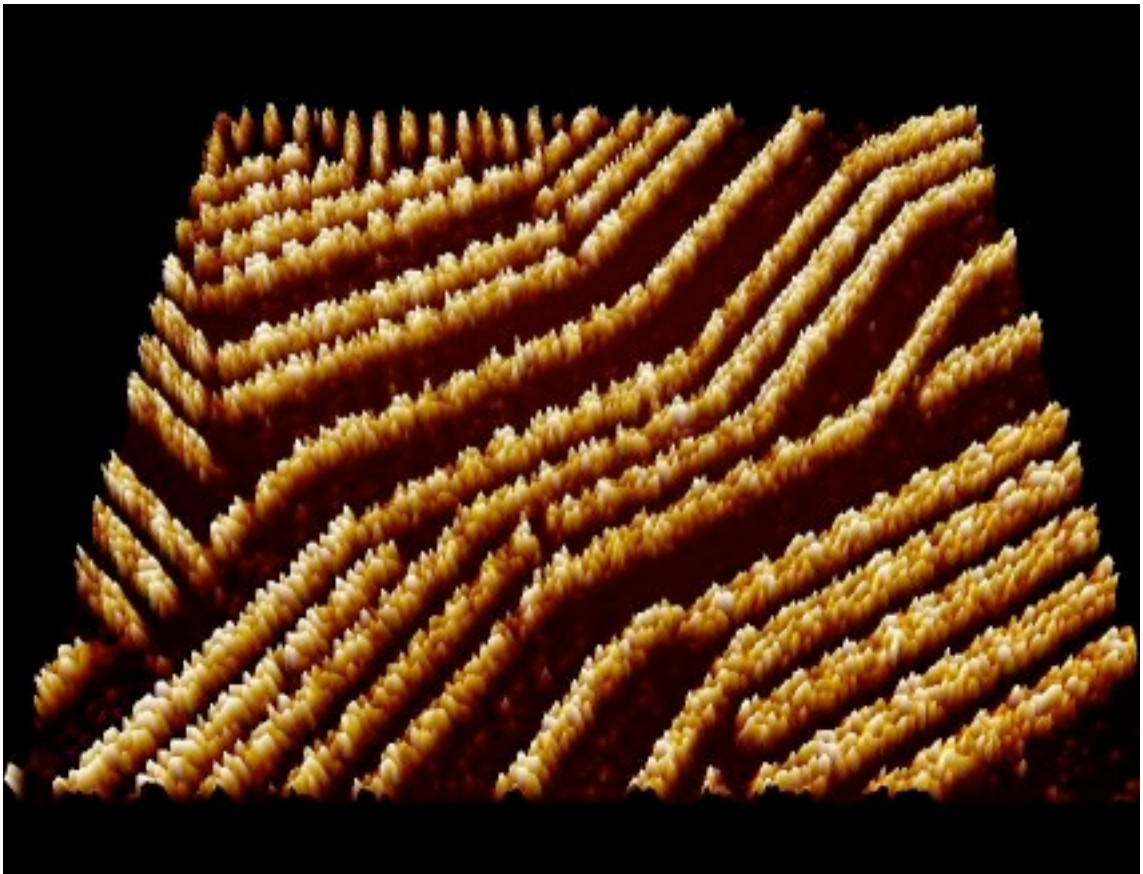
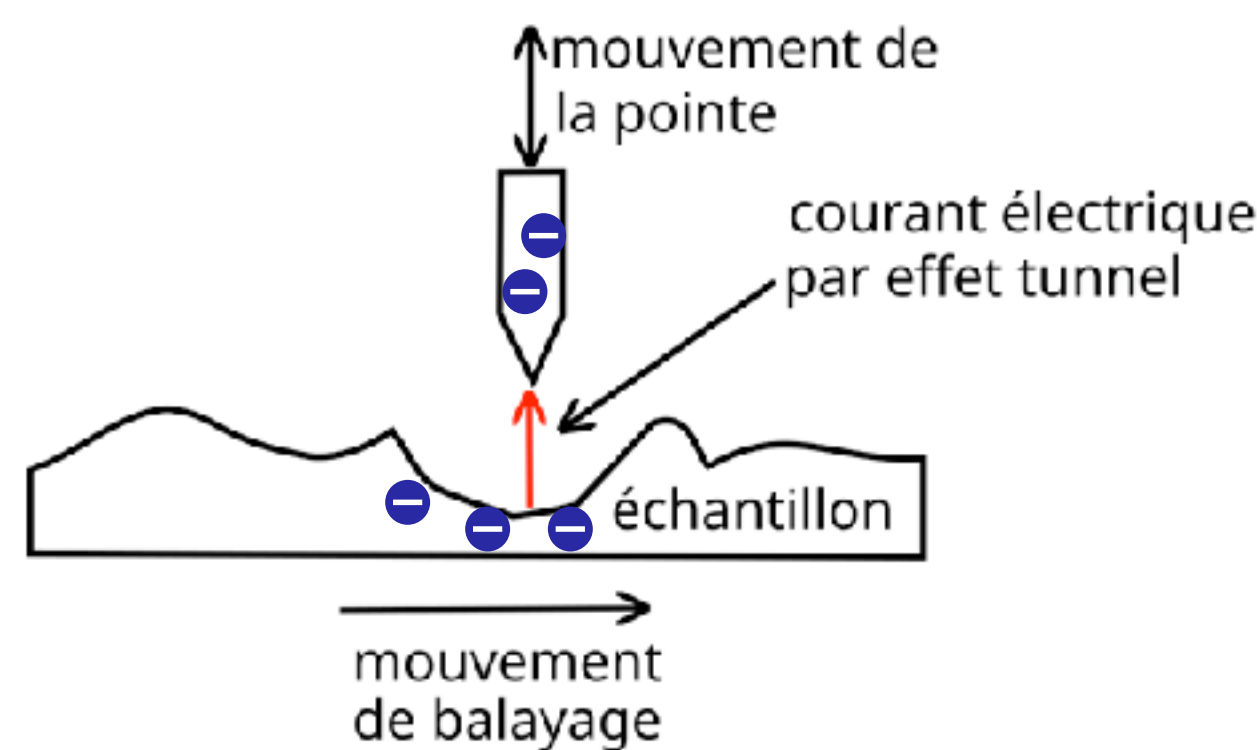


Un état quantique microscopique

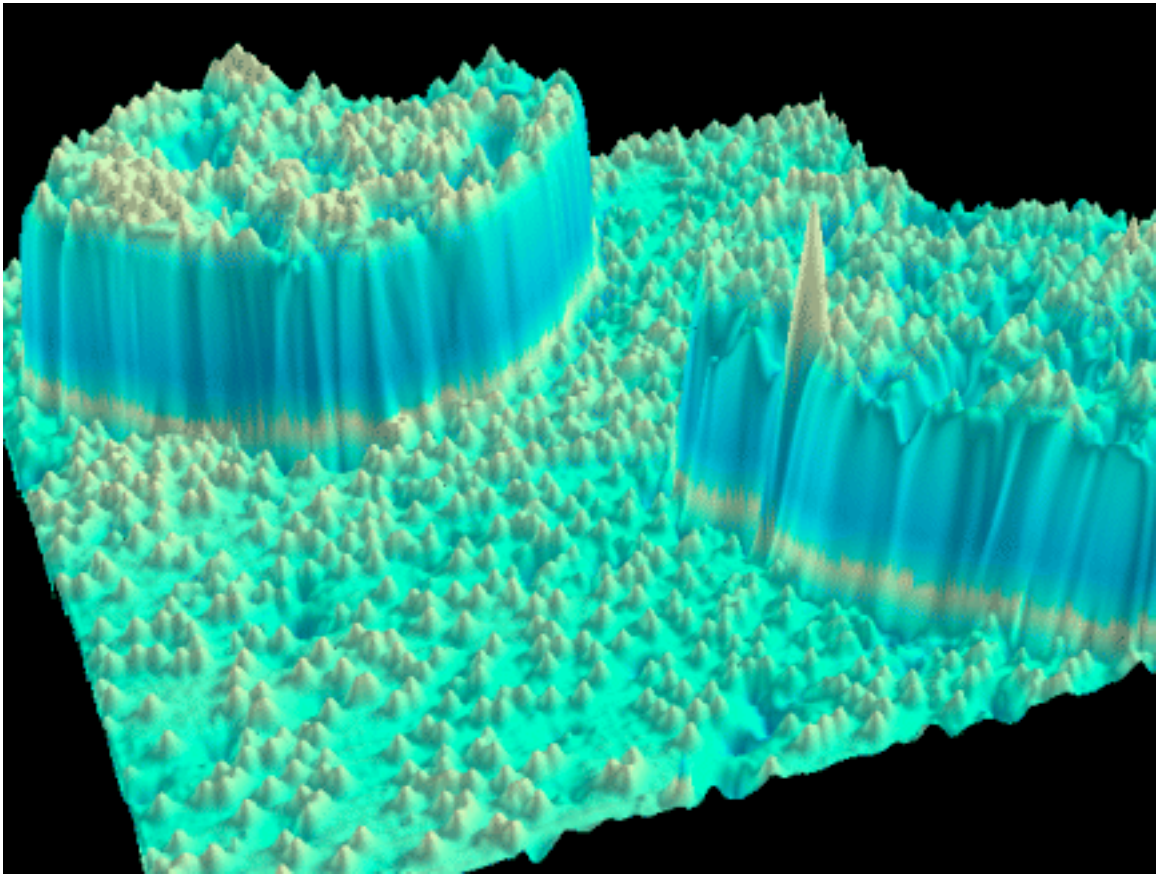
État microscopique:



