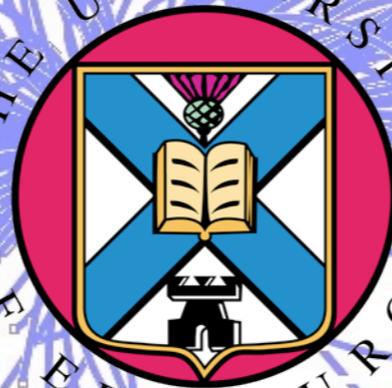


# ¿Qué es el bosón de Higgs?

José Miguel Figueroa O'Farrill  
School of Mathematics



Miércoles 10 Julio 2013  
Universidad de Murcia



ATLAS today's main result (preliminary):

$5.0 \sigma$  excess at  $m_H \sim 126.5$

These accomplishments are the results of more than 20 years of talented work and extreme dedication by the ATLAS Collaboration, with the continuous support of the Funding Agencies

More in general, they are the results of the ingenuity, vision and painstaking work of our community (accelerator, instrumentation, computing, physics)

Argentina  
Armenia  
Australia  
Austria  
Azerbaijan  
Belarus  
Brazil  
Canada  
Chile  
Marocco  
Netherlands  
Norway  
Poland  
Portugal  
Romania  
Russia  
Serbia  
Slovakia

ICHEP  
Melbourne

ATLAS  
Collaboration



Japan JHR



## Peter Higgs, François Englert y el CERN

El descubrimiento del Bosón de Higgs constituye un ejemplo emblemático de cómo Europa ha liderado un esfuerzo colectivo para resolver uno de los enigmas más profundos de la Física.



TRAYECTORIA

ACTA DEL JURADO

DECLARACIONES

Supporting Edinburgh's  
Festival Fringe – 35 venues  
and over 900,000 visits

162 new companies formed  
in the last five years

$$-(D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi$$

$$D_\mu \phi = \partial_\mu \phi$$

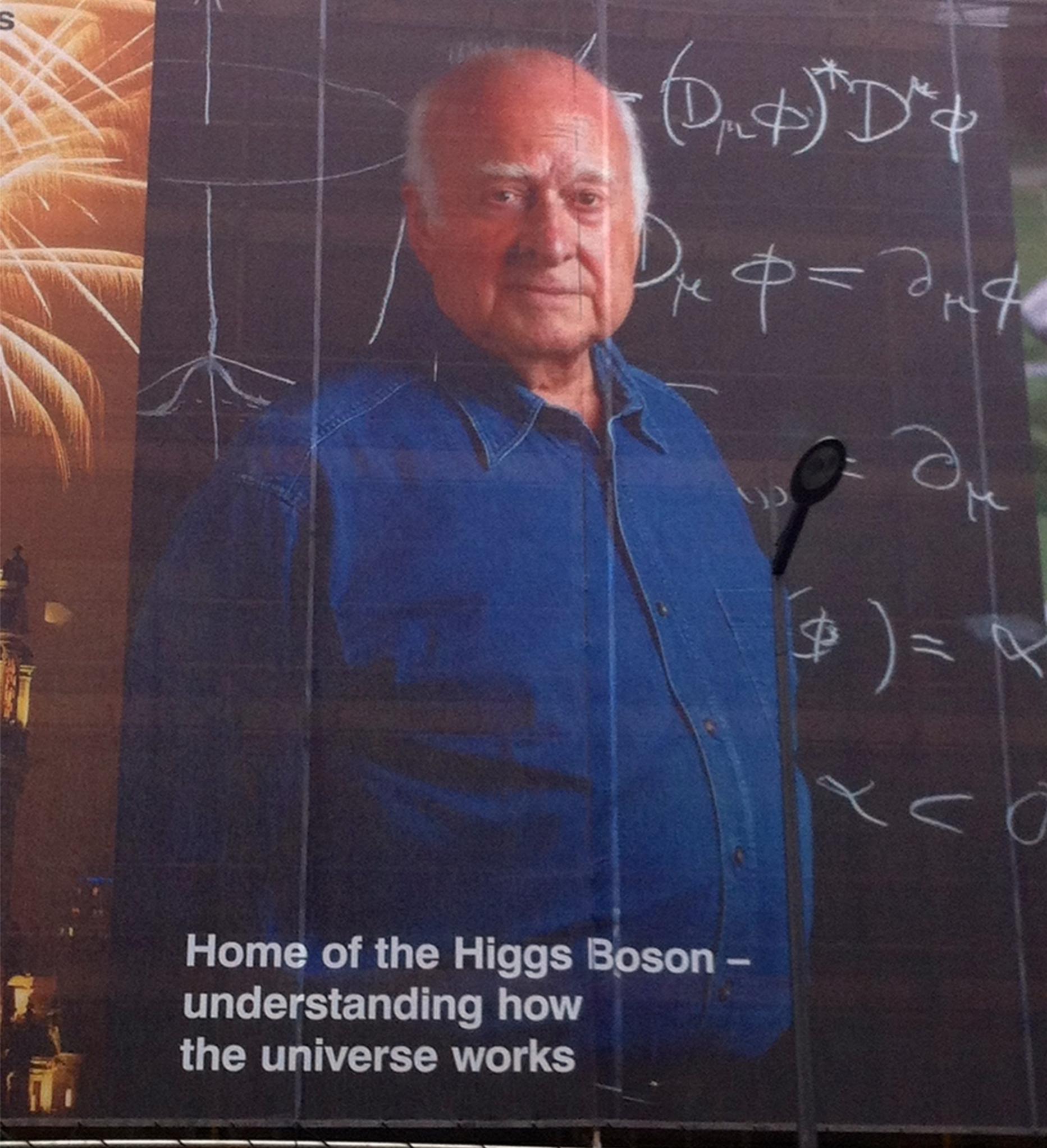
$$= \partial_\mu$$

$$(\phi) = \psi$$

$$\psi \cup \phi$$

Home of the Higgs Boson –  
understanding how  
the universe works





**Home of the Higgs Boson –  
understanding how  
the universe works**



**Masa**





## BROKEN SYMMETRIES AND THE MASSES OF GAUGE BOSONS

Peter W. Higgs

Tait Institute of Mathematical Physics, University of Edinburgh, Edinburgh, Scotland

(Received 31 August 1964)

In a recent note<sup>1</sup> it was shown that the Goldstone theorem,<sup>2</sup> that Lorentz-covariant field theories in which spontaneous breakdown of symmetry under an internal Lie group occurs contain zero-mass particles, fails if and only if the conserved currents associated with the internal group are coupled to gauge fields. The purpose of the present note is to report that, as a consequence of this coupling, the spin-one quanta of some of the gauge fields acquire mass; the longitudinal degrees of freedom of these particles (which would be absent if their mass were zero) go over into the Goldstone bosons when the coupling tends to zero. This phenomenon is just the relativistic analog of the plasmon phenomenon to which Anderson<sup>3</sup> has drawn attention: that the scalar zero-mass excitations of a superconducting neutral Fermi gas become longitudinal plasmon modes of finite mass when the gas is charged.

The simplest theory which exhibits this be-

about the "vacuum" solution  $\varphi_1(x) = 0$ ,  $\varphi_2(x) = \varphi_0$ :

$$\partial^\mu \left\{ \partial_\mu (\Delta\varphi_1) - e\varphi_0 A_\mu \right\} = 0, \quad (2a)$$

$$\left\{ \partial^2 - 4\varphi_0^2 V''(\varphi_0^2) \right\} (\Delta\varphi_2) = 0, \quad (2b)$$

$$\partial_\nu F^{\mu\nu} = e\varphi_0 \left\{ \partial^\mu (\Delta\varphi_1) - e\varphi_0 A_\mu \right\}. \quad (2c)$$

Equation (2b) describes waves whose quanta have (bare) mass  $2\varphi_0 \{V''(\varphi_0^2)\}^{1/2}$ ; Eqs. (2a) and (2c) may be transformed, by the introduction of new variables

$$\begin{aligned} B_\mu &= A_\mu - (e\varphi_0)^{-1} \partial_\mu (\Delta\varphi_1), \\ G_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu = F_{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (3)$$

into the form

$$\partial_\mu B^\mu = 0, \quad \partial_\nu G^{\mu\nu} + e^2 \varphi_0^2 B^\mu = 0. \quad (4)$$

# Física

ies donde está la acción!

