

# *Le mécanisme de Brout-Englert-Higgs et son boson scalaire*

*François Englert*

*I. L'état actuel de nos connaissances*

*II. La brisure spontanée de symétrie*

*III. Le mécanisme BEH*

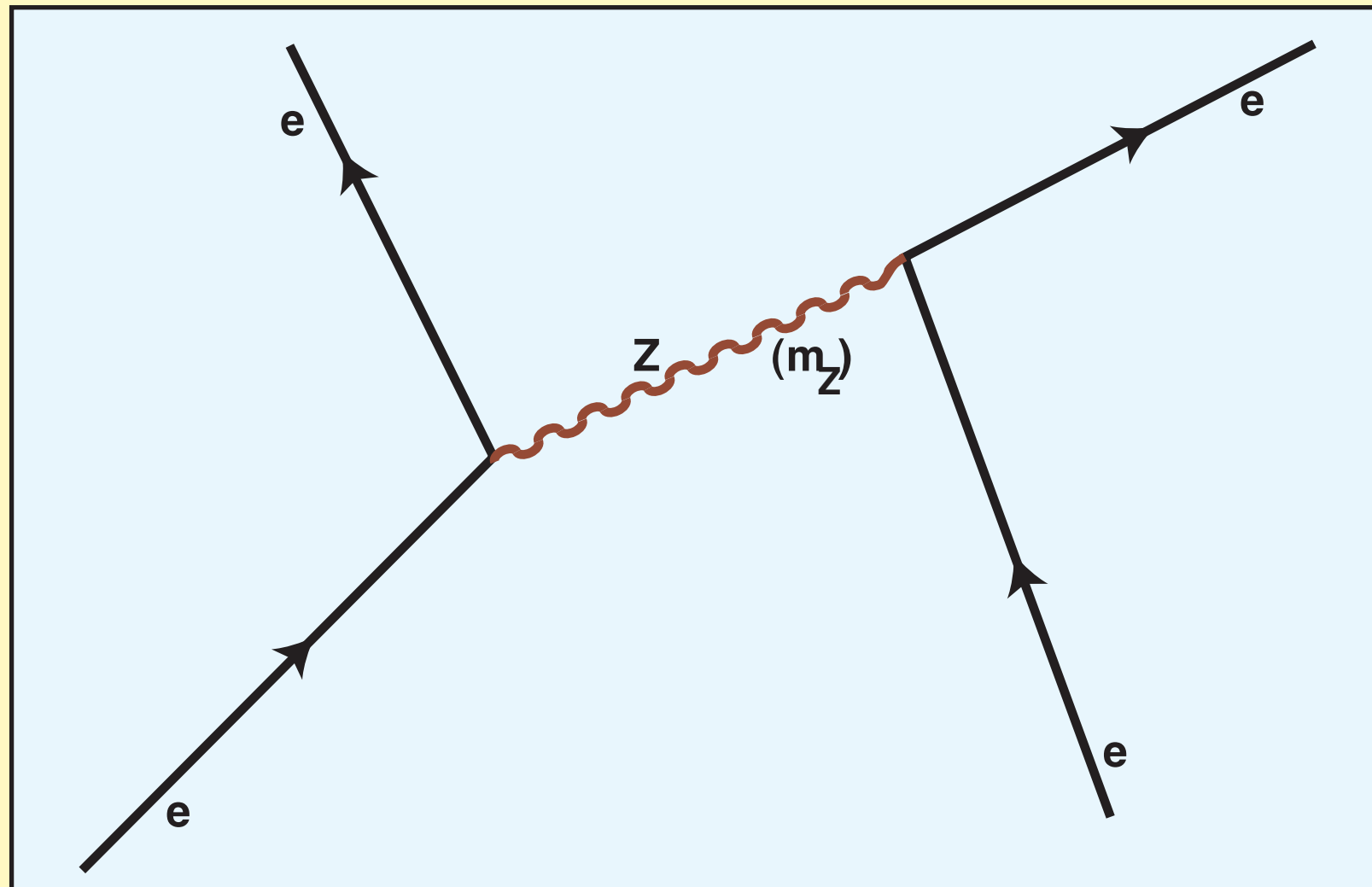
*IV. Le Modèle Standard et le boson BEH*