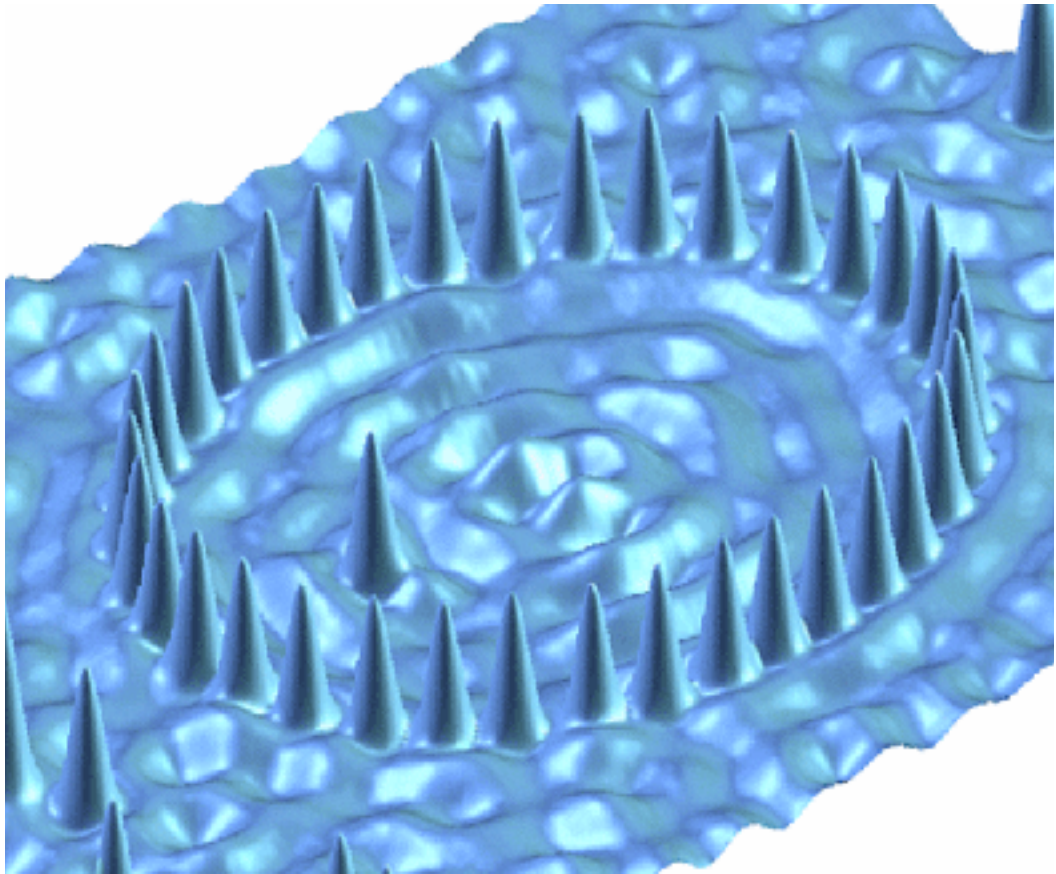
Microscope à effet tunnel



Auto-assemblage de
chaines moléculaires



Atomes de Chrome (pointes)
sur un crystal de Fer

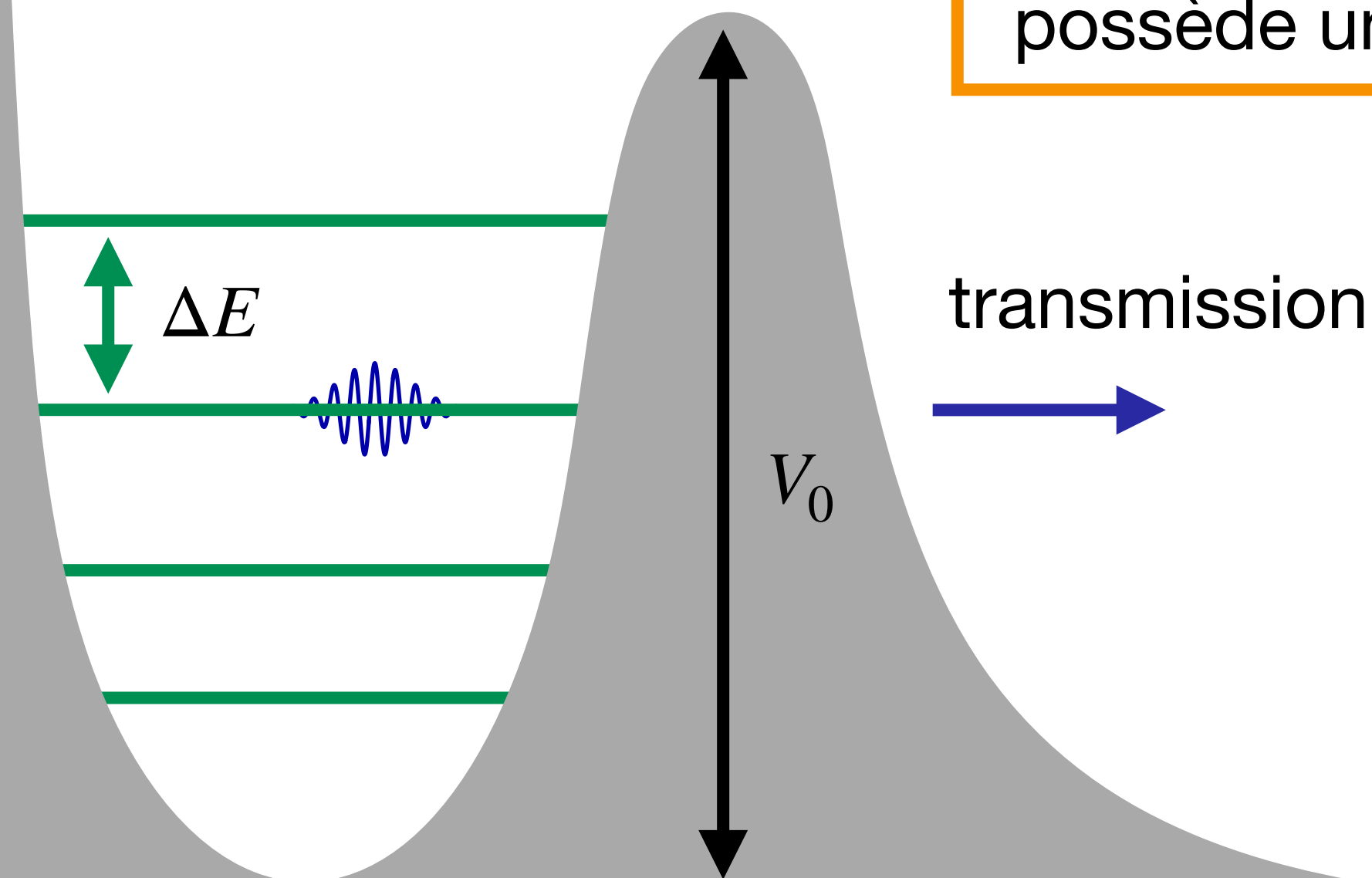


Ondes électroniques stationnaires
produites par des atomes de Cobalt
sur une surface de Cuivre

But: Trouver une "particule" macroscopique qui manifeste ces deux effets de la mécanique quantique

Attention:

La "particule" que nous allons discuter possède une forme très abstraite



Deux nouveautés quantiques

Une particule/onde quantique occupe des états d'énergie quantifiés

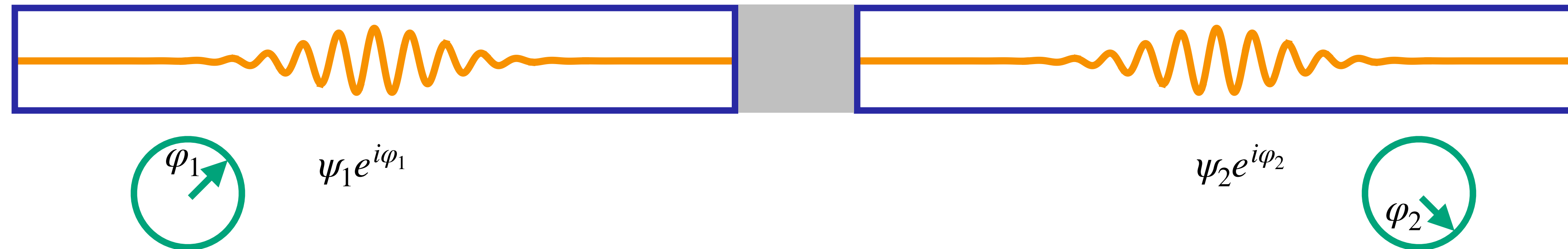
Une particule/onde quantique peut quitter le puits par effet tunnel



La "particule" doit se comporter comme telle

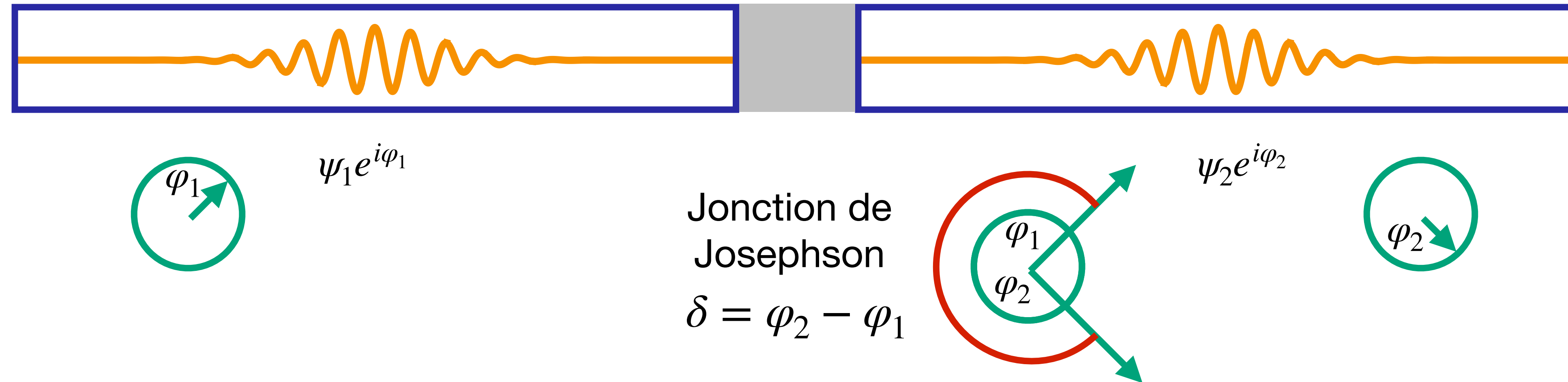
- une position de la particule
- une masse
- satisfaire la loi de Newton ($F = ma$)

État macroscopique:

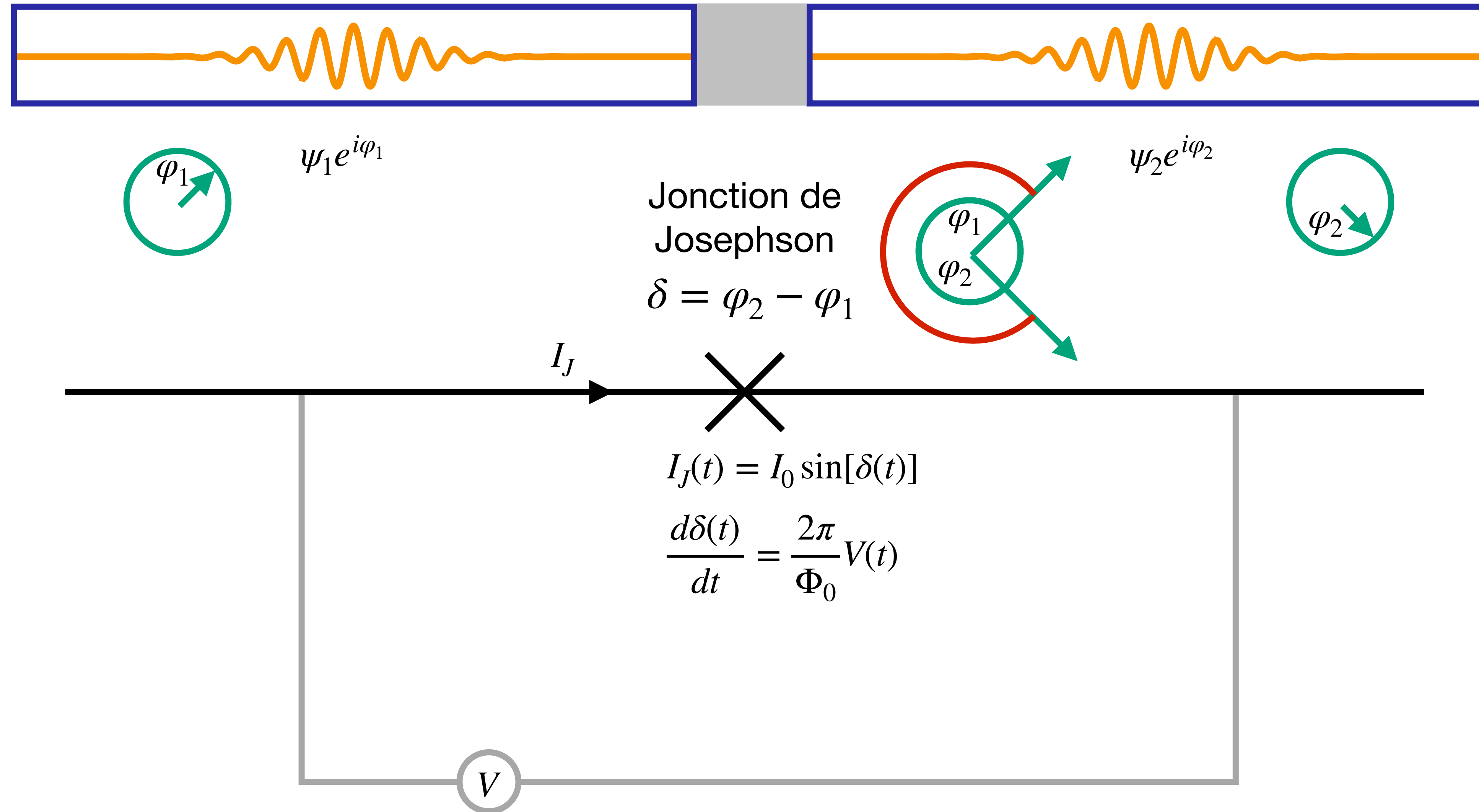


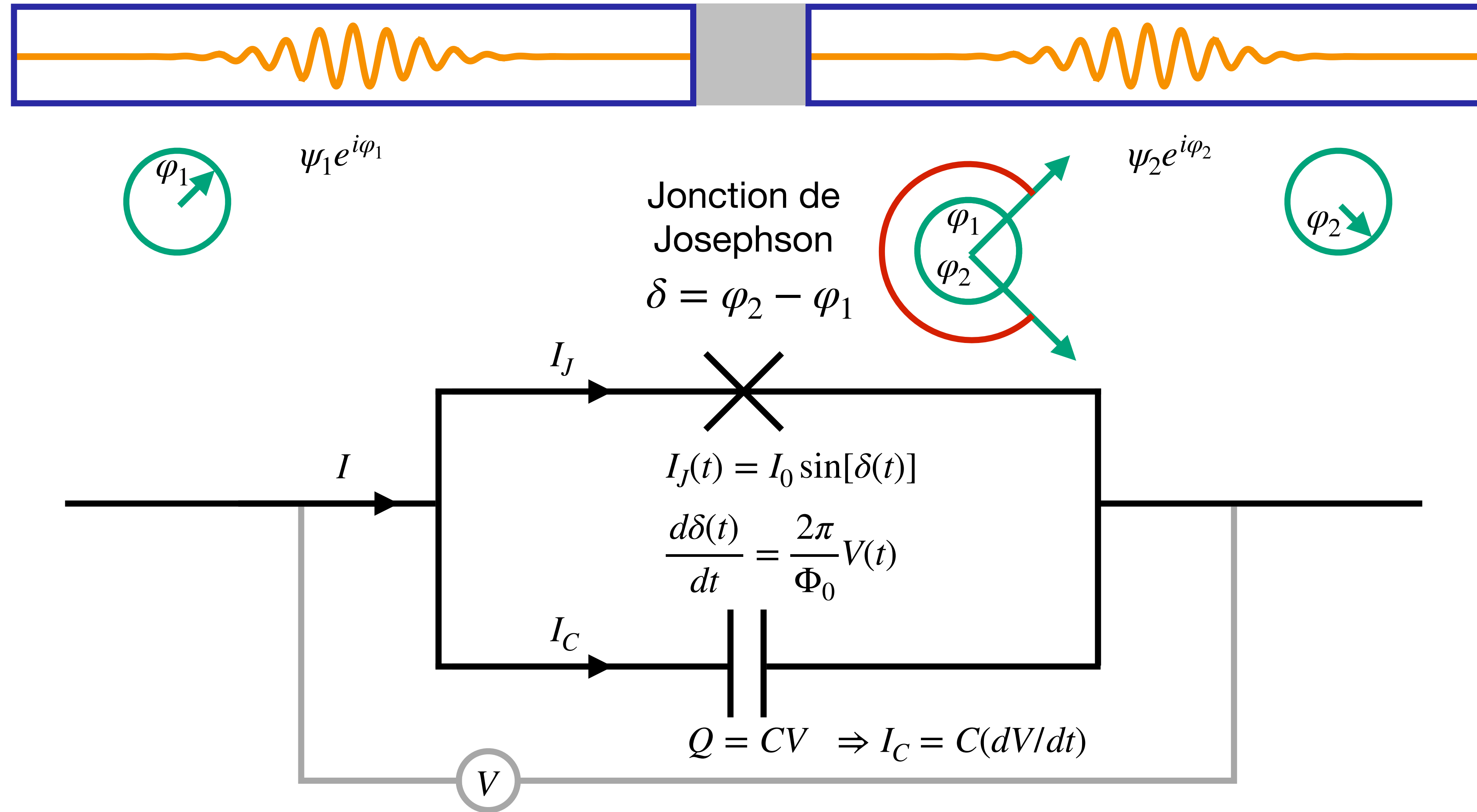
- Dans un supraconducteur, les électrons se mettent par paires (de Cooper).
- Le condensat des paires de Cooper se comporte comme une fonction d'onde complexe ψ
- Ici $|\psi|^2$ devient la densité de paires de Cooper, une quantité macroscopique
- En 1962 Brian Josephson étudie le comportement de ces jonctions dans un circuit électrique