ISAAC NEWTON

1643-1727



$$\Delta(mv) = F\Delta t$$

DEUTSCHE  
BUNDESPOST

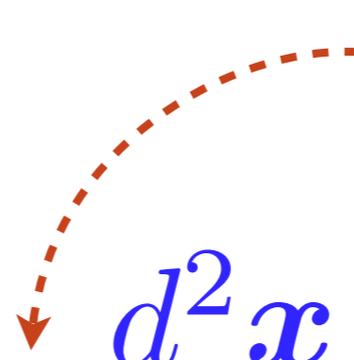
100

1993

# La segunda ley de Newton

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

masa inercial

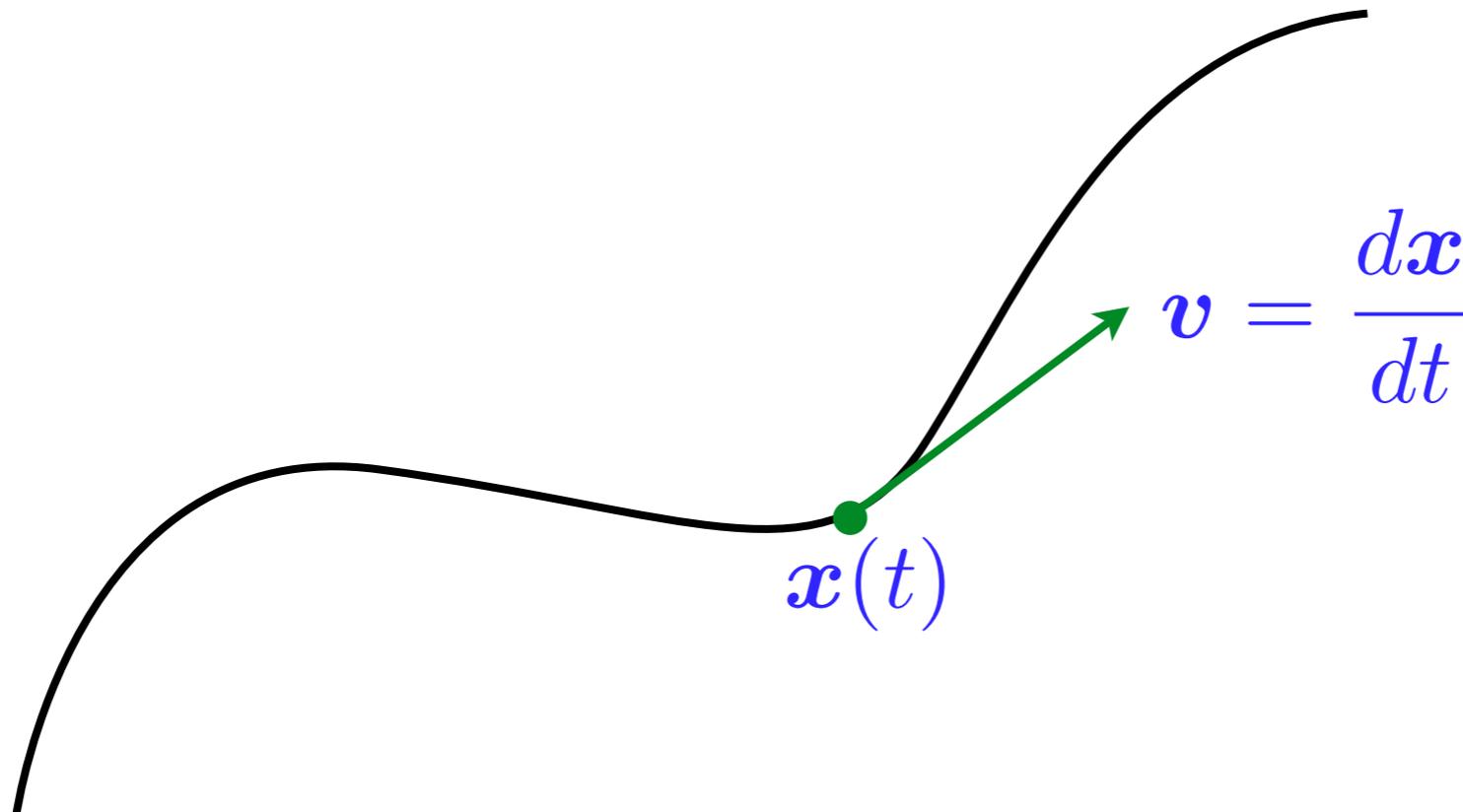


# La segunda ley de Newton

masa inercial

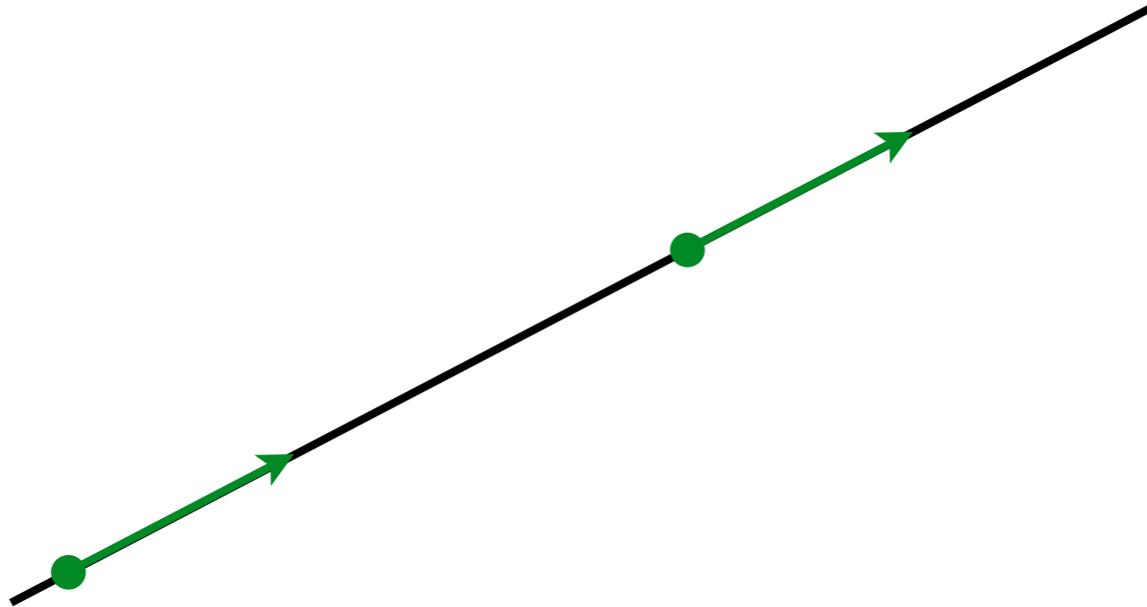
$$F = ma = m \frac{d^2 x}{dt^2}$$

$x(t)$  es la trayectoria del objeto



# La primera ley de Newton

$F = 0 \implies$  el objeto se mueve a velocidad constante





# Fuerzas conservativas

$$\mathbf{F} = -\nabla V$$

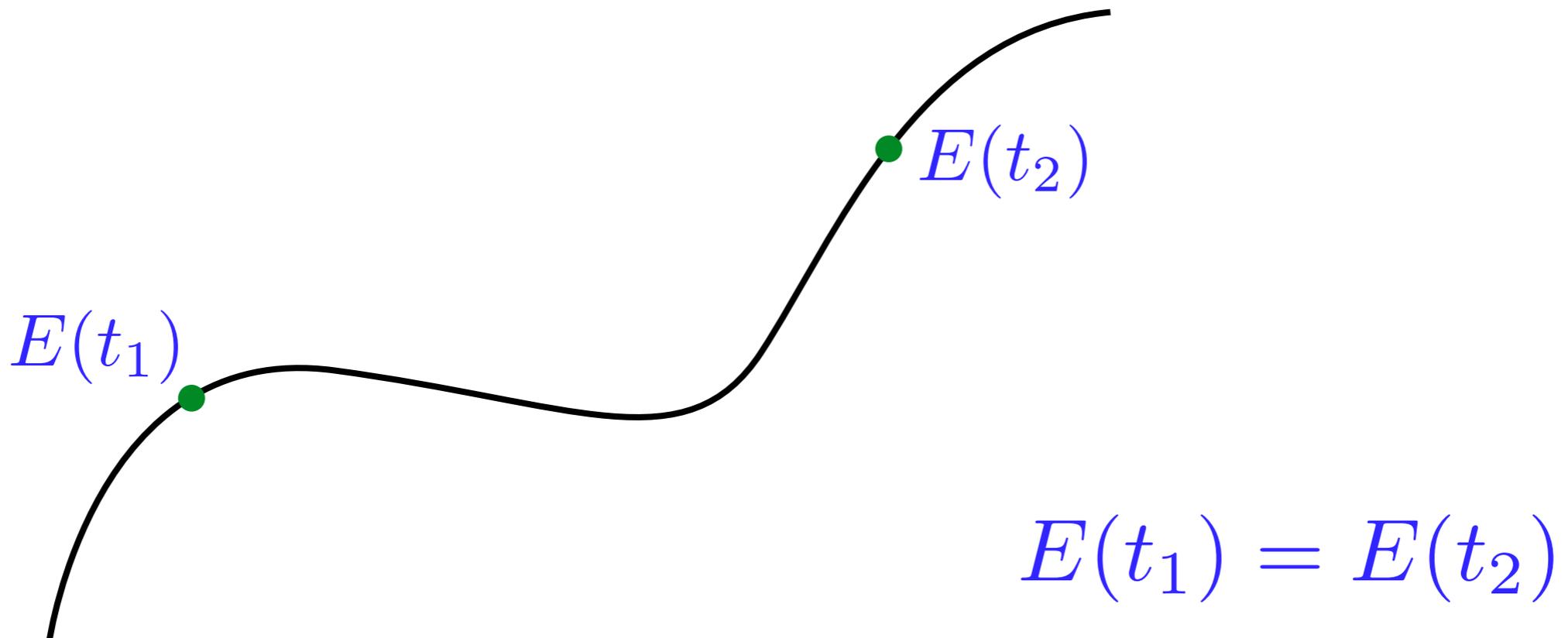
$V(\mathbf{x})$  (energía) potencial

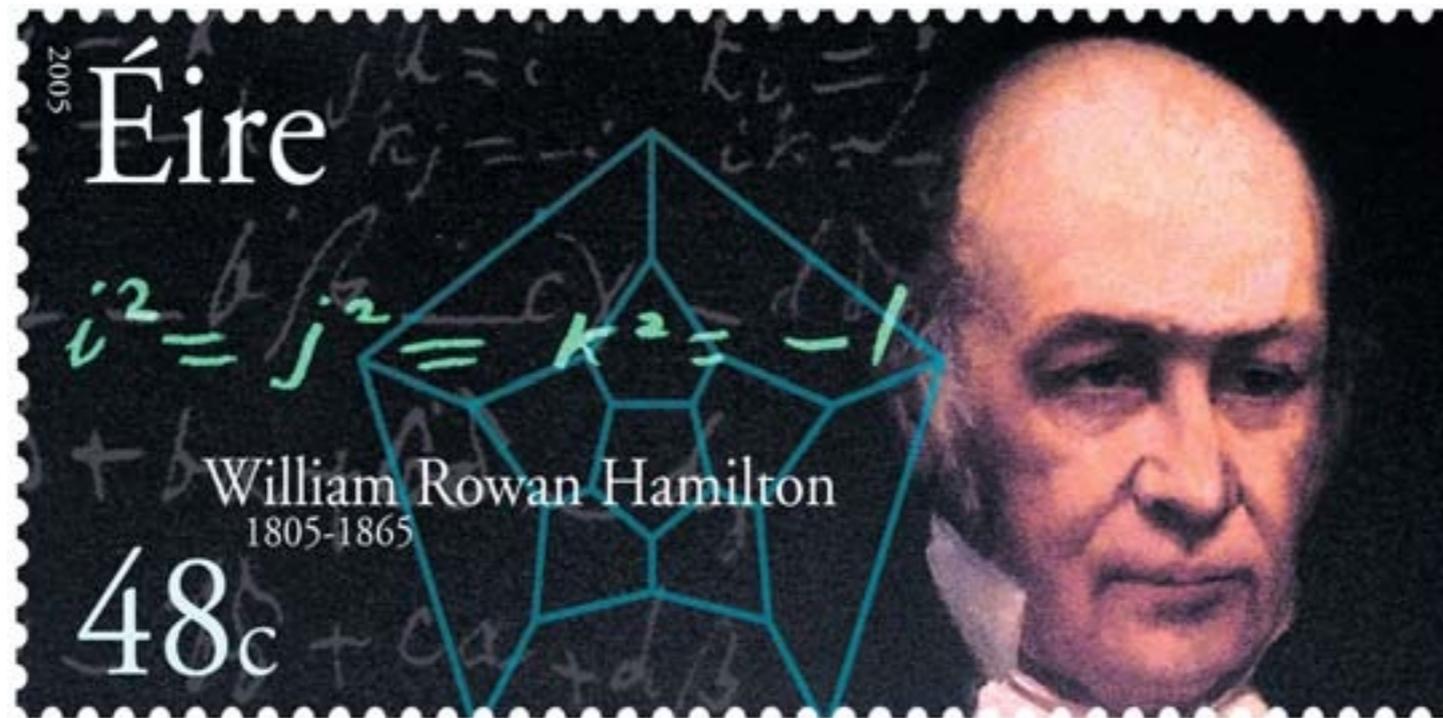
# Fuerzas conservativas

$$\mathbf{F} = -\nabla V$$

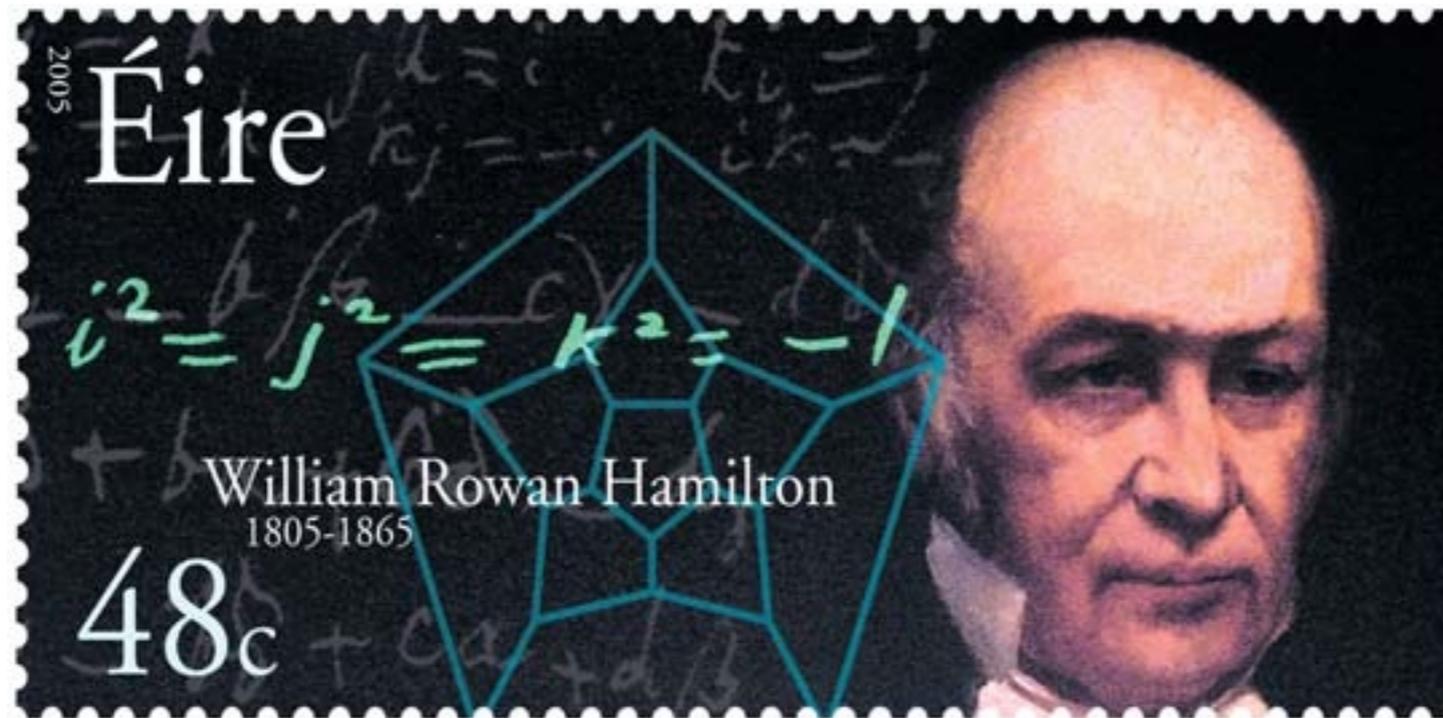
$V(\mathbf{x})$  (energía) potencial

Energía  $E = \frac{1}{2}m|\mathbf{v}|^2 + V(\mathbf{x})$  se conserva





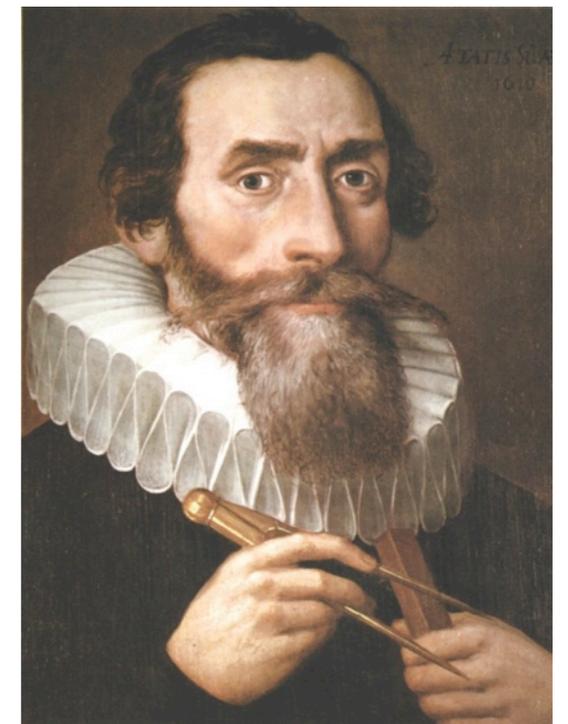
derivó la segunda ley de Newton a partir de un **principio!**



derivó la segunda ley de Newton a partir de un **principio!**

*La Naturaleza usa lo menos posible de cualquier cosa.*

Johannes Kepler  
(1571-1630)