*Université Paris-Sud, Orsay, le 17 septembre 2013*

# I. L'état actuel de nos connaissances

## Interactions à courte et à longue portée

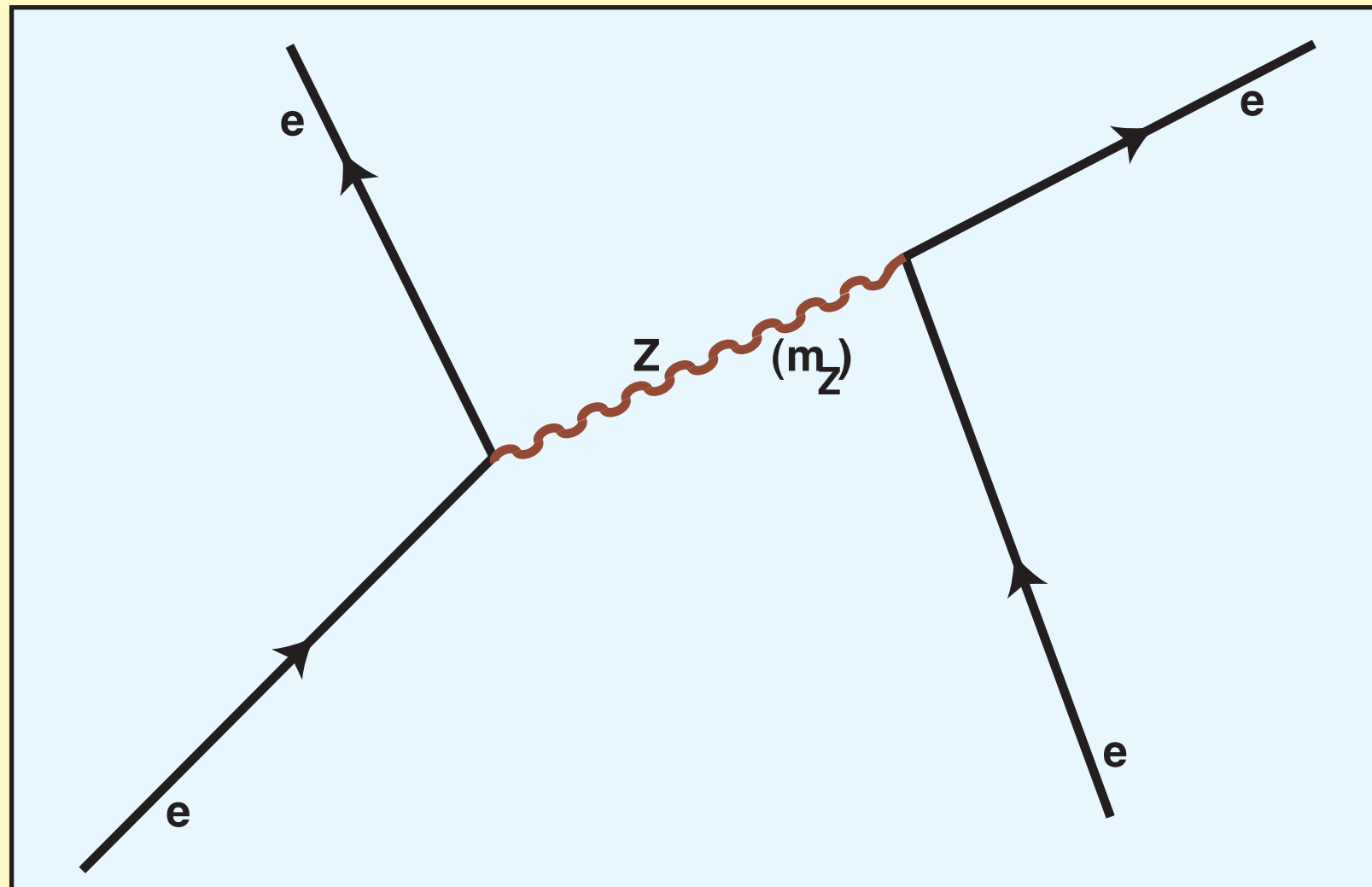
*L'interaction entre particules résulte de l'échange de particules*