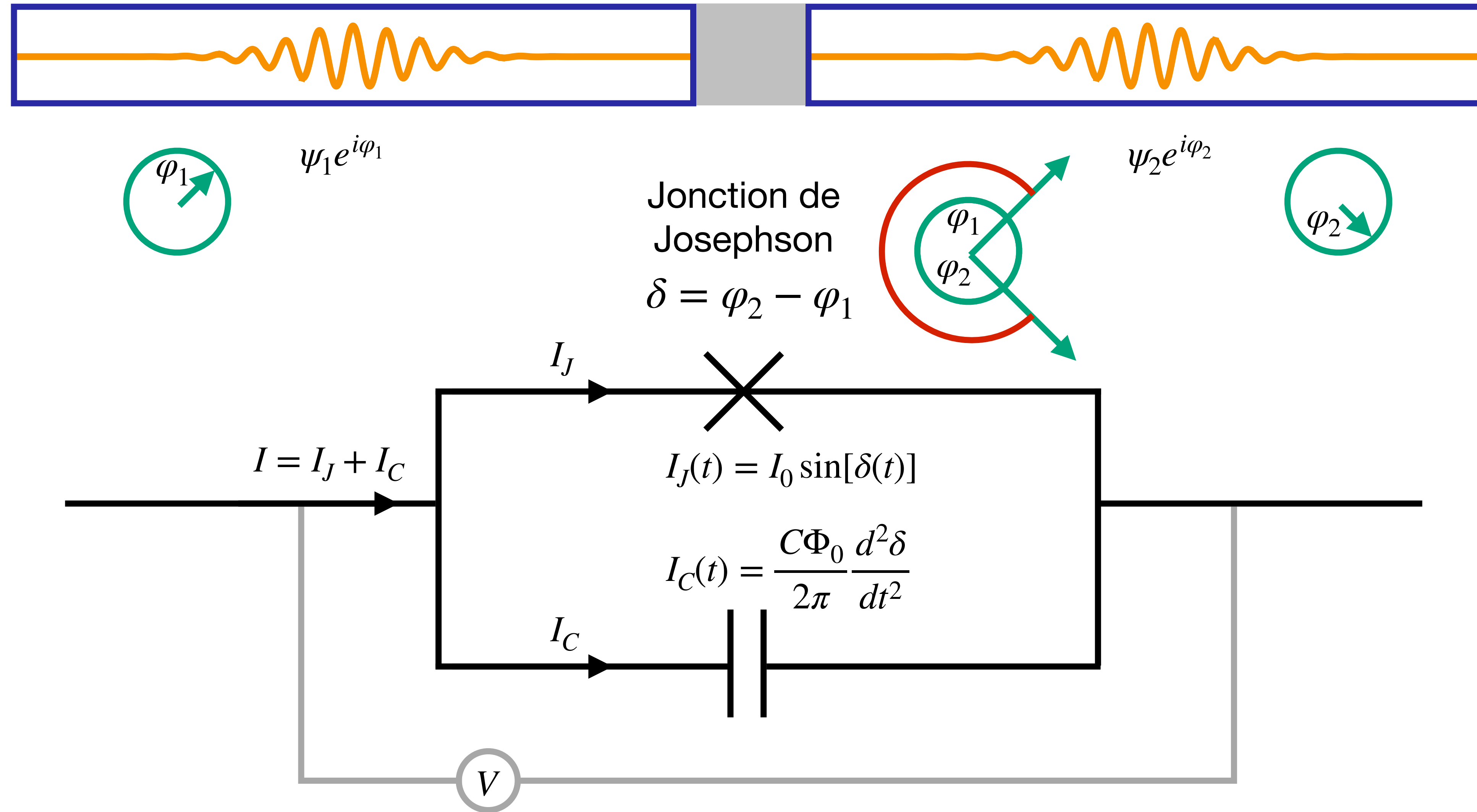
L'effet Josephson ideal



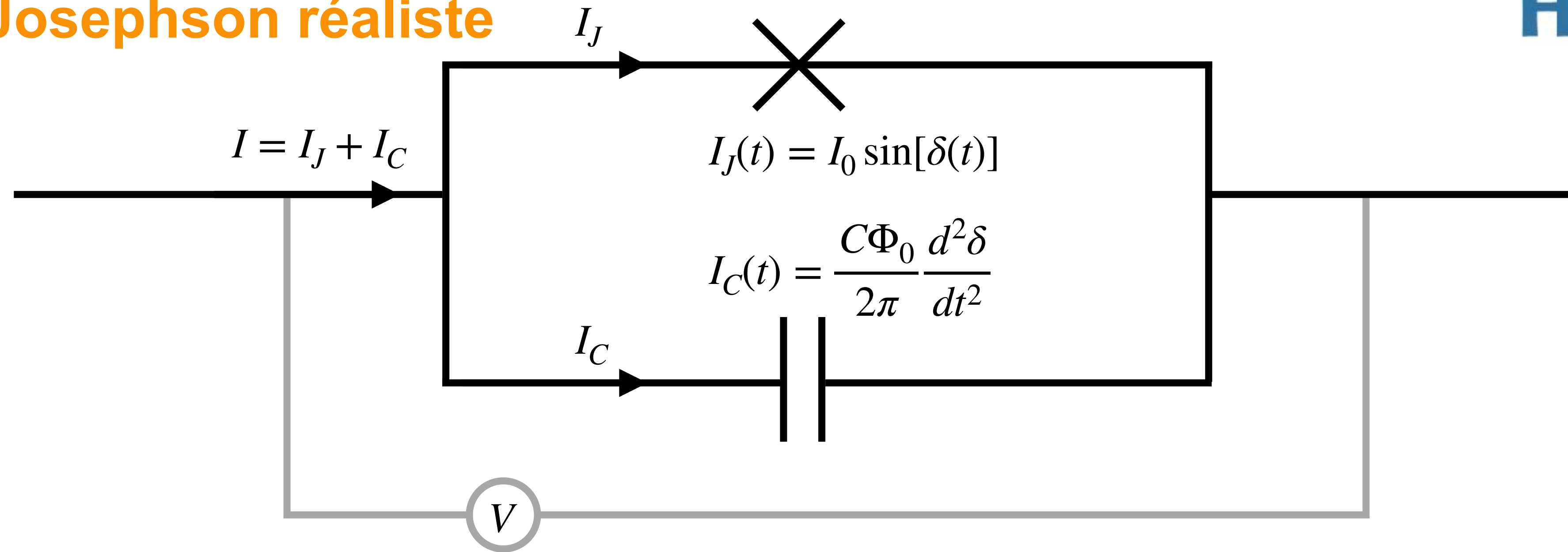
L'effet Josephson ideal





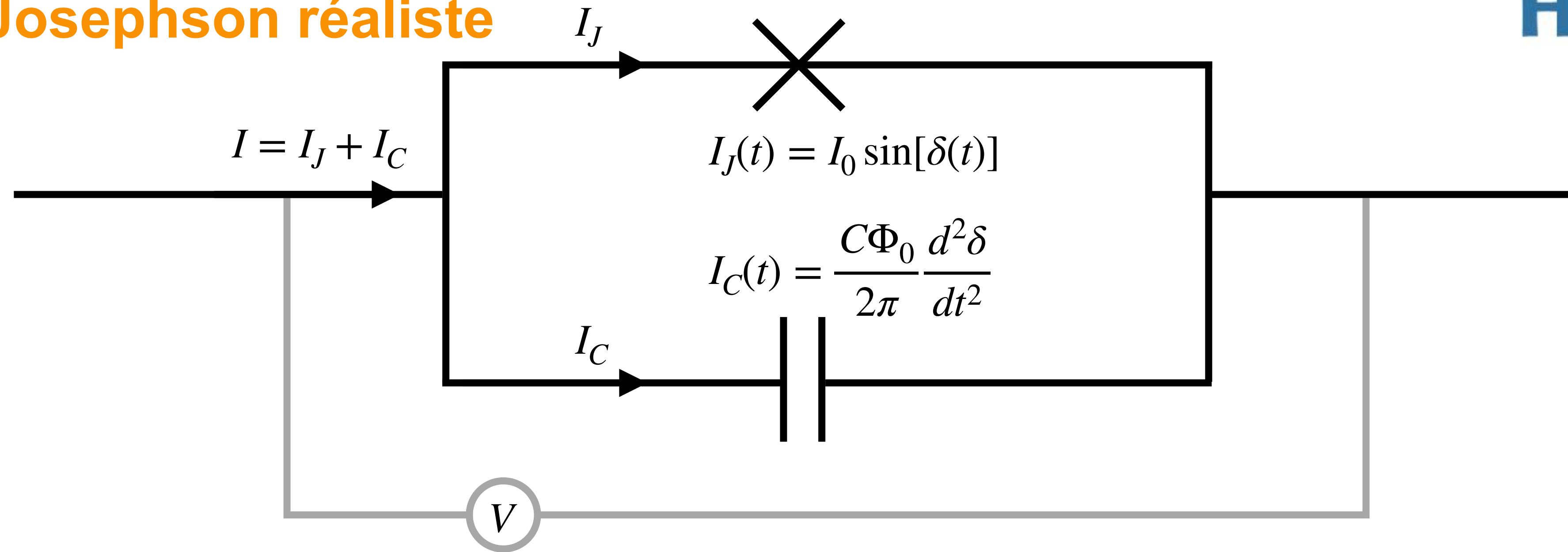


L'effet Josephson réaliste



Equation pour $\delta(t)$ $I = I_J + I_C$

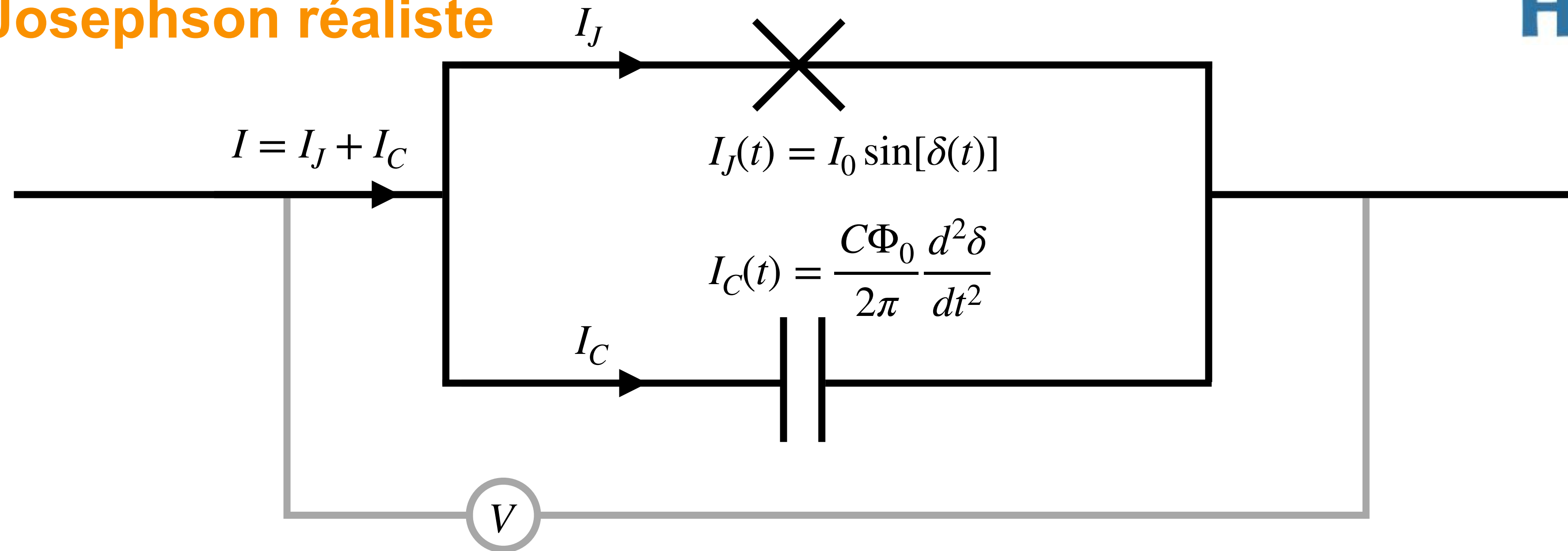
L'effet Josephson réaliste



Equation pour $\delta(t)$

$$I = I_0 \sin(\delta) + \frac{C\Phi_0}{2\pi} \frac{d^2\delta}{dt^2}$$

L'effet Josephson réaliste

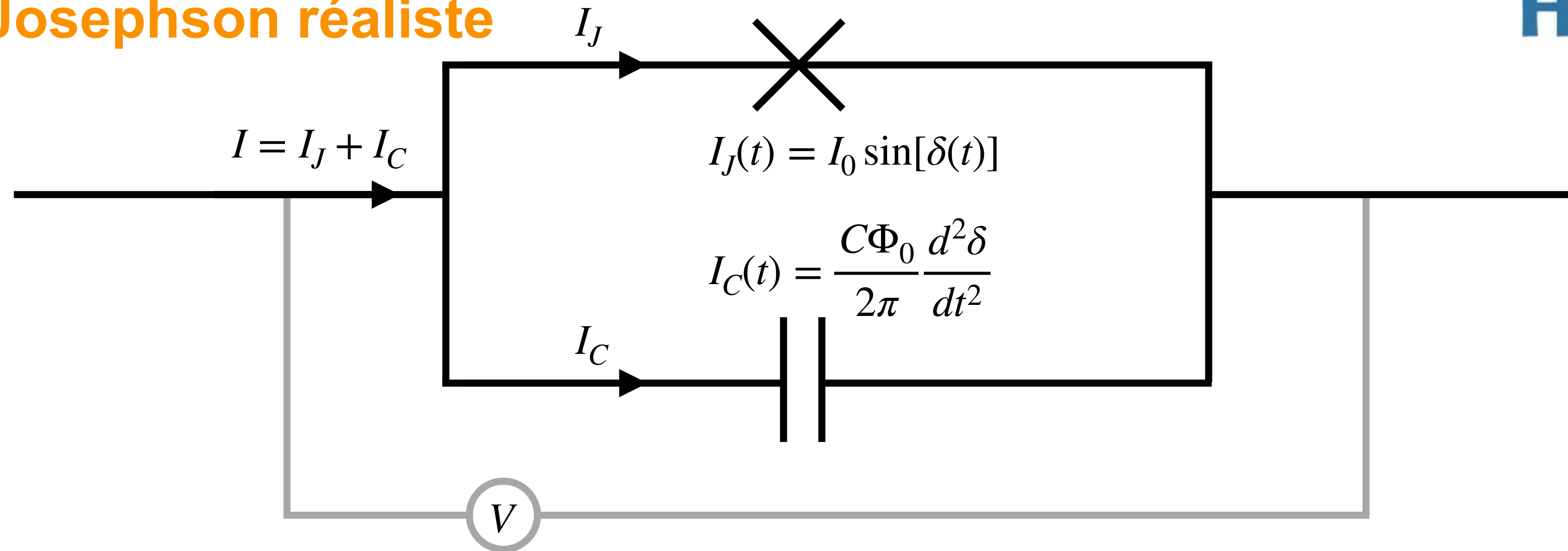


Equation pour $\delta(t)$

$$I = I_0 \sin(\delta) + \frac{C\Phi_0}{2\pi} \frac{d^2\delta}{dt^2}$$

$$\frac{I}{I_0} - \sin(\delta) = \frac{C\Phi_0}{2\pi I_0} \frac{d^2\delta}{dt^2}$$