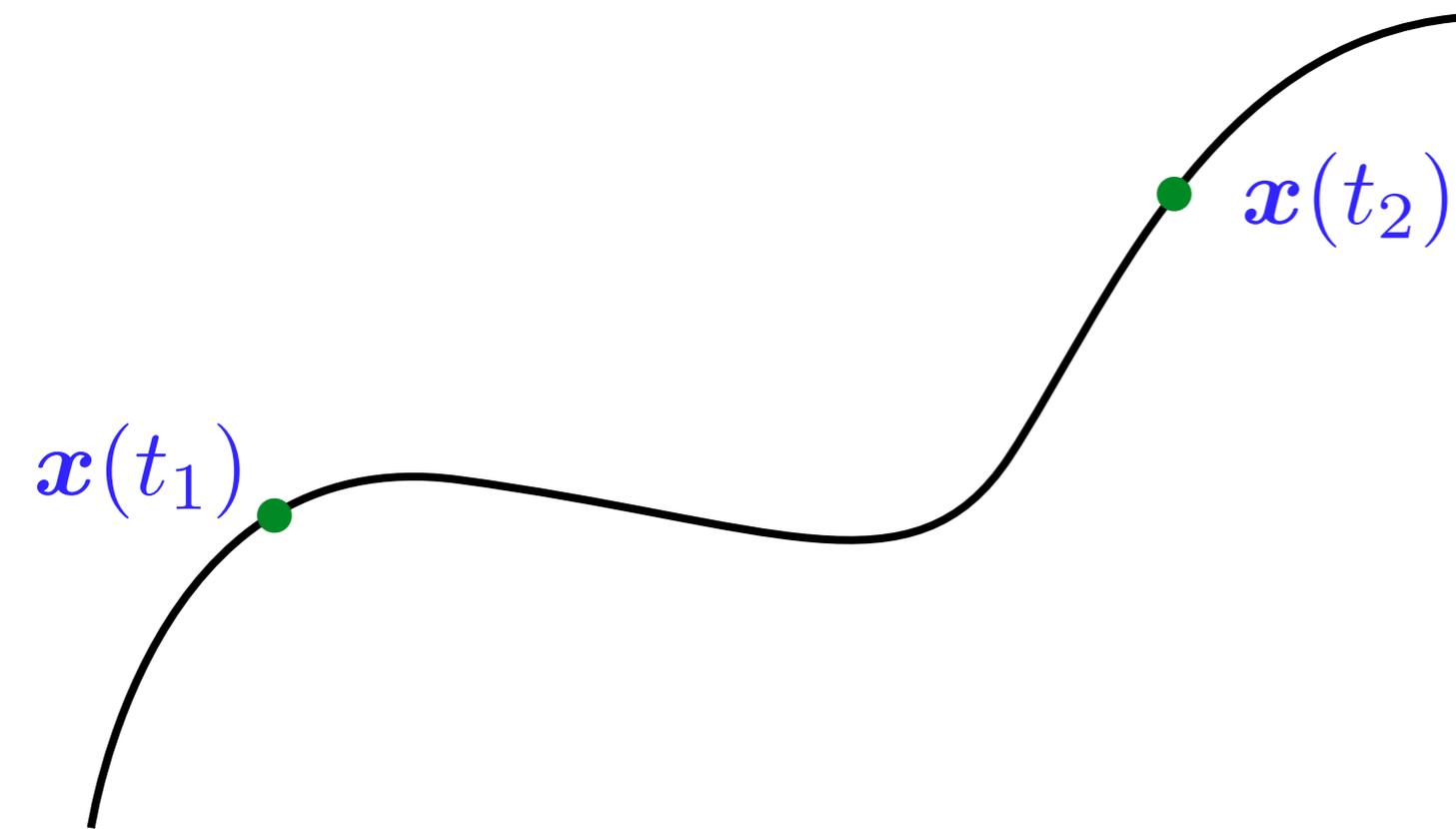


# Principio de mínima acción

lagrangiano

acción

$$I = \int_{t_1}^{t_2} \left( \frac{1}{2} m |\mathbf{v}|^2 - V(\mathbf{x}) \right) dt$$

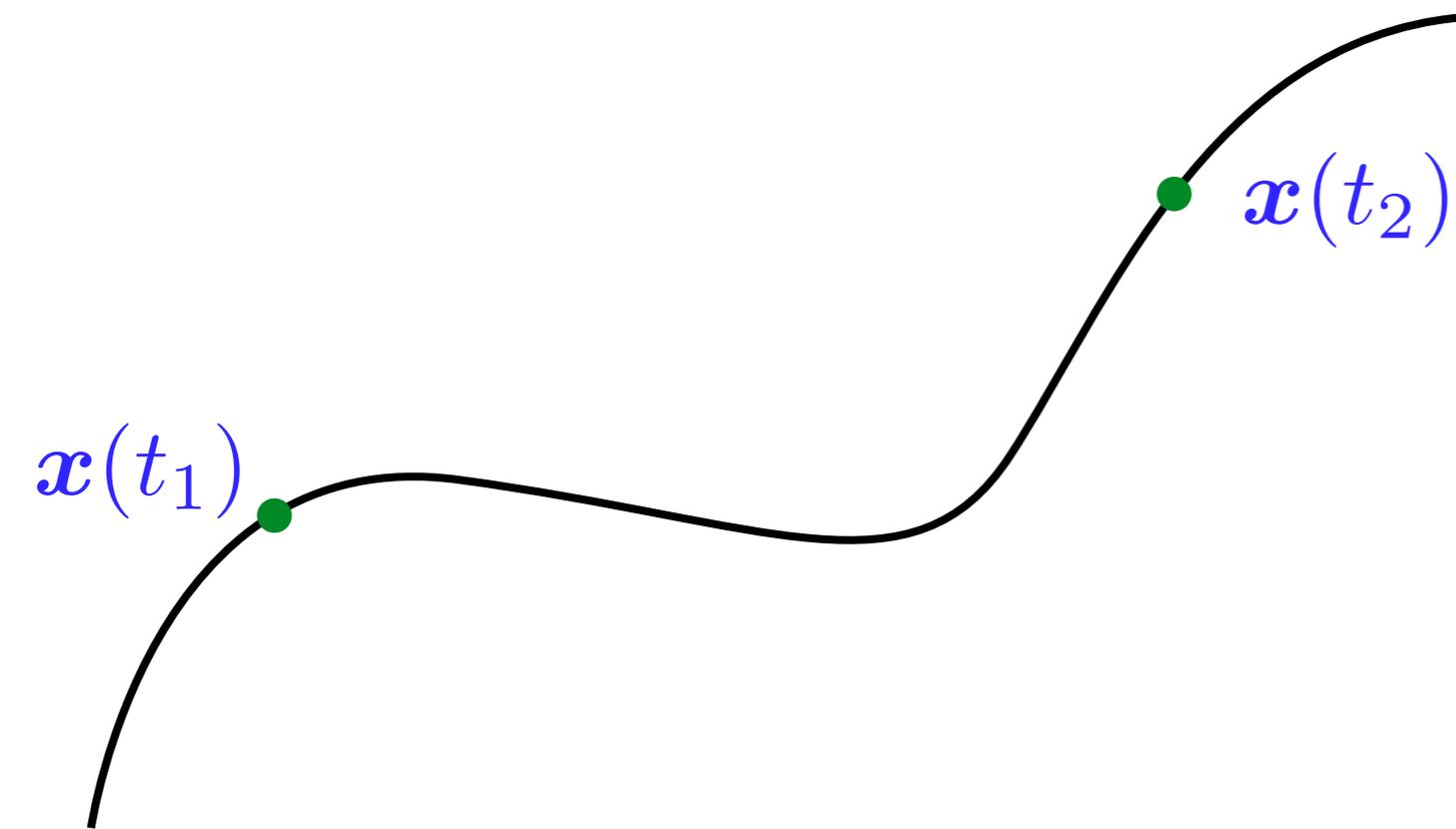


# Principio de mínima acción

lagrangiano

acción

$$I = \int_{t_1}^{t_2} \left( \frac{1}{2} m |\mathbf{v}|^2 - V(\mathbf{x}) \right) dt$$



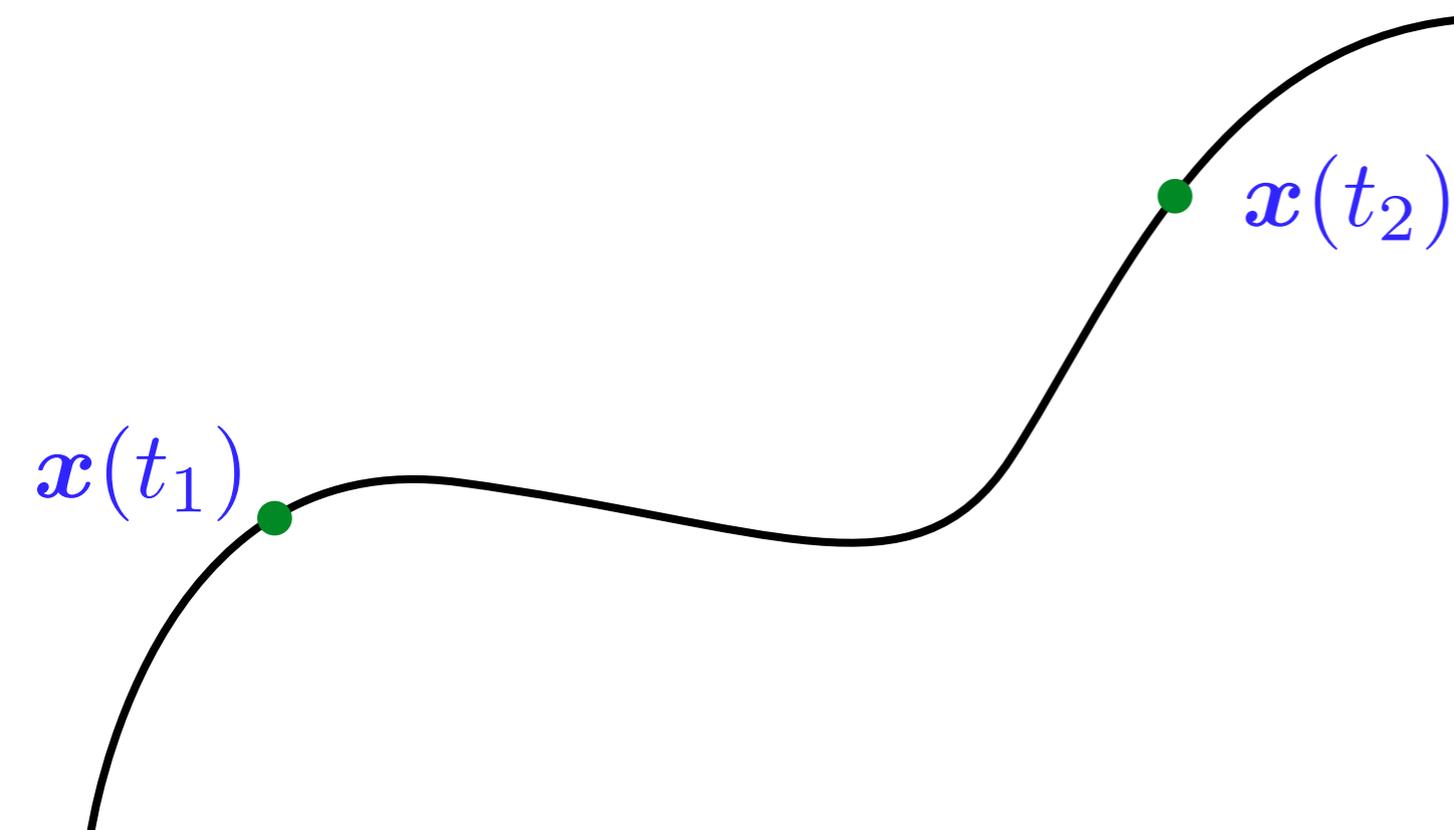
Trayectorias con **mínima acción** satisfacen la segunda ley de Newton... ¡y viceversa!

# Principio de mínima acción

lagrangiano

acción

$$I = \int_{t_1}^{t_2} \left( \frac{1}{2} m |\mathbf{v}|^2 - V(\mathbf{x}) \right) dt$$



Trayectorias con **mínima acción** satisfacen la segunda ley de Newton... ¡y viceversa!

La acción nos proporciona un nuevo lenguaje para describir la física.

Simetrías

A una transformación  $x \mapsto x'$  se le llama **simetría** si la acción no cambia :

$$I(x) = I(x')$$

A una transformación  $x \mapsto x'$  se le llama **simetría** si la acción no cambia :

$$I(x) = I(x')$$

Una simetría lleva una trayectoria con mínima acción a otra trayectoria con mínima acción (¡incluso quizás a la misma trayectoria!).

A una transformación  $x \mapsto x'$  se le llama **simetría** si la acción no cambia :

$$I(x) = I(x')$$

Una simetría lleva una trayectoria con mínima acción a otra trayectoria con mínima acción (incluso quizás a la misma trayectoria!).

Las simetrías forman un grupo que actúa sobre el conjunto de soluciones de la ecuación de Newton.

Por ejemplo :

- una **traslación**  $x \mapsto x + a$

es una simetría si  $V(x + a) = V(x)$

Por ejemplo :

- una **traslación**  $x \mapsto x + a$

es una simetría si  $V(x + a) = V(x)$

- una **rotación**  $x \mapsto Rx$

es una simetría si  $V(Rx) = V(x)$

i.e.,  $V(x) = f(|x|)$

Por supuesto, aunque la acción tenga simetrías, las soluciones de la ecuación de Newton pueden **romper** simetría parcial o totalmente.

Por supuesto, aunque la acción tenga simetrías, las soluciones de la ecuación de Newton pueden **romper** simetría parcial o totalmente.

Consideremos movimiento libre :  $V(x) = 0$

Por supuesto, aunque la acción tenga simetrías, las soluciones de la ecuación de Newton pueden **romper** simetría parcial o totalmente.