# I. L'état actuel de nos connaissances

## Interactions à courte et à longue portée

*L'interaction entre particules résulte de l'échange de particules*



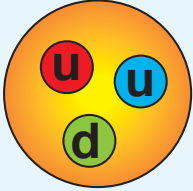
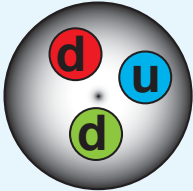
*Echange de particules sans masse → interaction à longue portée*

*Echange de particules massives → interaction à courte portée*

## *Les particules “forces” : bosons*

interaction	portée	particules élémentaires [bosons]
gravitation (1687) - (1915)	$\infty$	graviton (?)
électromagnétisme (1864 —)	$\infty$	photon <i>A</i>
interactions faibles (1967) -(1971)	$\sim 10^{-16}$ cm	$W^+$ $W^-$ $Z$
interactions fortes ( $\sim$ 1970)	$\sim 10^{-13}$ cm	8 gluons

## Les particules “sources” : fermions (?)

particules (charge)				
$e (-1)$	$\nu_e (0)$	$u u u \left(\frac{2}{3}\right)$	$d d d \left(-\frac{1}{3}\right)$	<div style="display: flex; justify-content: space-around;"> <div style="text-align: center;"> <p>q= + 1</p>  <p><b>p</b></p> </div> <div style="text-align: center;"> <p>q= 0</p>  <p><b>n</b></p> </div> </div>
$\mu (-1)$	$\nu_\mu (0)$	$c c c \left(\frac{2}{3}\right)$	$s s s \left(-\frac{1}{3}\right)$	<div style="border: 1px solid black; padding: 5px; display: inline-block;">+ antiparticules</div>
$\tau (-1)$	$\nu_\tau (0)$	$t t t \left(\frac{2}{3}\right)$	$b b b \left(-\frac{1}{3}\right)$	