L'effet Josephson réaliste



Equation pour $\delta(t)$

$$I = I_0 \sin(\delta) + \frac{C\Phi_0}{2\pi} \frac{d^2\delta}{dt^2}$$

$$\frac{I}{I_0} - \sin(\delta) = \frac{C\Phi_0}{2\pi I_0} \frac{d^2\delta}{dt^2}$$

$$F(x) = m \frac{d^2x}{dt^2}$$

Equation d'une particule

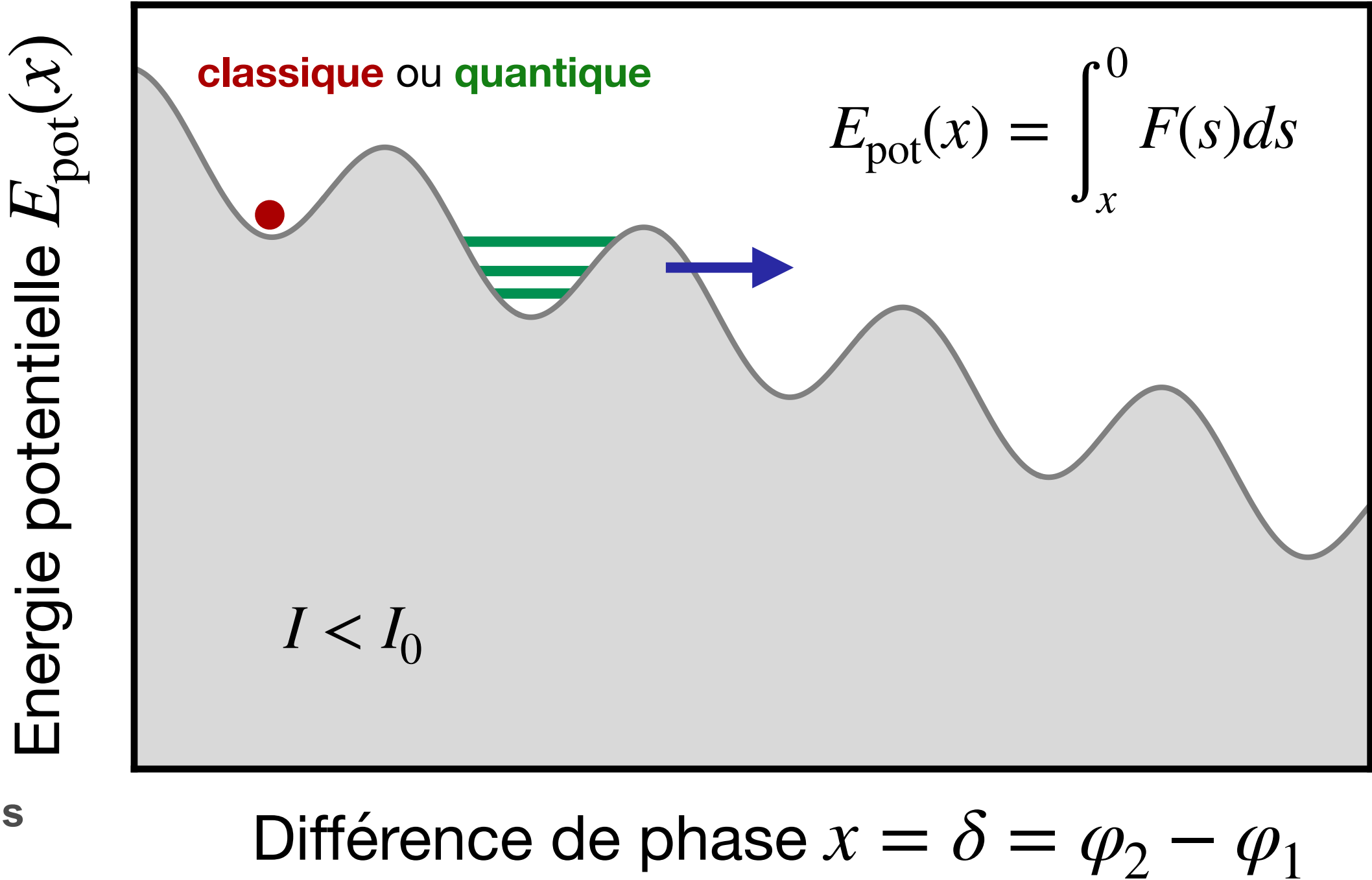
Nous avons trouvé
notre "particule"



$$x = \delta$$

$$m = \frac{C\Phi_0}{2\pi I_0}$$

$$F(x) = I/I_0 - \sin(x)$$



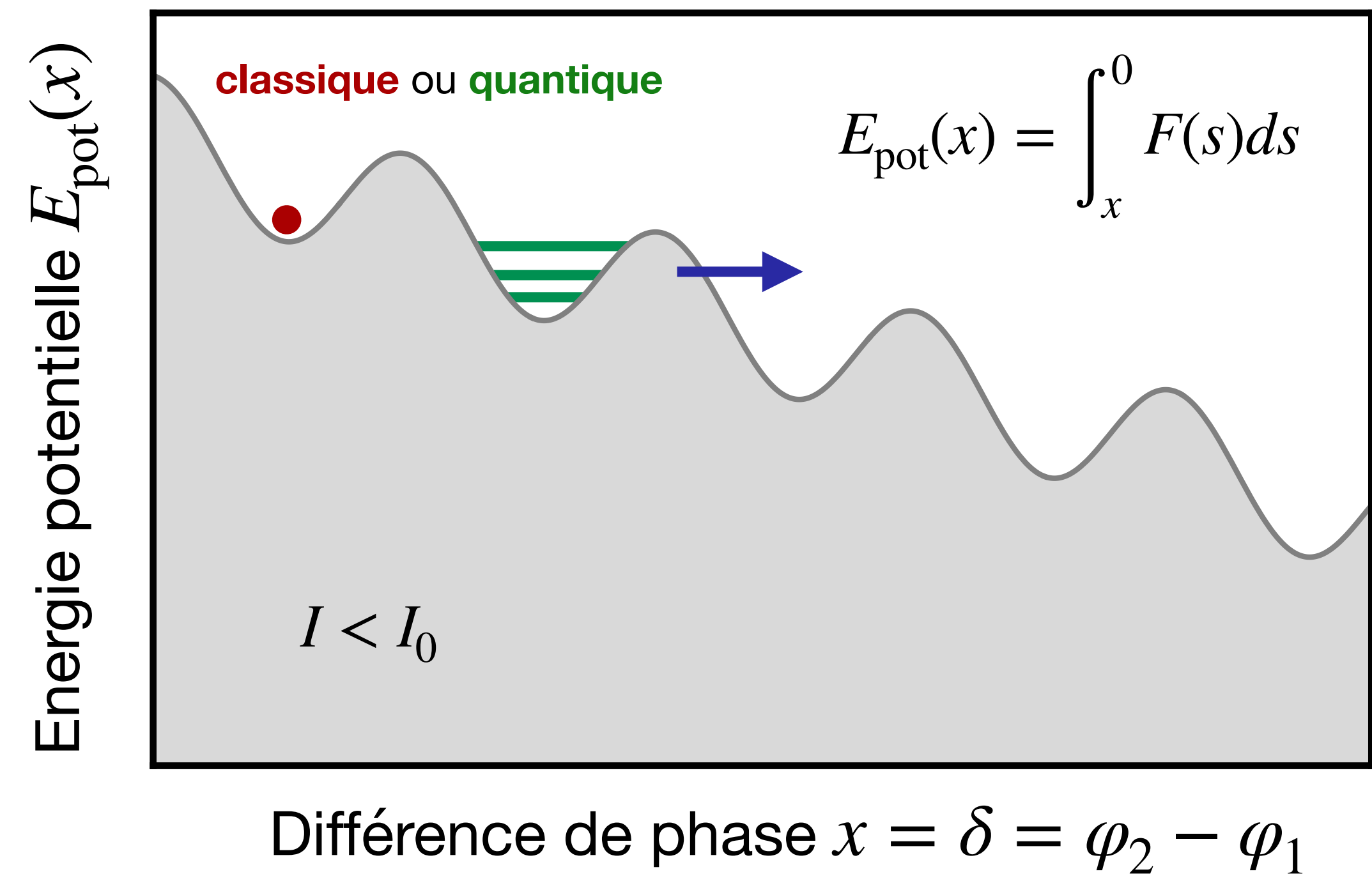
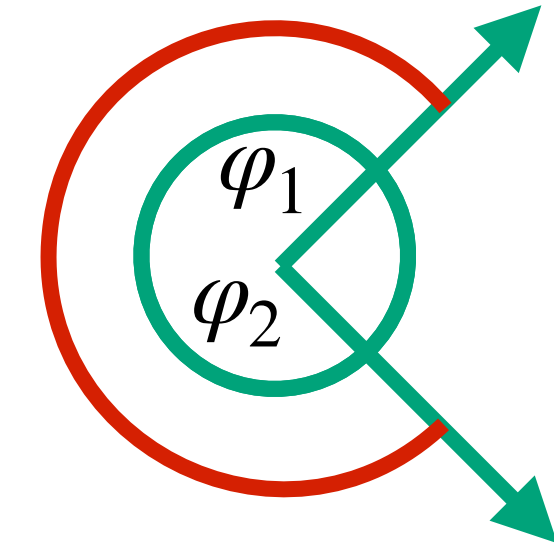
Défi expérimental relevé par Clarke, Devoret et Martinis

Réaliser/caractériser une jonction de Josephson

Démontrer la quantification des états d'énergie

Démontrer la libération par l'effet tunnel

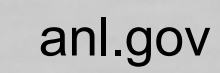
$$\delta = \varphi_2 - \varphi_1$$



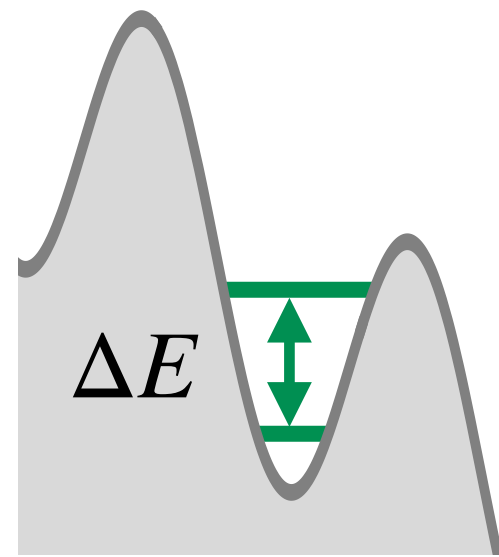


Ultra froid (dilution de $^4\text{He}/^3\text{He}$ 20 mK = -273.13°C)