Consideremos movimiento libre :  $V(\boldsymbol{x}) = 0$

La trayectoria trivial  $\boldsymbol{x}(t) = \boldsymbol{x}_0$   
es invariante bajo cualquier rotación  
alrededor del punto  $\boldsymbol{x}_0$

●  
 $\boldsymbol{x}_0$

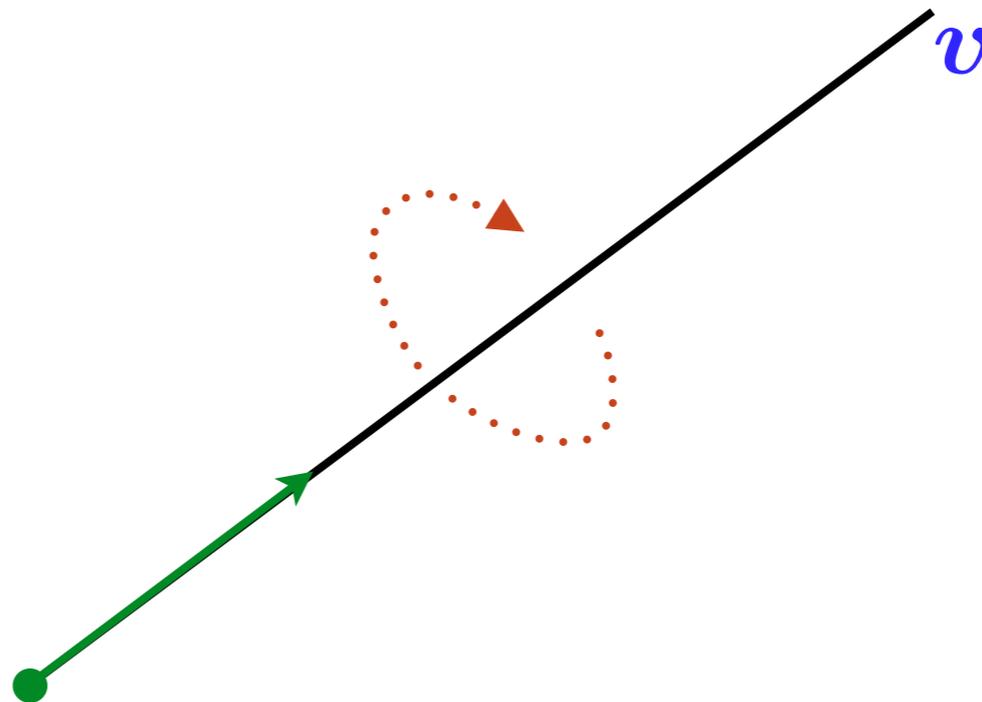
Si le damos un pequeño impulso de tal forma que la partícula ahora se mueva con una velocidad constante y distinta de cero :

$$x(t) = x_0 + tv$$

Si le damos un pequeño impulso de tal forma que la partícula ahora se mueva con una velocidad constante y distinta de cero :

$$x(t) = x_0 + tv$$

hemos roto la simetría rotacional a aquellas rotaciones con eje  $v$



# Resumen

# Resumen

→ Sistemas dinámicos se pueden describir con un principio de acción

# Resumen

- ➔ Sistemas dinámicos se pueden describir con un principio de acción
- ➔ Las soluciones tienen acción mínima

# Resumen

- ➔ Sistemas dinámicos se pueden describir con un principio de acción
- ➔ Las soluciones tienen acción mínima
- ➔ Las simetrías de la acción forman un grupo que actúa sobre las soluciones

# Resumen

- ➔ Sistemas dinámicos se pueden describir con un principio de acción
- ➔ Las soluciones tienen acción mínima
- ➔ Las simetrías de la acción forman un grupo que actúa sobre las soluciones
- ➔ Una solución particular rompe la simetría al subgrupo estabilizador, que puede ser trivial.

Campos  
relativísticos



Y Maxwell dijo :

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}\end{aligned}$$

y se hizo la luz.

Las ecuaciones de Maxwell "in vacuo" son :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

Las ecuaciones de Maxwell "in vacuo" son :

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{E} &= 0 & \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 & \nabla \times \mathbf{B} &= \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}\end{aligned}$$

donde

$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$  campo eléctrico

$\mathbf{B}(\mathbf{x}, t)$  campo magnético

$c$  velocidad de la luz

Una consecuencia inmediata es que los campos eléctrico y magnético obedecen la ecuación de onda (sin masa) :

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \nabla^2 \mathbf{E} = 0$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} - \nabla^2 \mathbf{B} = 0$$

Una consecuencia inmediata es que los campos eléctrico y magnético obedecen la ecuación de onda (sin masa) :

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \nabla^2 \mathbf{E} = 0 \qquad \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} - \nabla^2 \mathbf{B} = 0$$

(De hecho eso es lo que son la luz, las ondas de radio, los rayos X,...)

Una consecuencia inmediata es que los campos eléctrico y magnético obedecen la ecuación de onda (sin masa) :

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \nabla^2 \mathbf{E} = 0 \qquad \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} - \nabla^2 \mathbf{B} = 0$$

(De hecho eso es lo que son la luz, las ondas de radio, los rayos X,...)

La ecuación de onda también se puede derivar a partir de una acción.

Consideremos la ecuación de onda escalar :

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \nabla^2 \phi = 0$$

Consideremos la ecuación de onda escalar :

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \nabla^2 \phi = 0$$

Soluciones de esta ecuación minimizan la acción :

$$I = \int dt \int d^3x \left( \frac{1}{c^2} \left( \frac{\partial \phi}{\partial t} \right)^2 - |\nabla \phi|^2 \right)$$

Consideremos la ecuación de onda escalar :

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \nabla^2 \phi = 0$$

Soluciones de esta ecuación minimizan la acción :

$$I = \int dt \int d^3x \left( \frac{1}{c^2} \left( \frac{\partial \phi}{\partial t} \right)^2 - |\nabla \phi|^2 \right)$$

Esta acción tiene simetrías "escondidas" que mezclan el espacio y el tiempo.

De hecho, introduciendo un 4-vector :

$$\mu = 0, 1, 2, 3 \quad x^\mu = (x^0, \mathbf{x}) \quad x^0 = ct$$

De hecho, introduciendo un 4-vector :

$$\mu = 0, 1, 2, 3 \quad x^\mu = (x^0, \mathbf{x}) \quad x^0 = ct$$

la acción es ahora

$$I = \int d^4x \sum_{\mu, \nu=0,1,2,3} \eta^{\mu\nu} \frac{\partial\phi}{\partial x^\mu} \frac{\partial\phi}{\partial x^\nu} = \int d^4x \eta^{\mu\nu} \partial_\mu\phi \partial_\nu\phi$$

De hecho, introduciendo un 4-vector :

$$\mu = 0, 1, 2, 3 \quad x^\mu = (x^0, \mathbf{x}) \quad x^0 = ct$$

la acción es ahora

$$I = \int d^4x \sum_{\mu, \nu=0,1,2,3} \eta^{\mu\nu} \frac{\partial \phi}{\partial x^\mu} \frac{\partial \phi}{\partial x^\nu} = \int d^4x \eta^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi$$

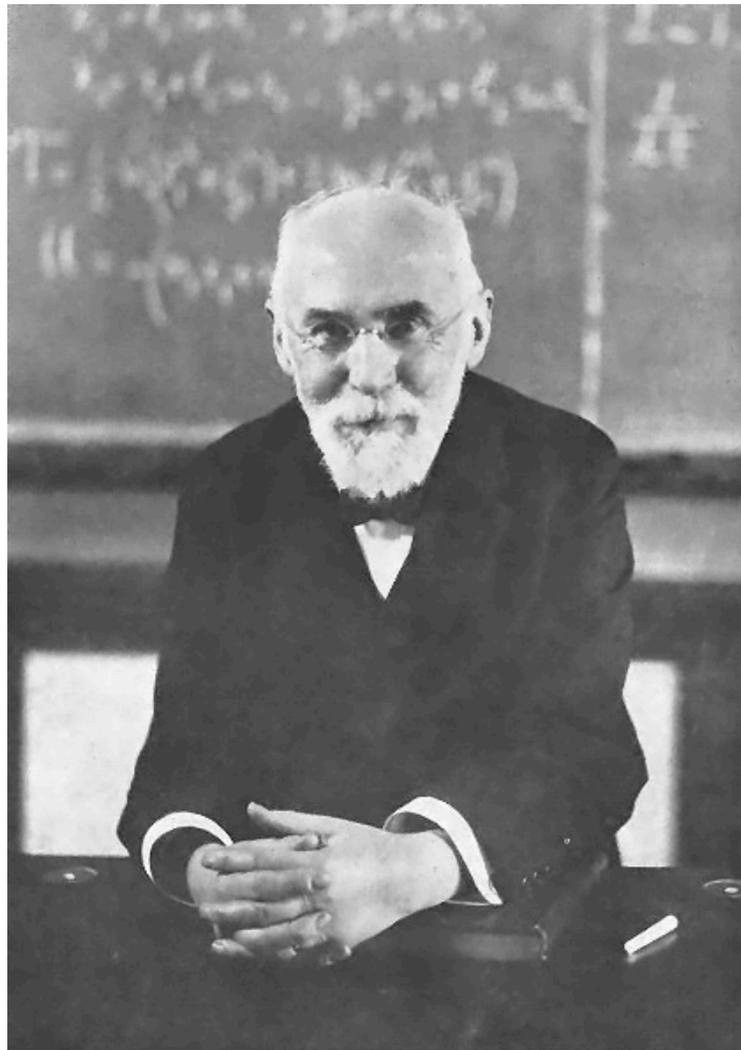
donde

$$\eta = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \partial_\mu := \frac{\partial}{\partial x^\mu}$$

La acción tiene simetría relativista :

$$\phi(x) \mapsto \phi(x') \quad (x')^\mu = \Lambda^\mu{}_\nu x^\nu \quad \Lambda^T \eta \Lambda = \eta$$

transformaciones de Lorentz



$x^\mu$  coordenadas del **espaciotiempo de Minkowski**.



“Los puntos de vista sobre el espacio y el tiempo que quisiera exponer ante ustedes han brotado de la tierra de la física experimental y ahí reside su fuerza. Son radicales. De aquí en adelante, el espacio por sí mismo y el tiempo por sí mismo están condenados a convertirse en meras sombras y sólo una especie de unión de ambos logrará retener una realidad independiente.”

Hermann Minkowski (1908)

Las ecuaciones de Maxwell también son relativísticas :

$$F_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & E_1 & E_2 & E_3 \\ -E_1 & 0 & B_3 & -B_2 \\ -E_2 & -B_3 & 0 & B_1 \\ -E_3 & B_2 & -B_1 & 0 \end{pmatrix} \quad F_{\mu\nu} = -F_{\nu\mu}$$

Las ecuaciones de Maxwell también son relativísticas :

$$F_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & E_1 & E_2 & E_3 \\ -E_1 & 0 & B_3 & -B_2 \\ -E_2 & -B_3 & 0 & B_1 \\ -E_3 & B_2 & -B_1 & 0 \end{pmatrix} \quad F_{\mu\nu} = -F_{\nu\mu}$$

Ecuaciones  
de  
Maxwell



$$\left\{ \begin{array}{l} \eta^{\mu\nu} \partial_\mu F_{\nu\rho} = 0 \\ \partial_\mu F_{\nu\rho} + \partial_\nu F_{\rho\mu} + \partial_\rho F_{\mu\nu} = 0 \end{array} \right.$$

Las ecuaciones de Maxwell también son relativísticas :

$$F_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & E_1 & E_2 & E_3 \\ -E_1 & 0 & B_3 & -B_2 \\ -E_2 & -B_3 & 0 & B_1 \\ -E_3 & B_2 & -B_1 & 0 \end{pmatrix} \quad F_{\mu\nu} = -F_{\nu\mu}$$

Ecuaciones de Maxwell  $\iff \begin{cases} \eta^{\mu\nu} \partial_\mu F_{\nu\rho} = 0 \\ \partial_\mu F_{\nu\rho} + \partial_\nu F_{\rho\mu} + \partial_\rho F_{\mu\nu} = 0 \end{cases}$

También se pueden derivar a partir de una acción para un "potencial electromagnético".

La **identidad de Bianchi**  $\partial_\mu F_{\nu\rho} + \partial_\nu F_{\rho\mu} + \partial_\rho F_{\mu\nu} = 0$

se resuelve con  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$

para alguna  $A_\mu = (\phi, \mathbf{A})$

La **identidad de Bianchi**  $\partial_\mu F_{\nu\rho} + \partial_\nu F_{\rho\mu} + \partial_\rho F_{\mu\nu} = 0$

se resuelve con  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$

para alguna  $A_\mu = (\phi, \mathbf{A})$  que está determinada

**sólo** hasta una **transformación gauge** :

$$A_\mu \mapsto A_\mu + \partial_\mu \theta$$

La **identidad de Bianchi**  $\partial_\mu F_{\nu\rho} + \partial_\nu F_{\rho\mu} + \partial_\rho F_{\mu\nu} = 0$

se resuelve con  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$

para alguna  $A_\mu = (\phi, \mathbf{A})$  que está determinada

**sólo** hasta una **transformación gauge** :

$$A_\mu \mapsto A_\mu + \partial_\mu \theta$$

Los campos relativísticos corresponden a partículas :  $A_\mu$  describe al **fotón**

# La acción de Maxwell (para $A_\mu$ )

$$I = \int d^4x \eta^{\mu\rho} \eta^{\nu\sigma} F_{\mu\nu} F_{\rho\sigma}$$

permanece invariante bajo

→ transformaciones gauge

$$A_\mu(x) \mapsto A_\mu(x) + \partial_\mu \theta(x)$$

→ transformaciones de Lorentz

$$A_\mu(x) \mapsto (\Lambda^{-1})_\mu{}^\nu A_\nu(\Lambda x)$$

Masa

En teorías relativísticas, la masa aparece como un término **cuadrático** en la acción :

$$I = \int d^4x \left( \frac{1}{2} \eta^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - \frac{1}{2} m^2 \phi^2 \right)$$

En teorías relativísticas, la masa aparece como un término **cuadrático** en la acción :

$$I = \int d^4x \left( \frac{1}{2} \eta^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - \frac{1}{2} m^2 \phi^2 \right)$$

En teorías relativísticas, la masa aparece como un término **cuadrático** en la acción :

$$I = \int d^4x \left( \frac{1}{2} \eta^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - \frac{1}{2} m^2 \phi^2 \right)$$

$I$  describe un campo escalar masivo obedeciendo la ecuación de **Klein-Gordon** :

$$\eta^{\mu\nu} \partial_\mu \partial_\nu \phi + m^2 \phi = 0$$

o desempacando

$$-\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + \nabla^2 \phi + m^2 \phi = 0$$

También existe una versión masiva de las ecuaciones de Maxwell, descritas por la acción de **Proca** :

$$I = \int d^4x \left( -\frac{1}{4} \eta^{\mu\rho} \eta^{\nu\sigma} F_{\mu\nu} F_{\rho\sigma} + \frac{1}{2} m^2 \eta^{\mu\nu} A_\mu A_\nu \right)$$

También existe una versión masiva de las ecuaciones de Maxwell, descritas por la acción de **Proca** :

$$I = \int d^4x \left( -\frac{1}{4} \eta^{\mu\rho} \eta^{\nu\sigma} F_{\mu\nu} F_{\rho\sigma} + \frac{1}{2} m^2 \eta^{\mu\nu} A_\mu A_\nu \right)$$

que da lugar a la ecuación de Proca

$$\eta^{\mu\nu} \partial_\mu F_{\nu\rho} + m^2 A_\rho = 0$$

También existe una versión masiva de las ecuaciones de Maxwell, descritas por la acción de **Proca** :

$$I = \int d^4x \left( -\frac{1}{4} \eta^{\mu\rho} \eta^{\nu\sigma} F_{\mu\nu} F_{\rho\sigma} + \frac{1}{2} m^2 \eta^{\mu\nu} A_\mu A_\nu \right)$$

que da lugar a la ecuación de Proca

$$\eta^{\mu\nu} \partial_\mu F_{\nu\rho} + m^2 A_\rho = 0$$

La acción de Proca es relativística, pero ya no es invariante bajo transformaciones gauge.