## *II. La brisure spontanée de symétrie*

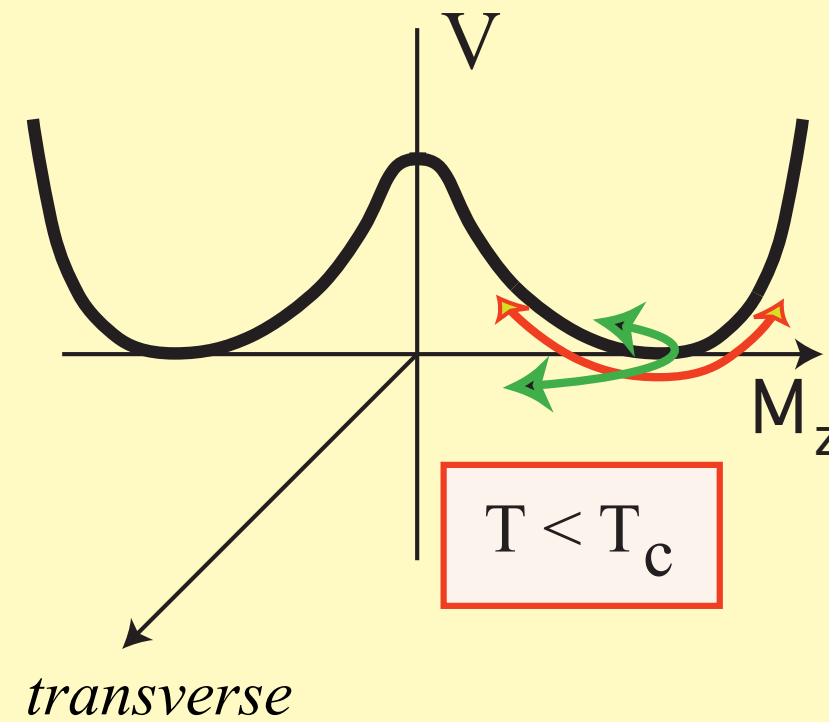
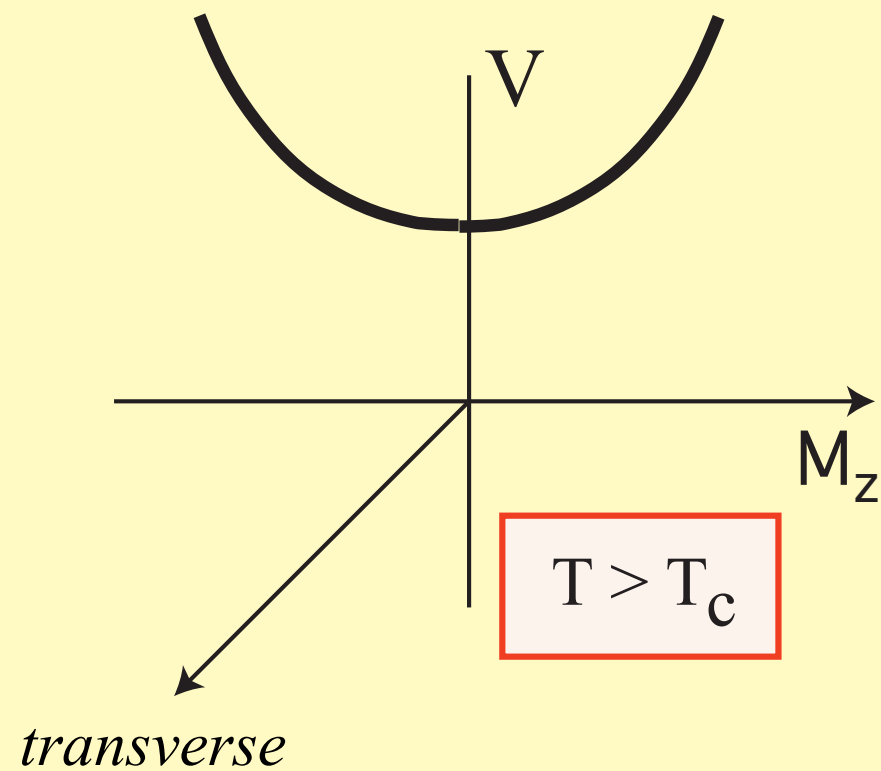


# 1. Brisure spontanée de symétrie en transition de phases

L.D. Landau, Phys. Z. Sowjet. **11** (1937) 26 [JETP **7** (1937) 19].