Hes·SO VALAIS WALLIS



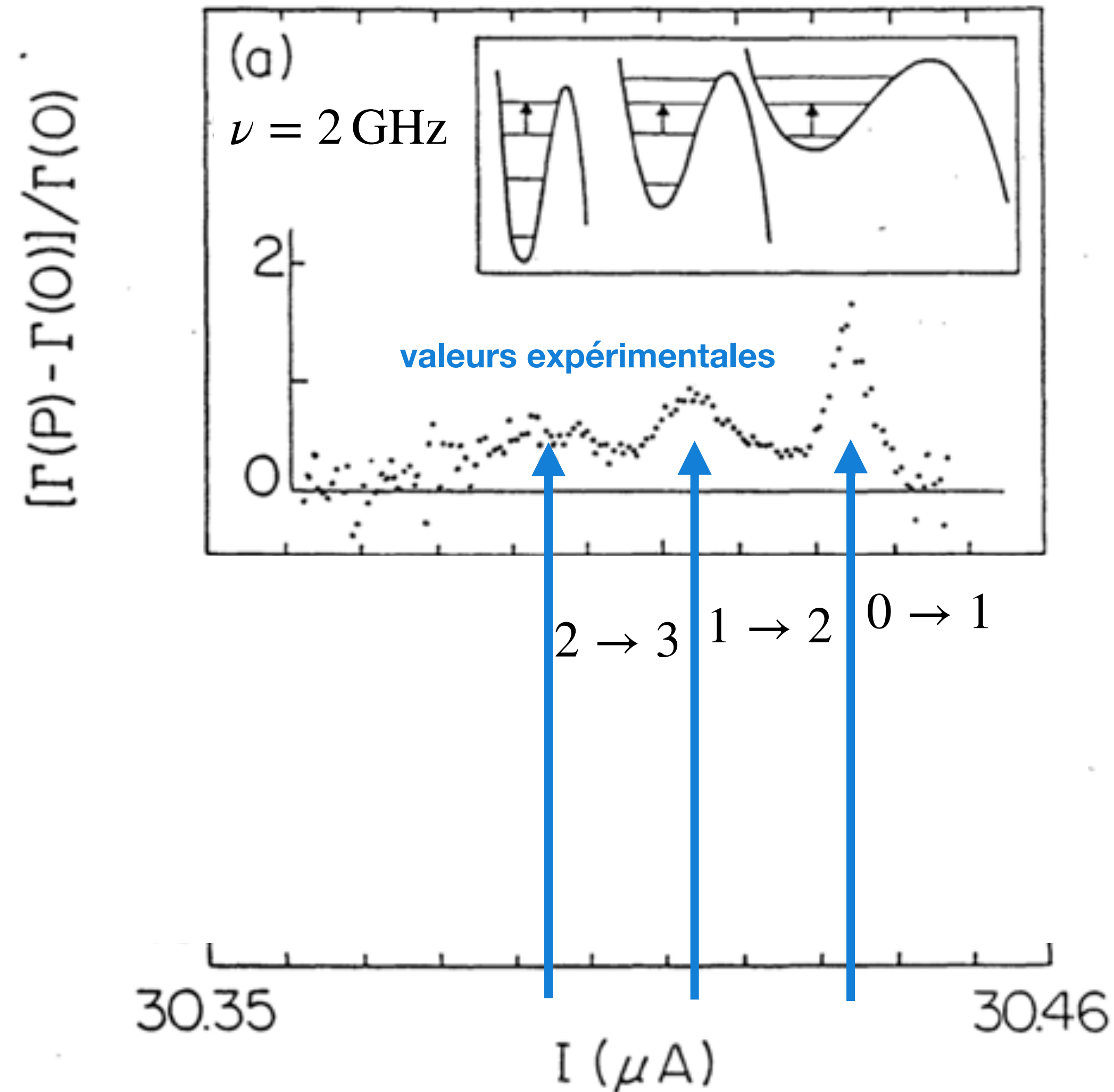
Travail pionnier: Quantification des états



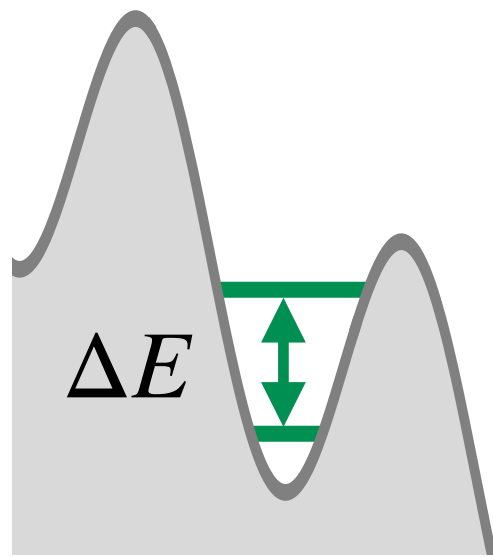
Jonction de Josephson stimulée
par un générateur micro-ondes

condition de résonance

$$\Delta E = \hbar\omega = h\nu$$



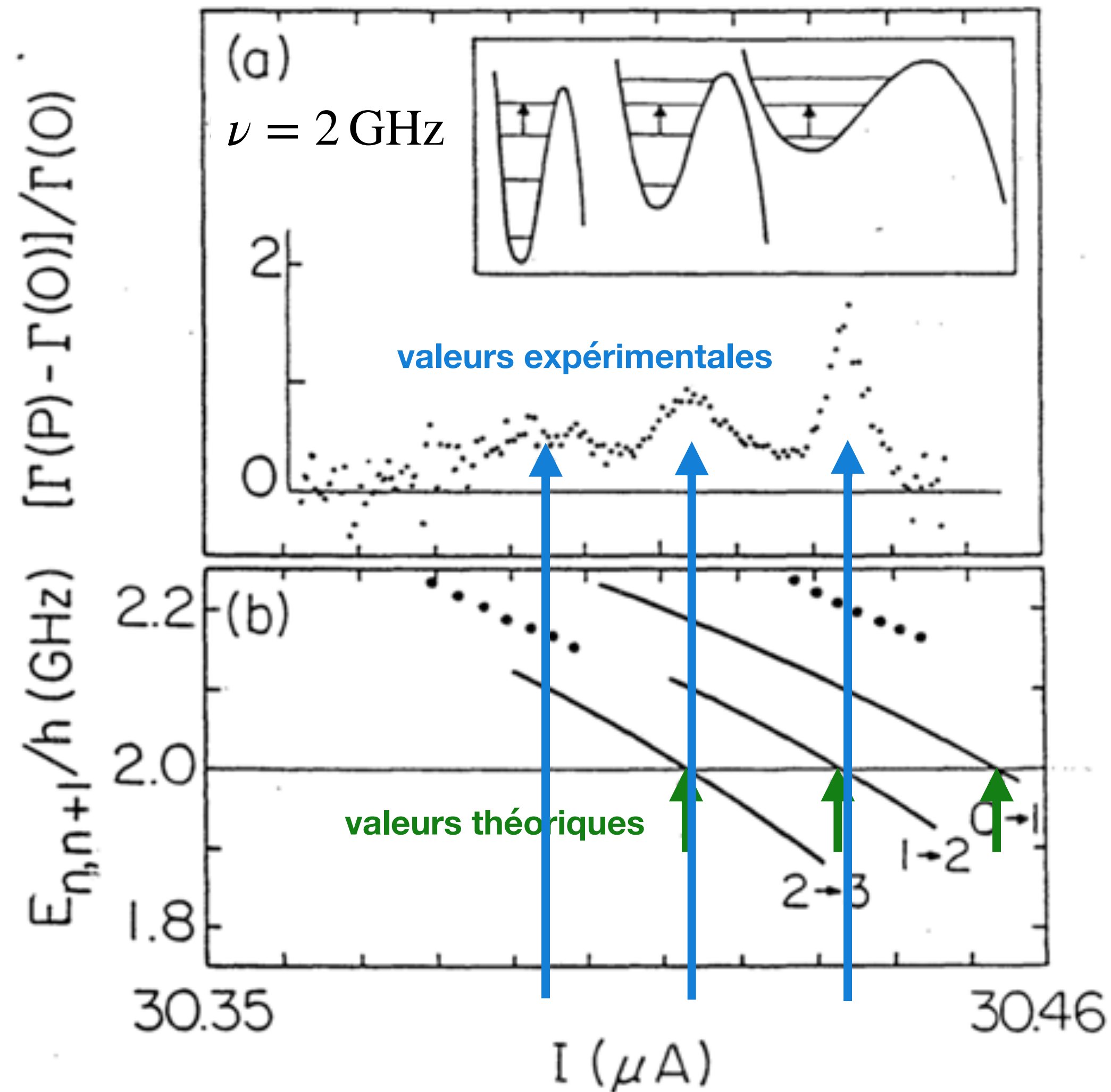
Travail pionnier: Quantification des états



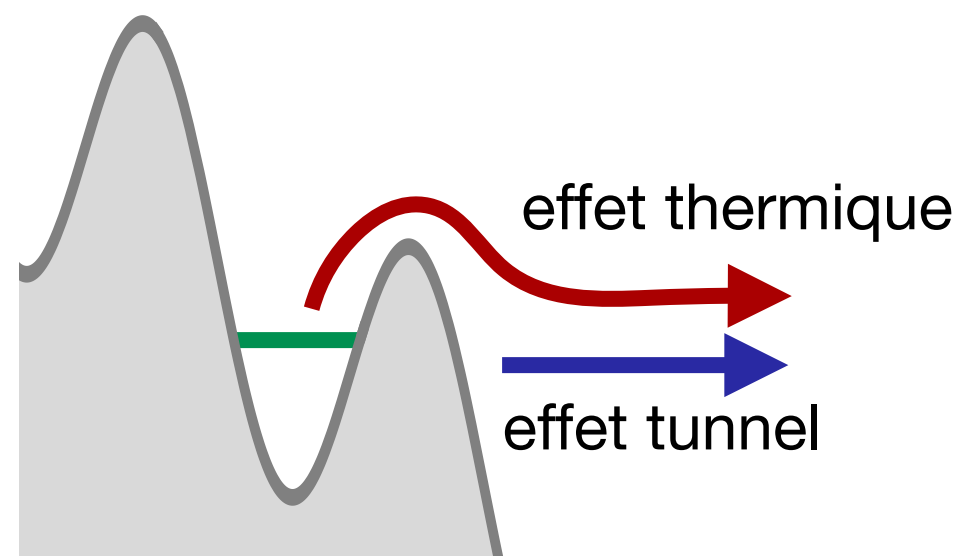
Jonction de Josephson stimulée
par un générateur micro-ondes