# Resumen

# Resumen

→ La ecuación de onda es relativística

# Resumen

- La ecuación de onda es relativística
- Las ecuaciones de Maxwell también lo son

# Resumen

- ➔ La ecuación de onda es relativística
- ➔ Las ecuaciones de Maxwell también lo son
- ➔ Ambas se pueden obtener a partir de acciones invariantes Lorentz en el espaciotiempo de Minkowski

# Resumen

- ➔ La ecuación de onda es relativística
- ➔ Las ecuaciones de Maxwell también lo son
- ➔ Ambas se pueden obtener a partir de acciones invariantes Lorentz en el espaciotiempo de Minkowski
- ➔ La acción de Maxwell depende de un campo  $A_\mu$  sujeto a transformaciones gauge

# Resumen

- ➔ La ecuación de onda es relativística
- ➔ Las ecuaciones de Maxwell también lo son
- ➔ Ambas se pueden obtener a partir de acciones invariantes Lorentz en el espaciotiempo de Minkowski
- ➔ La acción de Maxwell depende de un campo  $A_\mu$  sujeto a transformaciones gauge
- ➔ La masa es el término cuadrático (y sin derivadas) en la acción

# El mecanismo de Higgs



Victoria Crane  
2013

Las acciones se pueden combinar para "acoplar" campos.

Las acciones se pueden combinar para "acoplar" campos.

El **modelo de Higgs abeliano** acopla el campo de Maxwell a un escalar complejo:  $\Phi = \phi_1 + i\phi_2$

Las acciones se pueden combinar para "acoplar" campos.

El **modelo de Higgs abeliano** acopla el campo de Maxwell a un escalar complejo:  $\Phi = \phi_1 + i\phi_2$

$$\int d^4x \left( -\frac{1}{2}F^2 + \frac{1}{2}|D\Phi|^2 - V(\Phi) \right)$$

$$F^2 = \frac{1}{2}\eta^{\mu\rho}\eta^{\nu\sigma}F_{\mu\nu}F_{\rho\sigma}$$

$$|D\Phi|^2 = \eta^{\mu\nu}\overline{D_\mu\Phi}D_\nu\Phi$$

$$D_\mu\Phi = \partial_\mu\Phi + ieA_\mu\Phi$$

Las acciones se pueden combinar para "acoplar" campos.

El **modelo de Higgs abeliano** acopla el campo de Maxwell a un escalar complejo:  $\Phi = \phi_1 + i\phi_2$

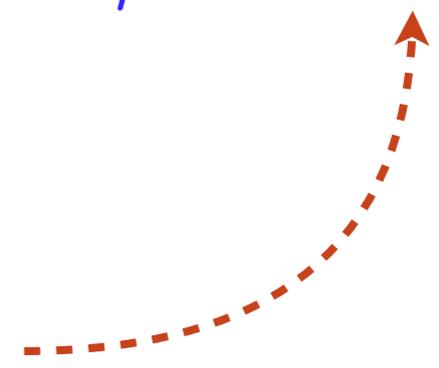
$$\int d^4x \left( -\frac{1}{2}F^2 + \frac{1}{2}|D\Phi|^2 - V(\Phi) \right)$$

$$F^2 = \frac{1}{2}\eta^{\mu\rho}\eta^{\nu\sigma}F_{\mu\nu}F_{\rho\sigma}$$

$$|D\Phi|^2 = \eta^{\mu\nu}\overline{D_\mu\Phi}D_\nu\Phi$$

$$D_\mu\Phi = \partial_\mu\Phi + ieA_\mu\Phi$$

carga eléctrica



$$\int d^4x \left( -\frac{1}{2}F^2 + \frac{1}{2}|D\Phi|^2 - V(\Phi) \right)$$

$$\int d^4x \left( -\frac{1}{2} F^2 + \frac{1}{2} |D\Phi|^2 - V(\Phi) \right)$$

El primer término es la acción de Maxwell, que sigue siendo invariante gauge

$$A_\mu \mapsto A_\mu + \partial_\mu \theta$$

$$\int d^4x \left( -\frac{1}{2} F^2 + \frac{1}{2} |D\Phi|^2 - V(\Phi) \right)$$

El primer término es la acción de Maxwell, que sigue siendo invariante gauge

$$A_\mu \mapsto A_\mu + \partial_\mu \theta$$

El segundo término también permanece invariante si transformamos

$$\Phi \mapsto e^{-ie\theta} \Phi$$

$$\int d^4x \left( -\frac{1}{2} F^2 + \frac{1}{2} |D\Phi|^2 - V(\Phi) \right)$$

El primer término es la acción de Maxwell, que sigue siendo invariante gauge

$$A_\mu \mapsto A_\mu + \partial_\mu \theta$$

El segundo término también permanece invariante si transformamos

$$\Phi \mapsto e^{-ie\theta} \Phi$$

Y esto es una simetría del tercer término si

$$V(\Phi) = f(|\Phi|)$$

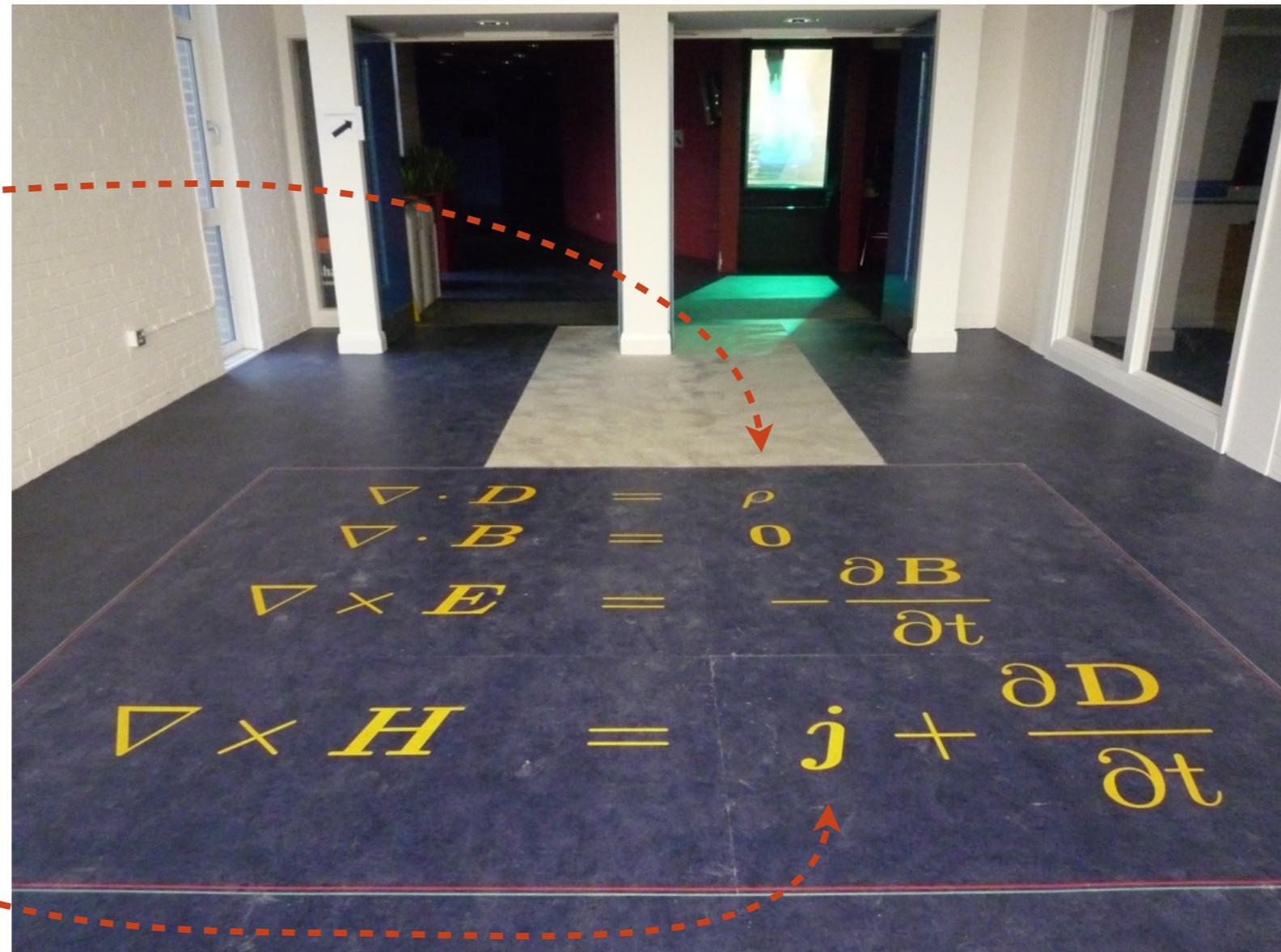
La ecuación de Maxwell se modifica por un término de fuente :

$$\eta^{\lambda\mu} \partial_\lambda F_{\mu\nu} = J_\nu = \frac{1}{2} e (\bar{\Phi} \partial_\nu \Phi - \Phi \partial_\nu \bar{\Phi}) - e^2 A_\nu |\Phi|^2$$

La ecuación de Maxwell se modifica por un término de fuente :

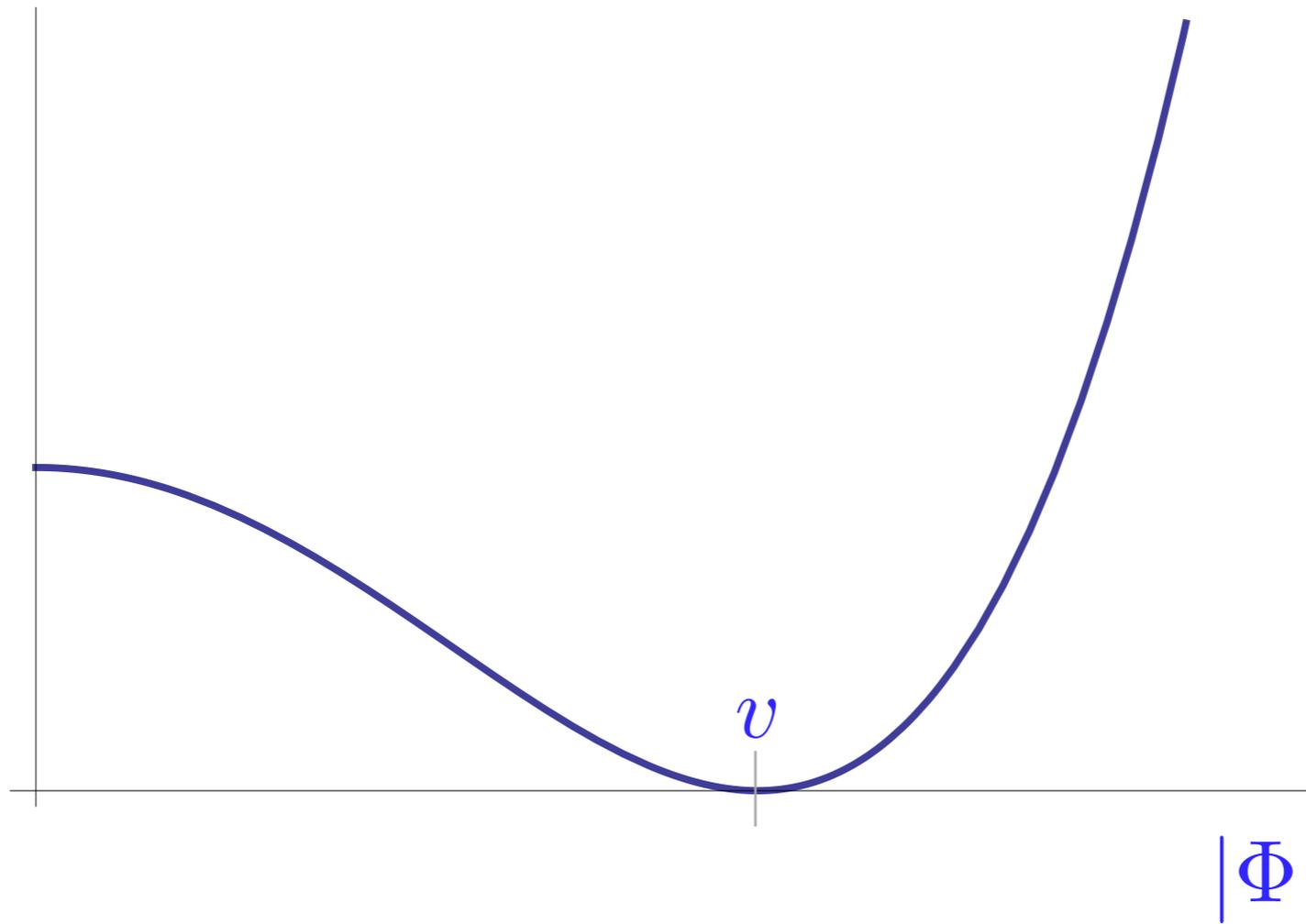
$$\eta^{\lambda\mu} \partial_\lambda F_{\mu\nu} = J_\nu = \frac{1}{2} e (\bar{\Phi} \partial_\nu \Phi - \Phi \partial_\nu \bar{\Phi}) - e^2 A_\nu |\Phi|^2$$