## Ferromagnétisme

$$V = \lim_{N \rightarrow \infty} G / N$$

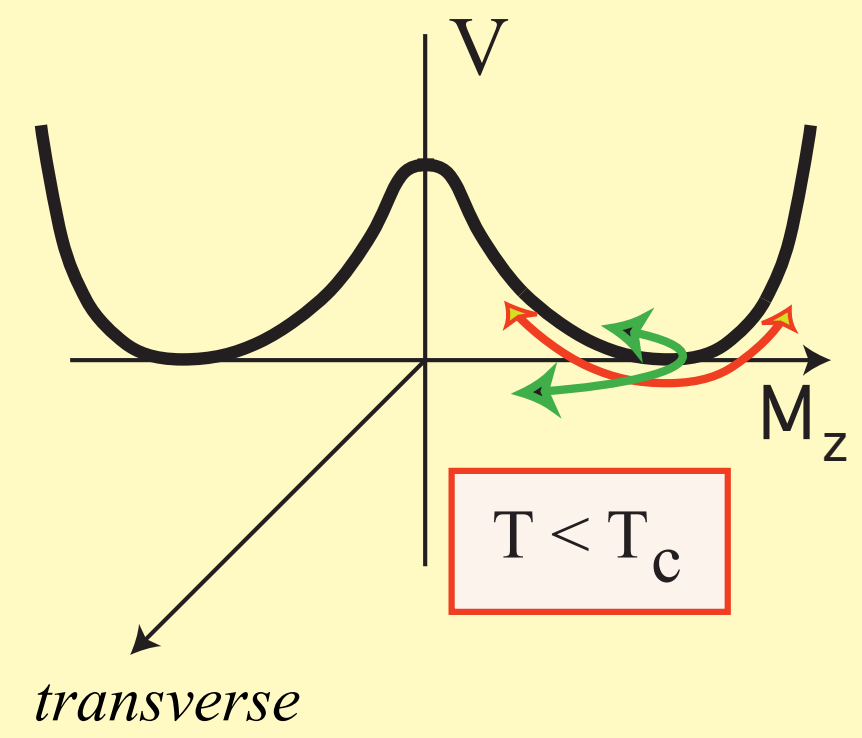
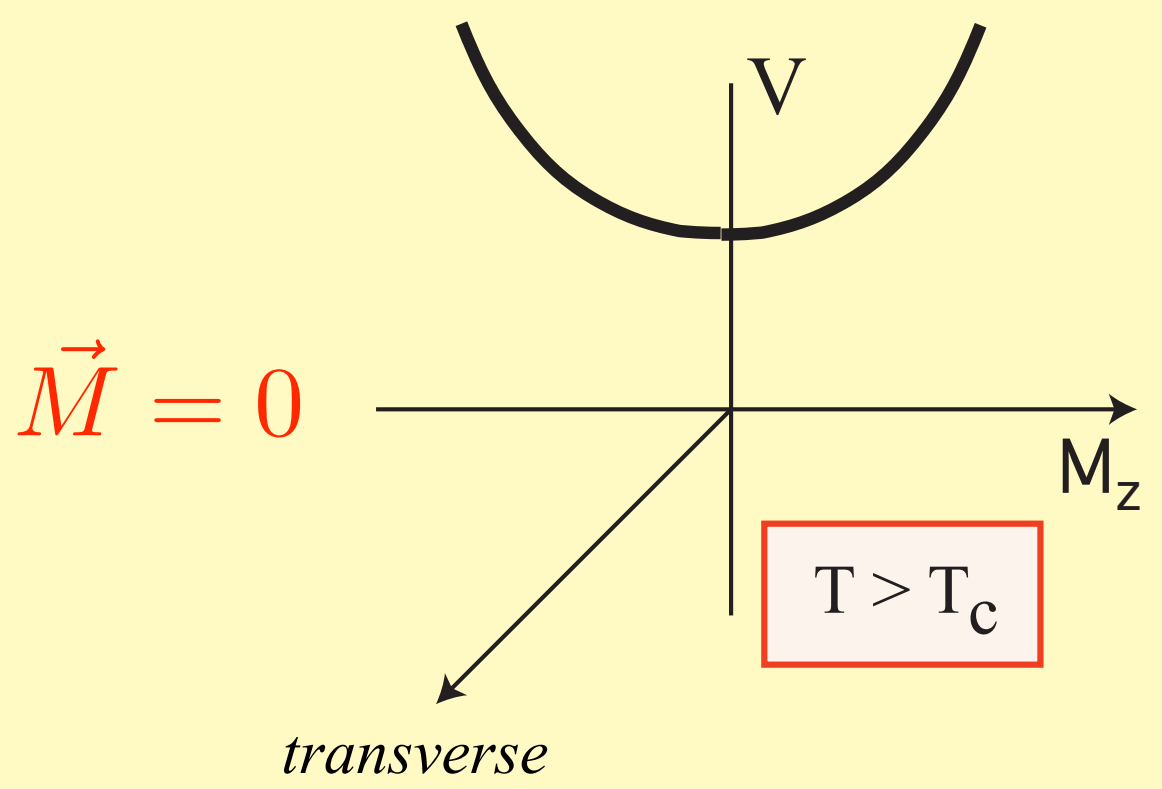


# 1. Brisure spontanée de symétrie en transition de phases

L.D. Landau, Phys. Z. Sowjet. 11 (1937) 26 [JETP 7 (1937) 19].