condition de résonance

$$\Delta E = \hbar\omega = h\nu$$



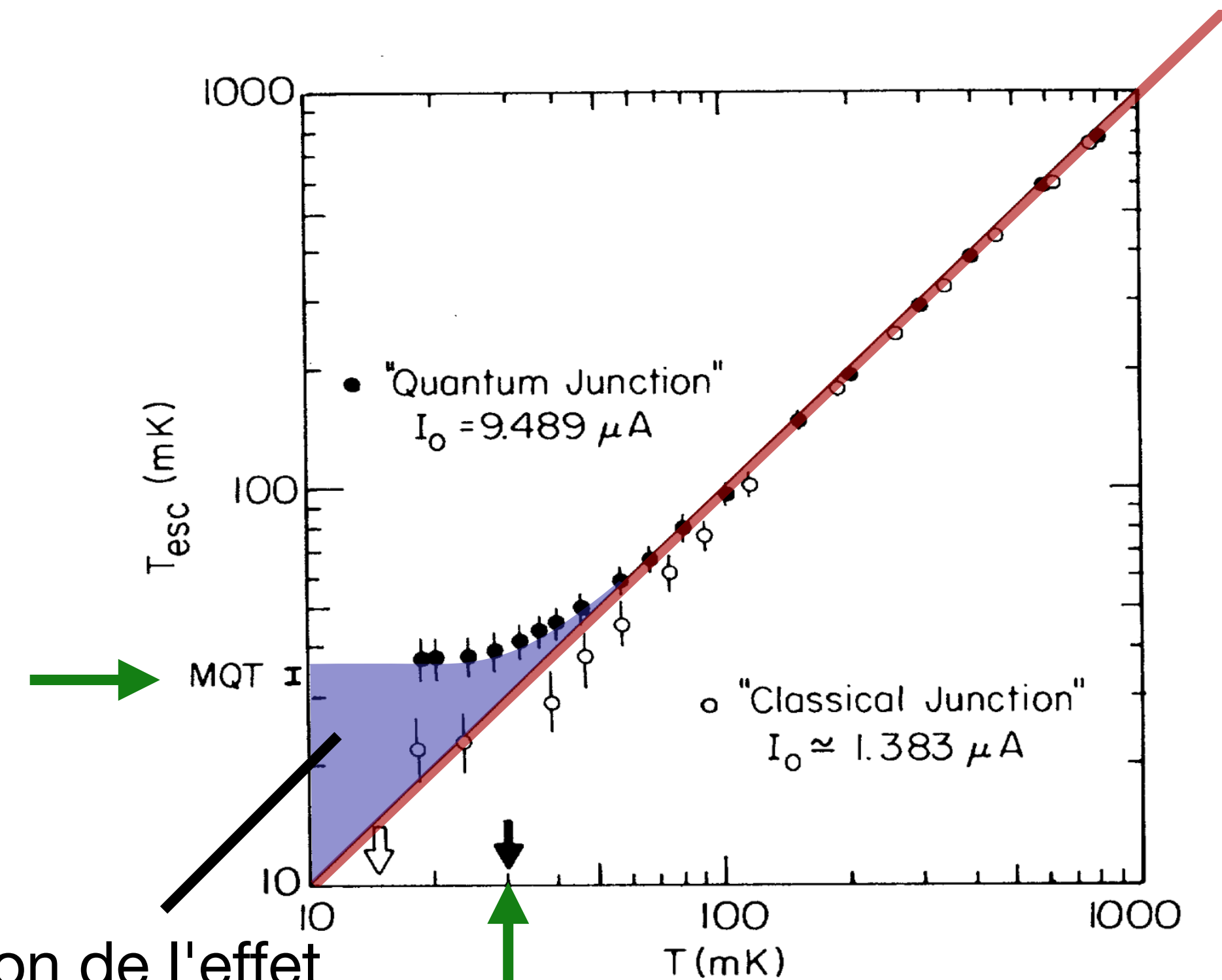
Travail pionnier: L'effet tunnel



Des fluctuations thermiques permettent de s'échapper **par dessus** la barrière.

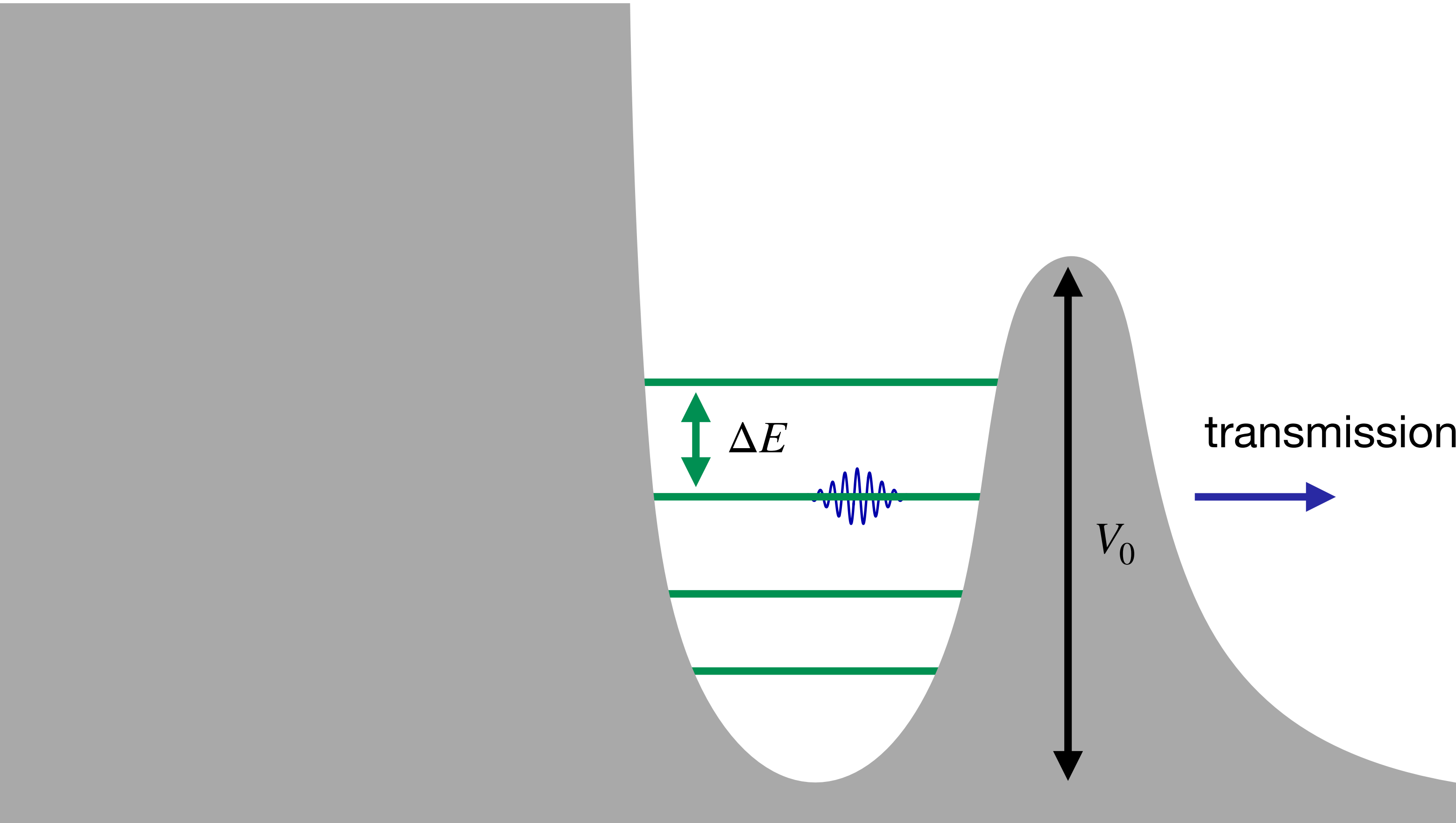
À des températures très basses cet effet disparaît et permet de dévoiler l'effet quantique.

δ s'échappe du puits à l'aide de fluctuations thermiques



déviations de l'effet thermique = effet tunnel quantique

prédictions théoriques



Deux nouveautés quantiques

Une particule/onde quantique occupe des états d'énergie quantifiés



Une particule/onde quantique peut quitter le puits par effet tunnel



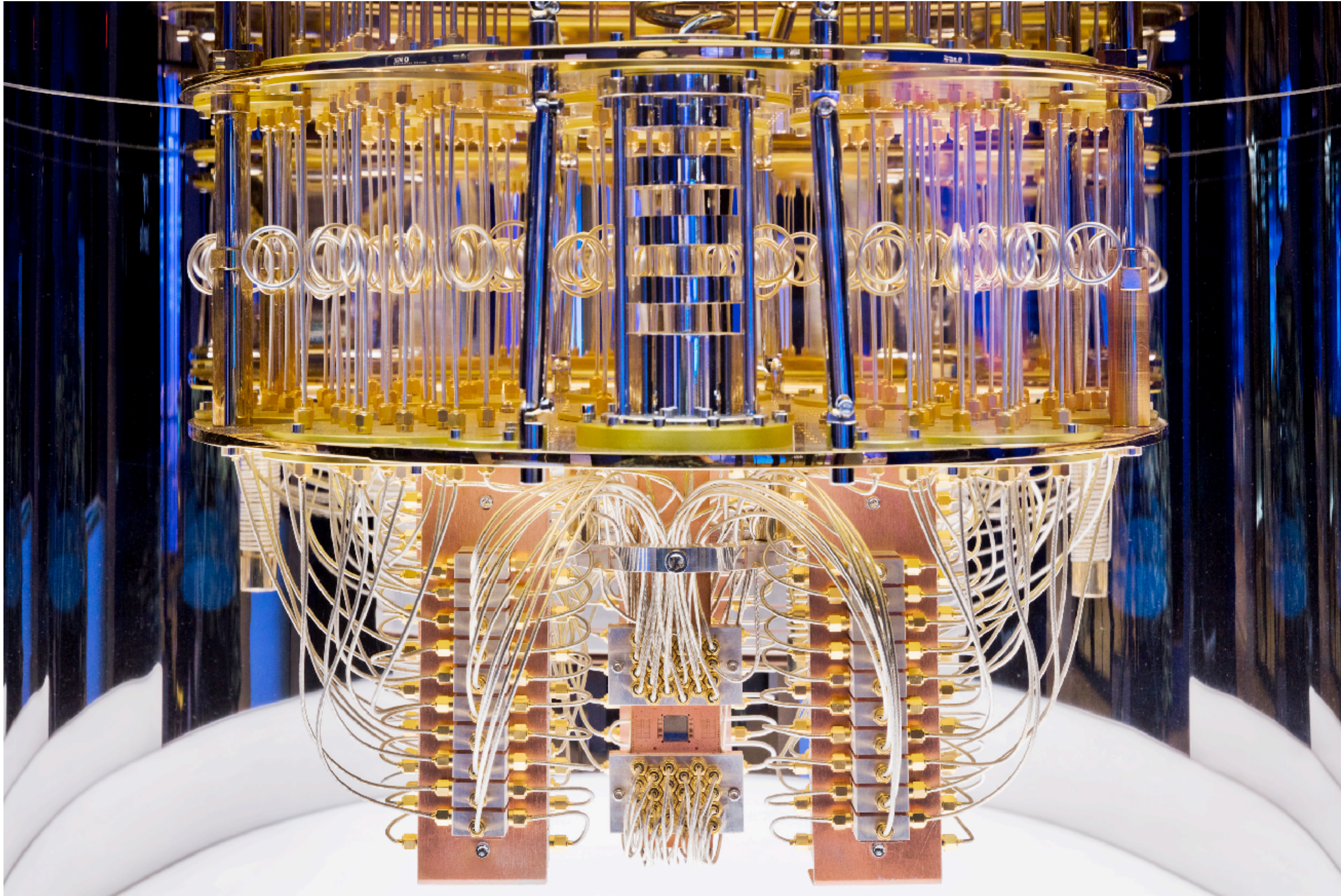
Réalisation dans un système macroscopique