$$J_\nu = (\rho, \mathbf{j})$$



# Potencial

$$V(\Phi) = f(|\Phi|)$$

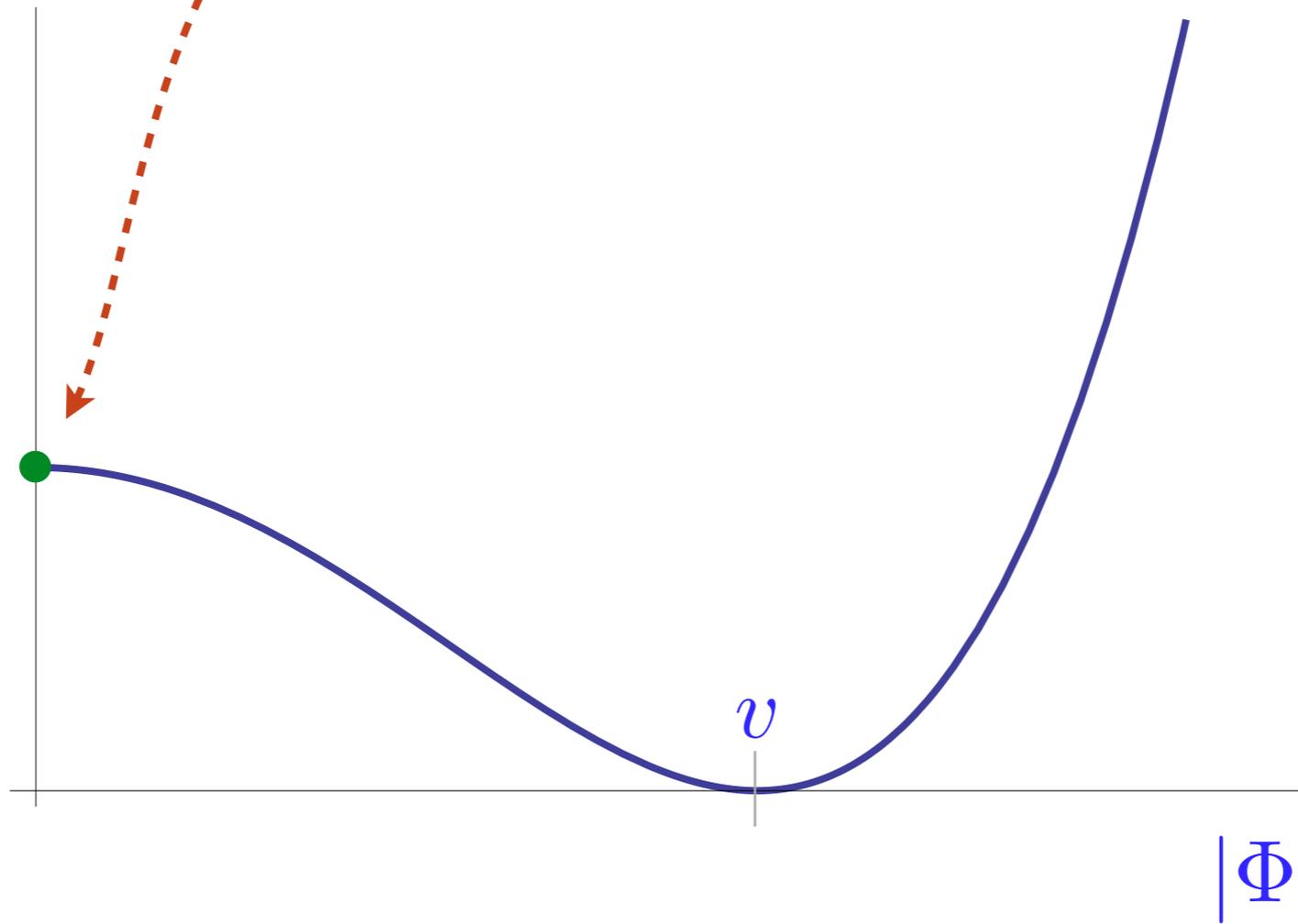


# Potencial

$$V(\Phi) = f(|\Phi|)$$

punto crítico inestable

$$|\Phi| = 0$$

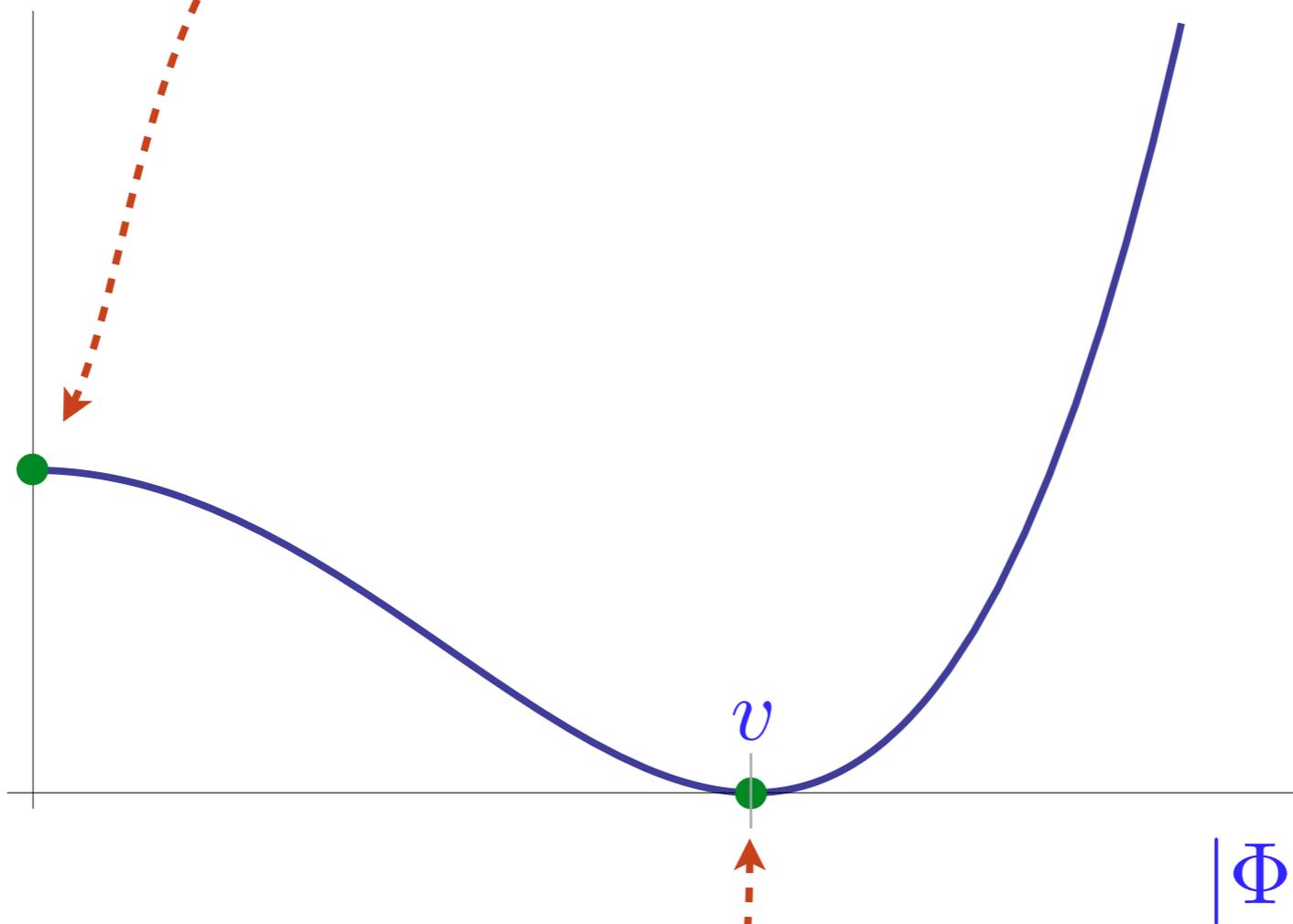


# Potencial

$$V(\Phi) = f(|\Phi|)$$

punto crítico inestable

$$|\Phi| = 0$$



$$|\Phi| = v$$

punto crítico estable

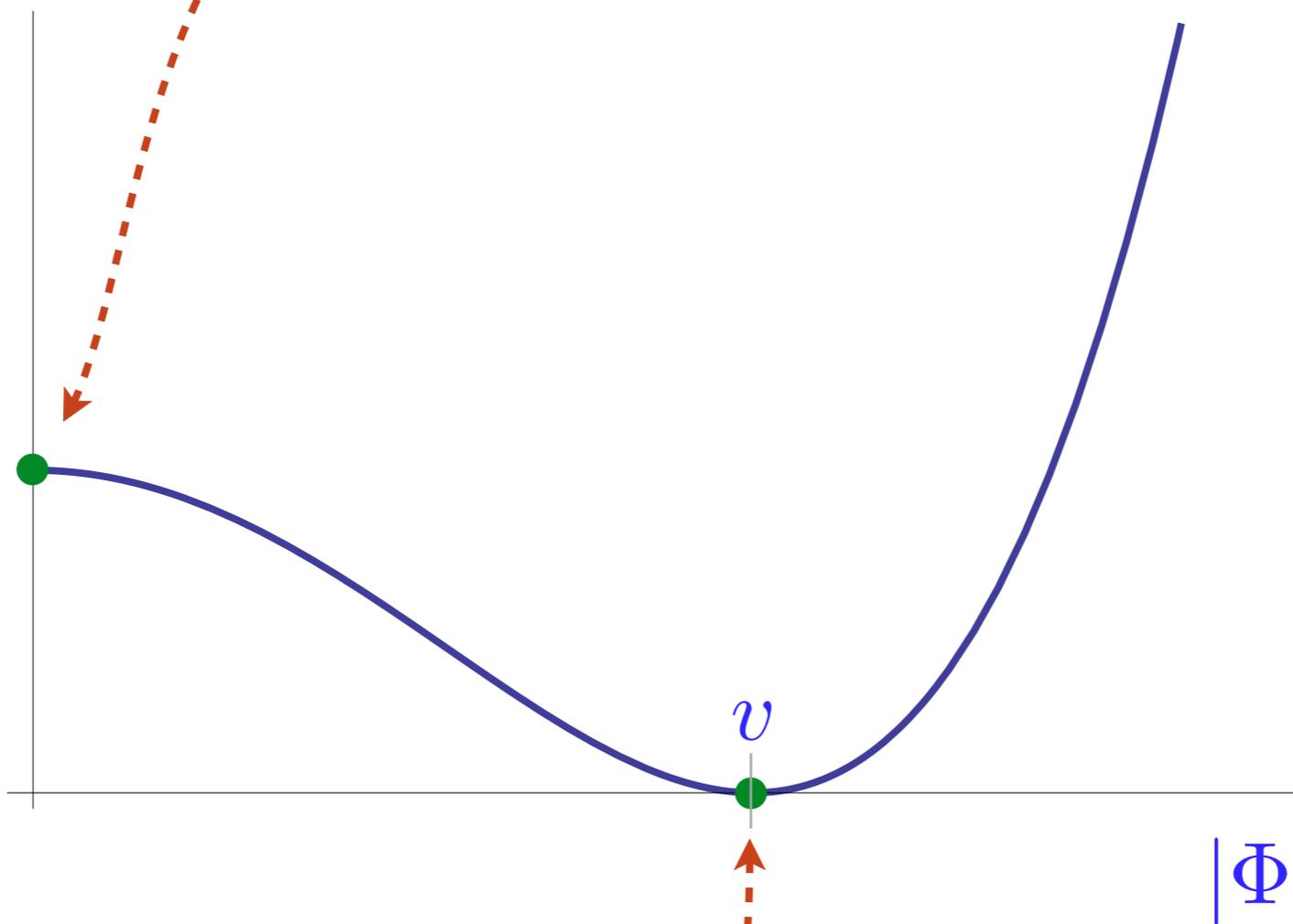
# Potencial

$$V(\Phi) = f(|\Phi|)$$

punto crítico inestable

simétrico

$$|\Phi| = 0$$

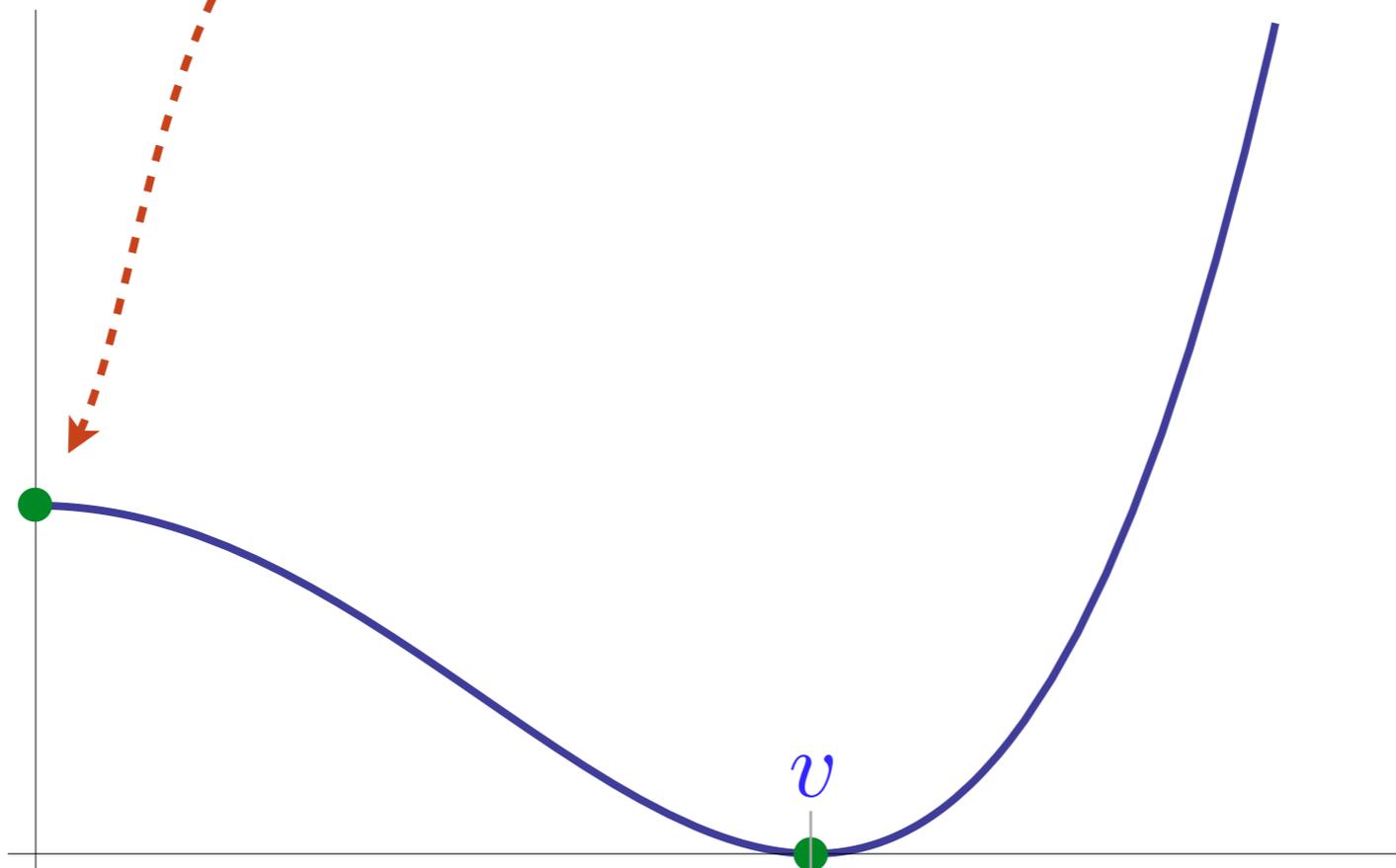


$$|\Phi| = v$$

punto crítico estable

# Potencial

$$V(\Phi) = f(|\Phi|)$$



punto crítico inestable

simétrico

$$|\Phi| = 0$$

$v$

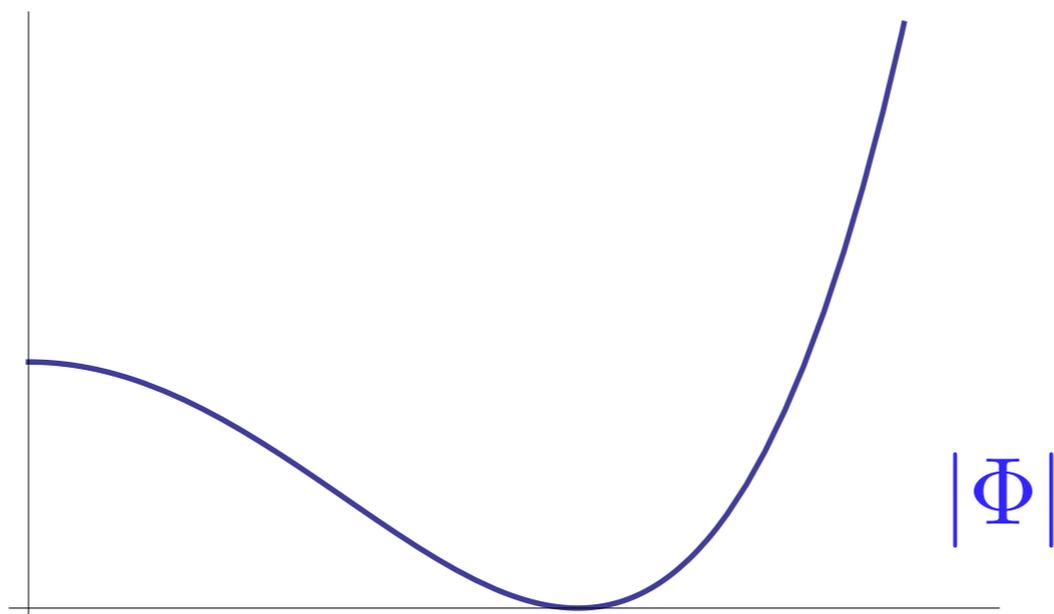
$|\Phi|$

$$|\Phi| = v$$

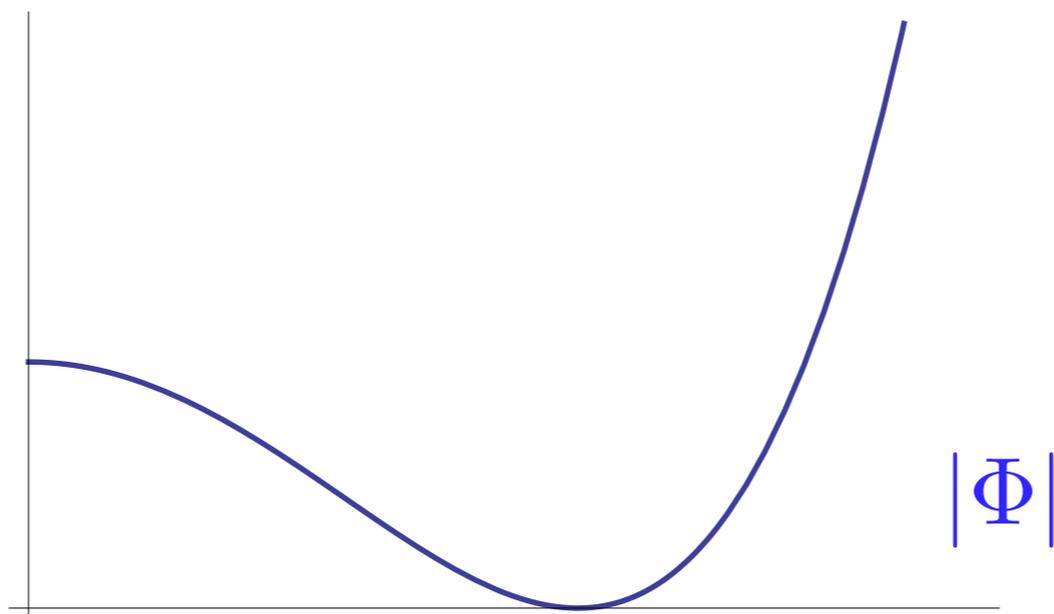
punto crítico estable

la simetría está rota

$$V(\Phi) = f(|\Phi|)$$

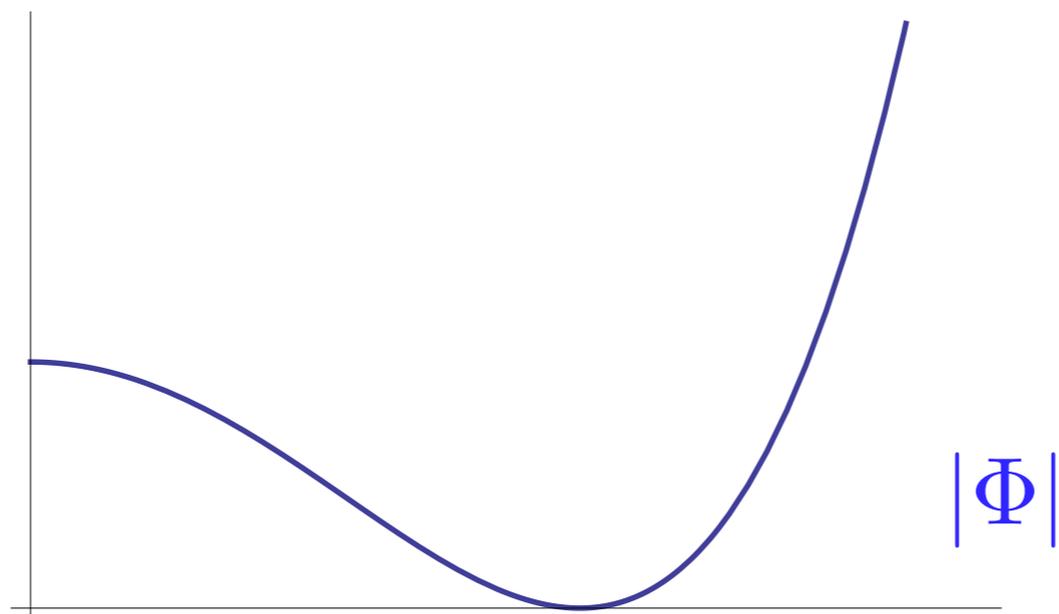


$$V(\Phi) = f(|\Phi|)$$

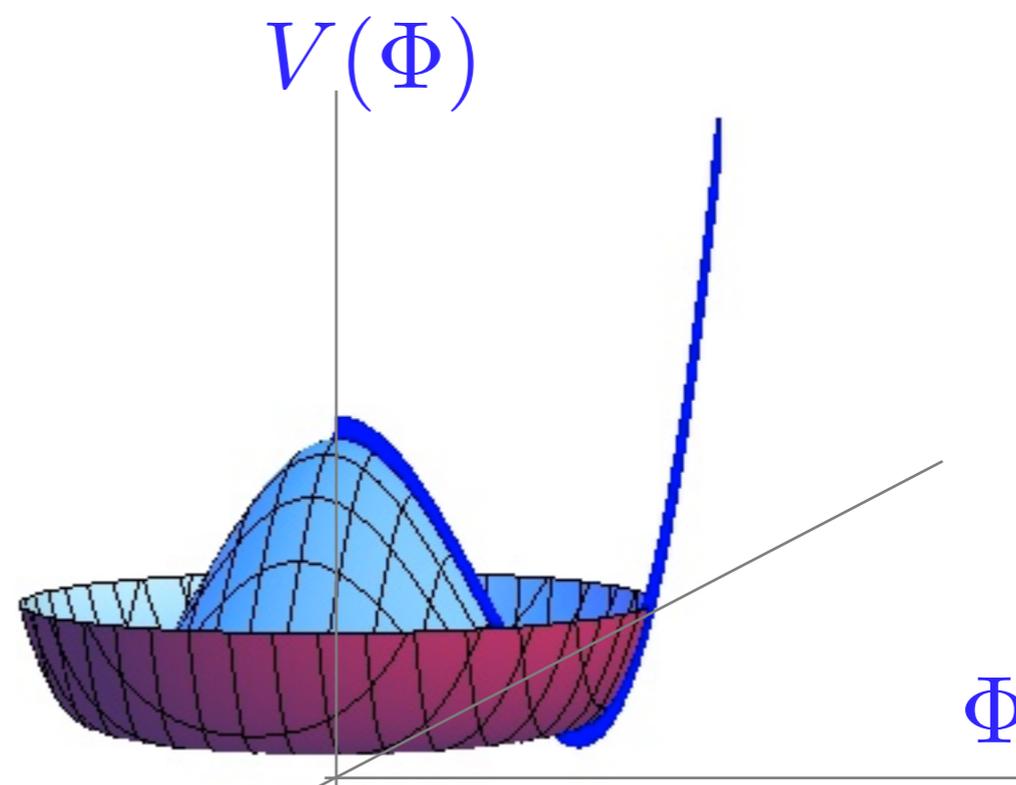


$$\Phi = |\Phi|e^{i\theta}$$

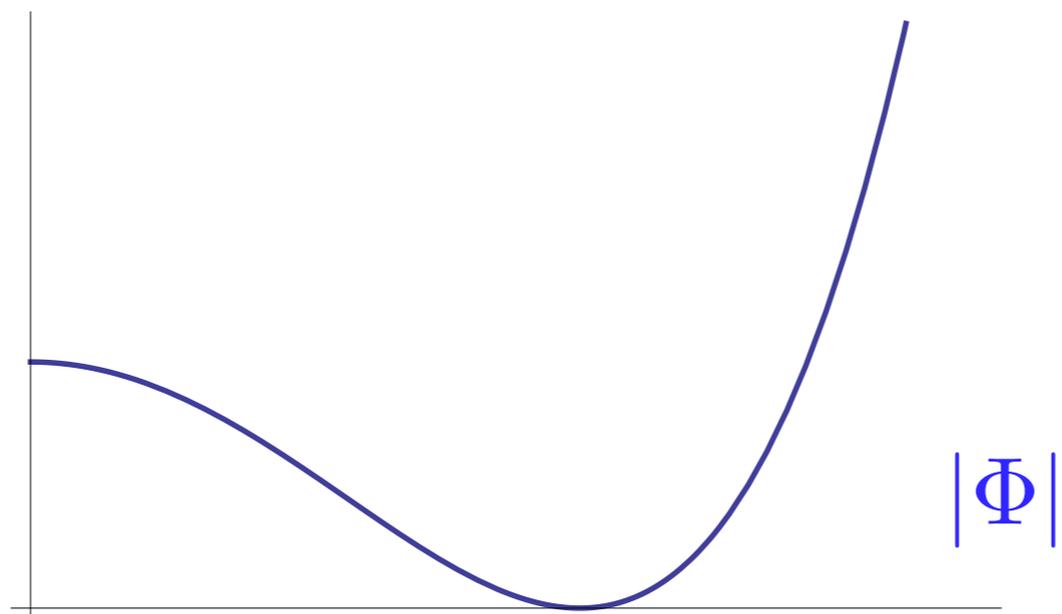
$$V(\Phi) = f(|\Phi|)$$



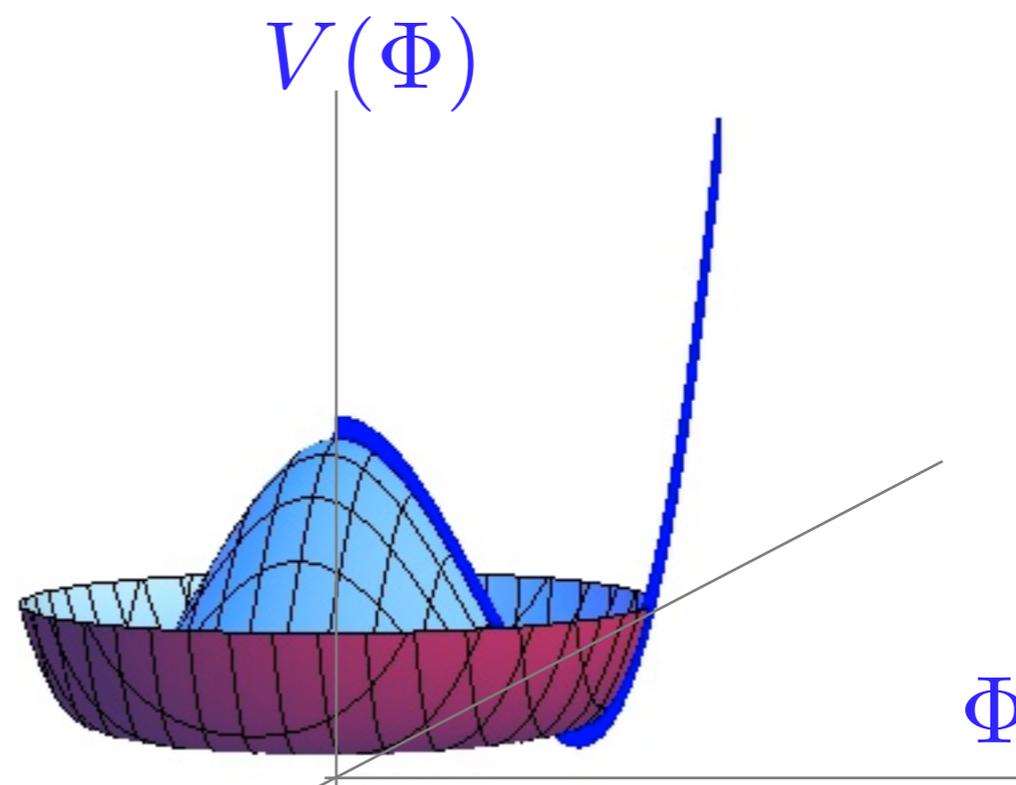
$$\Phi = |\Phi|e^{i\theta}$$



$$V(\Phi) = f(|\Phi|)$$



$$\Phi = |\Phi|e^{i\theta}$$





Desarrollando el potencial alrededor del punto crítico inestable :

$$V(\Phi) \sim f(0) + \frac{1}{2} f''(0) |\varphi|^2 + \dots$$

Desarrollando el potencial alrededor del punto crítico inestable :

$$V(\Phi) \sim f(0) + \frac{1}{2}f''(0)|\varphi|^2 + \dots$$

$$m^2 = f''(0) < 0$$

**masa imaginaria**

Desarrollando el potencial alrededor del punto crítico inestable :

$$V(\Phi) \sim f(0) + \frac{1}{2} f''(0) |\varphi|^2 + \dots$$

$$m^2 = f''(0) < 0$$

**masa imaginaria**

En otras palabras, en la acción veríamos dos bosones "taquiónicos" además del fotón.