La particule/onde est la différence de phase entre deux supraconducteurs d'une jonction de Josephson

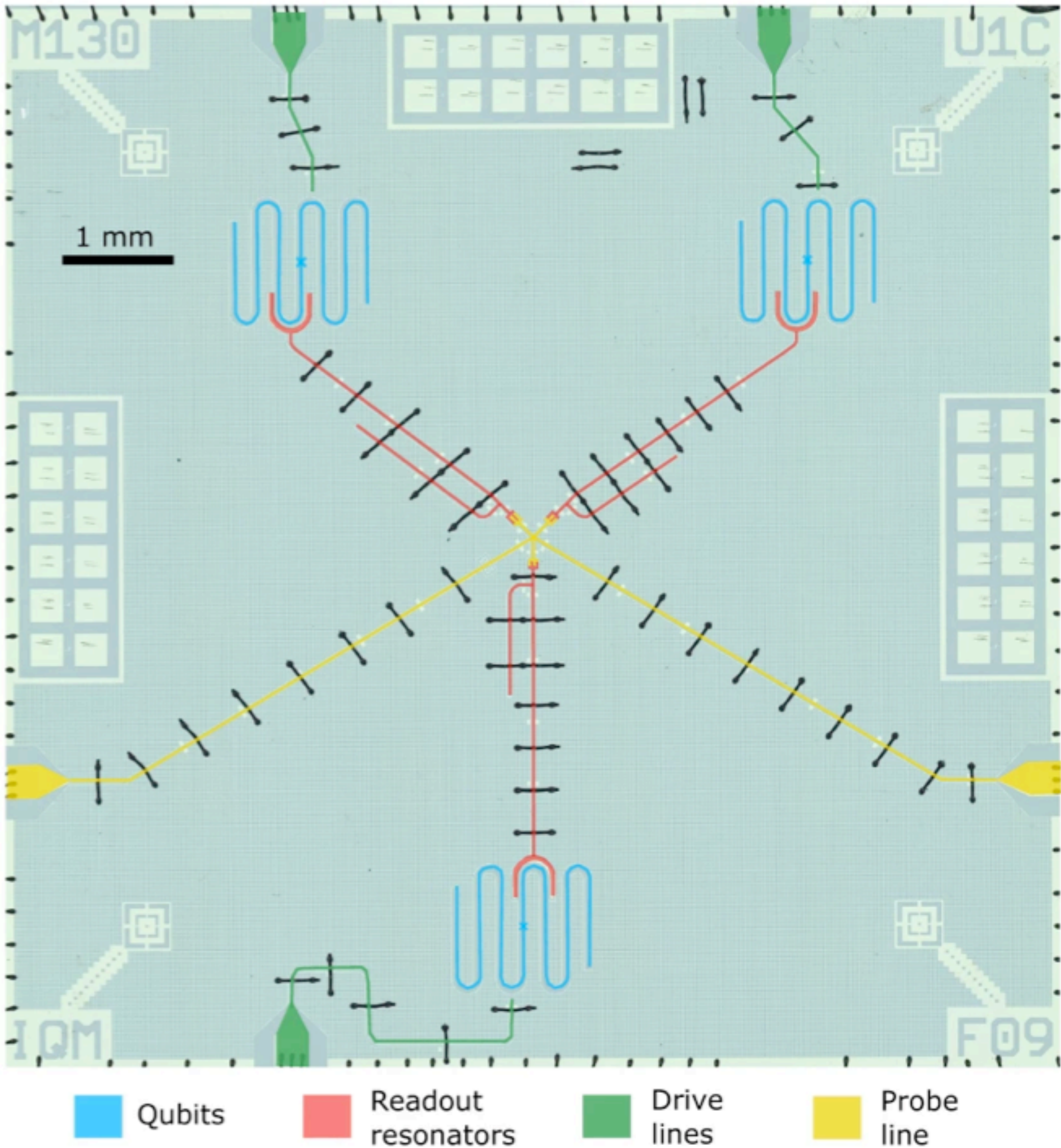
Développement vers des ordinateurs quantiques



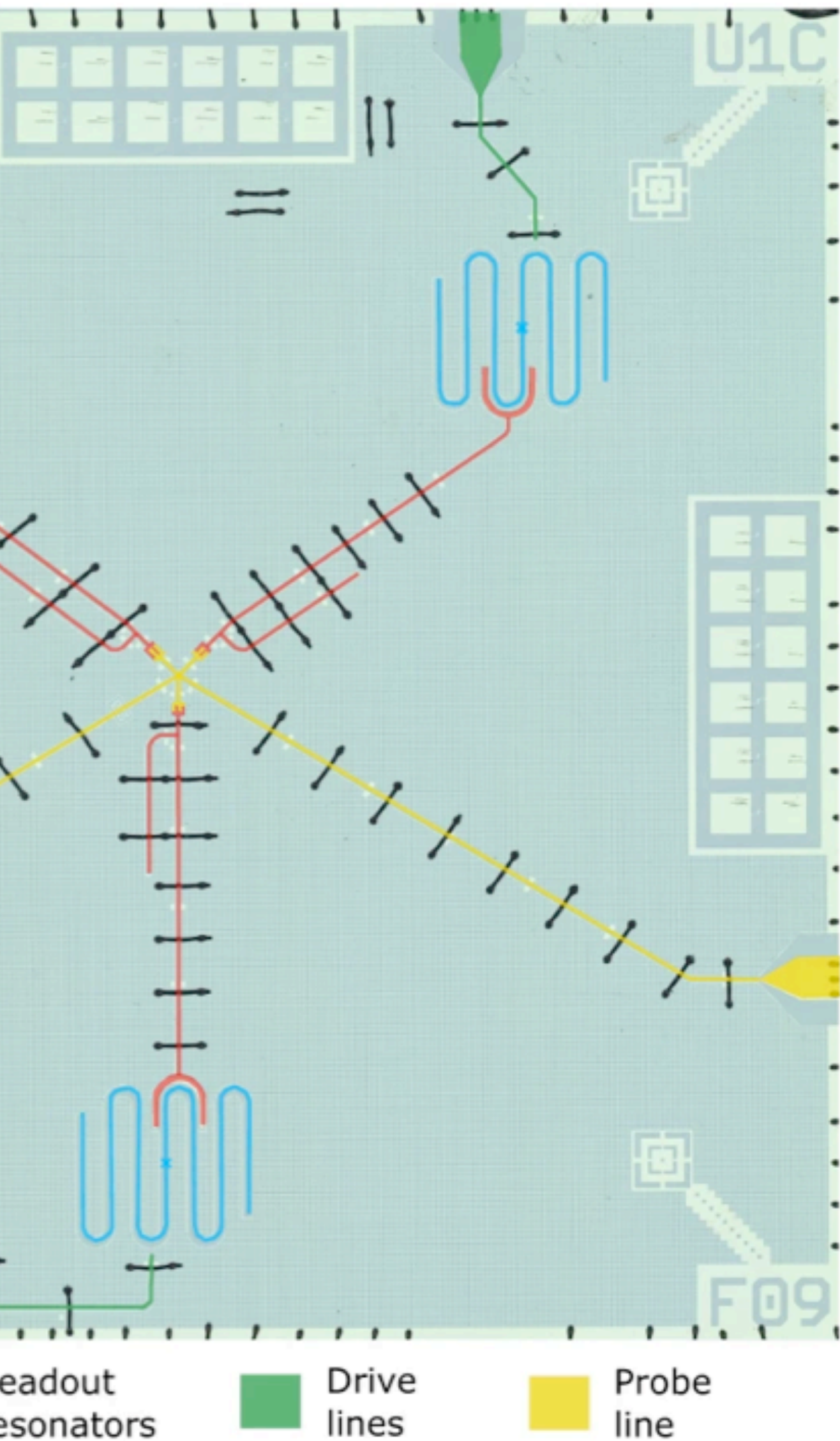
Développement vers des ordinateurs quantiques



Développement vers des ordinateurs quantiques



Développement vers des ordinateurs quantiques



Type	Charge qubit	RF-SQUID qubit (prototype of the Flux Qubit)	Phase qubit
Aspect			
Circuit	Charge qubit circuit. A superconducting island (encircled with a dashed line) is defined between the leads of a capacitor with capacitance C and a Josephson junction with energy E_J biased by voltage U.	Flux qubit circuit. A superconducting loop with inductance L is interrupted by a junction with Josephson energy E_J. Bias flux Φ is induced by a flux line with current I_0.	Phase qubit circuit. A Josephson junction with energy parameter E_J is biased by current I_0.
Hamiltonian	$H = E_C(N - N_g)^2 - E_J \cos \phi$ In this case N is the number of Cooper pairs to tunnel through the junction, $N_g = CV_0/2e$ is the charge on the capacitor in units of Cooper pairs number, $E_C = (2e)^2/2(C_J - C)$ is the charging energy associated with both capacitance C and Josephson junction capacitance C_J.	$H = \frac{q^2}{2C_J} + \left(\frac{\Phi_0}{2\pi}\right)^2 \frac{\phi^2}{2L} - E_J \cos \left[\phi - \Phi \frac{2\pi}{\Phi_0}\right]$ Note that ϕ is only allowed to take values greater than 2π and is alternatively defined as the time integral of voltage along inductance L.	$H = \frac{(2e)^2}{2C_J} q^2 - I_0 \frac{\Phi_0}{2\pi} \phi - E_J \cos \phi$ Here Φ_0 is magnetic flux quantum.
Potential	$U = -E_J \cos \phi$. Bias voltage is set such that $N_g = \frac{1}{2}$, minimizing the energy gap between $0\rangle$ and $1\rangle$, consequently distinguishing the gap from other energy gaps (e.g. gap between $1\rangle$ and $2\rangle$). The difference in gaps allows addressing transitions from $0\rangle$ to $1\rangle$ and vice versa only, without populating other states.	$U = \left(\frac{\Phi_0}{2\pi}\right)^2 \frac{\phi^2}{2L} - E_J \cos \left[\phi - \Phi \frac{2\pi}{\Phi_0}\right]$ Bias flux is $\Phi = \Phi_0/2$. Different wells correspond to a distinct number of flux quanta trapped in the superconducting loops. The two lower states correspond to a symmetrical and anti-symmetrical superposition of zero or single trapped flux quanta, sometimes denoted as clockwise and counterclockwise loop current states: $0\rangle = [0\rangle + 0\rangle]/\sqrt{2}$ and $1\rangle = [0\rangle - 0\rangle]/\sqrt{2}$.	$U = -I_0 \frac{\Phi_0}{2\pi} \phi - E_J \cos \phi$, also known as "washboard" potential. Bias current is adjusted to allow wells shallow enough to contain exactly two localized wave functions. A slight increase in bias current causes a selective "spill" of higher energy state ($1\rangle$), expressed with a measurable voltage spike (a mechanism commonly used for phase qubit measurement).



Merci pour votre attention





Prix Nobel 2025