Pero a la Naturaleza no le gustan los puntos críticos inestables.

Pero a la Naturaleza no le gustan los puntos críticos inestables.

Fluctuaciones cuánticas/termales desplazarán al sistema fuera de esos puntos hacia un punto crítico estable.

Pero a la Naturaleza no le gustan los puntos críticos inestables.

Fluctuaciones cuánticas/termales desplazarán al sistema fuera de esos puntos hacia un punto crítico estable.

En el caso del potencial del modelo de Higgs, hay un círculo de puntos críticos estables, todos con el mismo valor del potencial.

Desarrollemos alrededor de un punto crítico estable con  $|\Phi| = v$

Desarrollemos alrededor de un punto crítico estable con  $|\Phi| = v$

$$\Phi = (v + h(x))e^{ie\theta(x)/v}$$

Desarrollemos alrededor de un punto crítico estable con  $|\Phi| = v$

$$\Phi = (v + h(x))e^{ie\theta(x)/v}$$

y apliquemos una transformación gauge

$$\Phi \mapsto e^{-ie\theta/v}\Phi = v + h \quad A_\mu \mapsto A_\mu + \frac{1}{v}\partial_\mu\theta$$

Desarrollemos alrededor de un punto crítico estable con  $|\Phi| = v$

$$\Phi = (v + h(x))e^{ie\theta(x)/v}$$

y apliquemos una transformación gauge

$$\Phi \mapsto e^{-ie\theta/v}\Phi = v + h \quad A_\mu \mapsto \underbrace{A_\mu + \frac{1}{v}\partial_\mu\theta}_{B_\mu}$$

Desarrollemos alrededor de un punto crítico estable con  $|\Phi| = v$

$$\Phi = (v + h(x))e^{ie\theta(x)/v}$$

y apliquemos una transformación gauge

$$\Phi \mapsto e^{-ie\theta/v}\Phi = v + h \quad A_\mu \mapsto \underbrace{A_\mu + \frac{1}{v}\partial_\mu\theta}_{B_\mu}$$

En términos de  $B_\mu$  la acción desarrollada hasta segundo orden es...

$$I = \int d^4x \left( -\frac{1}{2} F^2 + \frac{1}{2} e^2 v^2 \eta^{\mu\nu} B_\mu B_\nu \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \eta^{\mu\nu} \partial_\mu h \partial_\nu h - \frac{1}{2} f''(v) h^2 + \dots \right)$$

“fotón” masivo

$$M^2 = e^2 v^2$$

$$I = \int d^4x \left( -\frac{1}{2} F^2 + \frac{1}{2} e^2 v^2 \eta^{\mu\nu} B_\mu B_\nu \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \eta^{\mu\nu} \partial_\mu h \partial_\nu h - \frac{1}{2} f''(v) h^2 + \dots \right)$$

“fotón” masivo

$$M^2 = e^2 v^2$$

$$I = \int d^4x \left( \underbrace{-\frac{1}{2}F^2 + \frac{1}{2}e^2 v^2 \eta^{\mu\nu} B_\mu B_\nu}_{\text{“fotón” masivo}} \right. \\ \left. + \frac{1}{2}\eta^{\mu\nu} \partial_\mu h \partial_\nu h - \frac{1}{2}f''(v)h^2 + \dots \right) \\ \underbrace{\hspace{10em}}_{\text{bosón masivo de Higgs}}$$

bosón masivo de Higgs

$$m^2 = f''(v) > 0$$

“fotón” masivo

$$M^2 = e^2 v^2$$

$$I = \int d^4x \left( -\frac{1}{2} F^2 + \frac{1}{2} e^2 v^2 \eta^{\mu\nu} B_\mu B_\nu \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \eta^{\mu\nu} \partial_\mu h \partial_\nu h - \frac{1}{2} f''(v) h^2 + \dots \right)$$

bosón masivo de Higgs

$$m^2 = f''(v) > 0$$

El fotón “se comió” a uno de los dos escalares y así adquirió su masa!

# Resumen

# Resumen

- El modelo de Higgs abeliano acopla el campo de Maxwell a un escalar complejo con carga y sujeto a un potencial en forma de "sombrero mexicano"

# Resumen

- El modelo de Higgs abeliano acopla el campo de Maxwell a un escalar complejo con carga y sujeto a un potencial en forma de "sombbrero mexicano"
- Desarrollando alrededor del punto crítico inestable, se ve un fotón sin masa y un escalar "taquiónico" con carga

# Resumen

- ➔ El modelo de Higgs abeliano acopla el campo de Maxwell a un escalar complejo con carga y sujeto a un potencial en forma de "sombrero mexicano"
- ➔ Desarrollando alrededor del punto crítico inestable, se ve un fotón sin masa y un escalar "taquiónico" con carga
- ➔ Desarrollando alrededor de cualquiera de los puntos críticos estables (y es pues que rompiendo la simetría) uno encuentra un "fotón" masivo y un bosón de Higgs



Mutatis mutandis un mecanismo similar le da masa a todas las partículas elementales (masivas) del modelo estándar : los bosones vectoriales intermedios, los quarks y los leptones.

Mutatis mutandis un mecanismo similar le da masa a todas las partículas elementales (masivas) del modelo estándar : los bosones vectoriales intermedios, los quarks y los leptones.

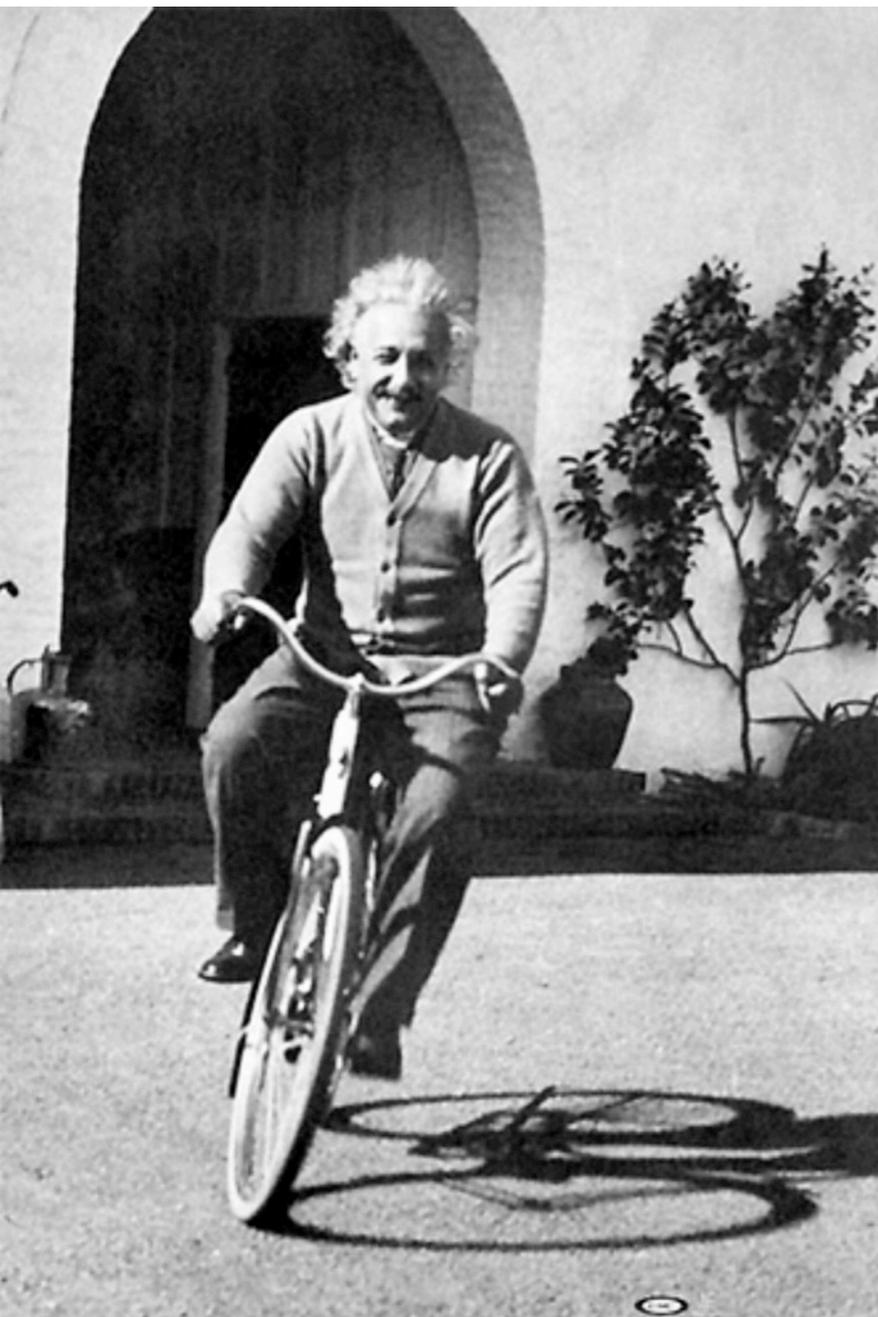
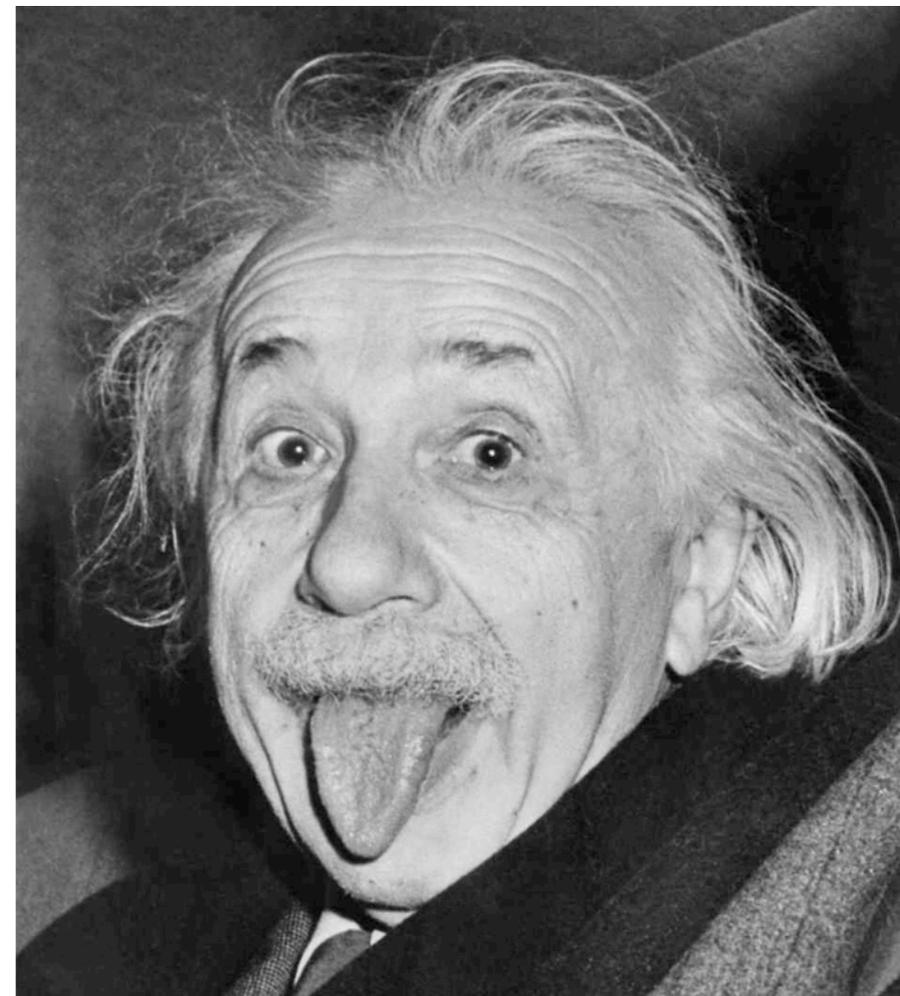
El descubrimiento hace un año de un bosón de Higgs en el CERN confirma el mecanismo de Higgs después de casi medio siglo desde que se propuso por primera vez y después de más de dos décadas de búsqueda experimental.

Mutatis mutandis un mecanismo similar le da masa a todas las partículas elementales (masivas) del modelo estándar : los bosones vectoriales intermedios, los quarks y los leptones.

El descubrimiento hace un año de un bosón de Higgs en el CERN confirma el mecanismo de Higgs después de casi medio siglo desde que se propuso por primera vez y después de más de dos décadas de búsqueda experimental.

En marzo del 2013, después de analizar un 250% más de los datos accesibles en julio del 2012, se confirmó el descubrimiento de un bosón de Higgs, aunque aún no se sabe con certeza de cuál bosón de Higgs se trata.

"Das ewig Unbegreifliche an der Welt ist ihre Begreiflichkeit."



"Lo eternamente  
incomprensible del  
universo es que sea  
comprensible."