## Ferromagnétisme

$$V = \lim_{N \rightarrow \infty} G / N$$

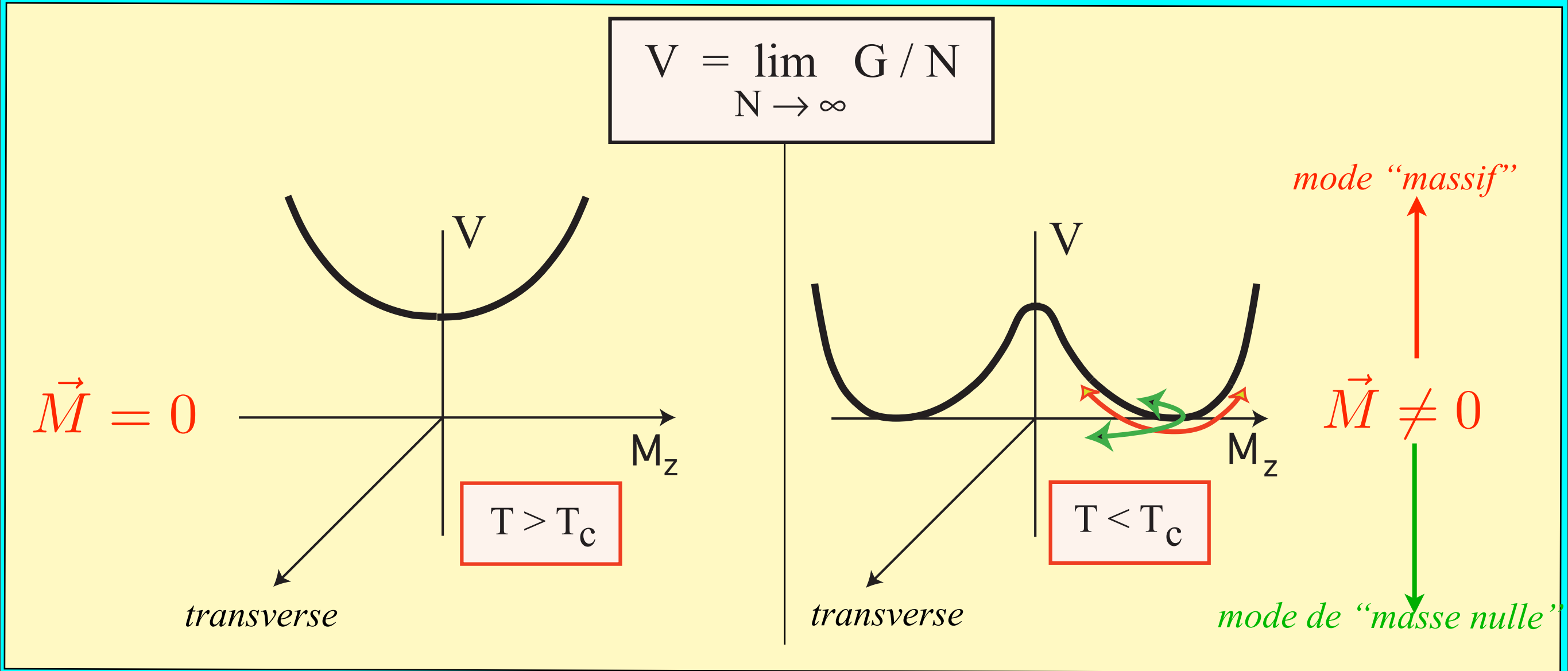




# 1. Brisure spontanée de symétrie en transition de phases

L.D. Landau, Phys. Z. Sowjet. 11 (1937) 26 [JETP 7 (1937) 19].

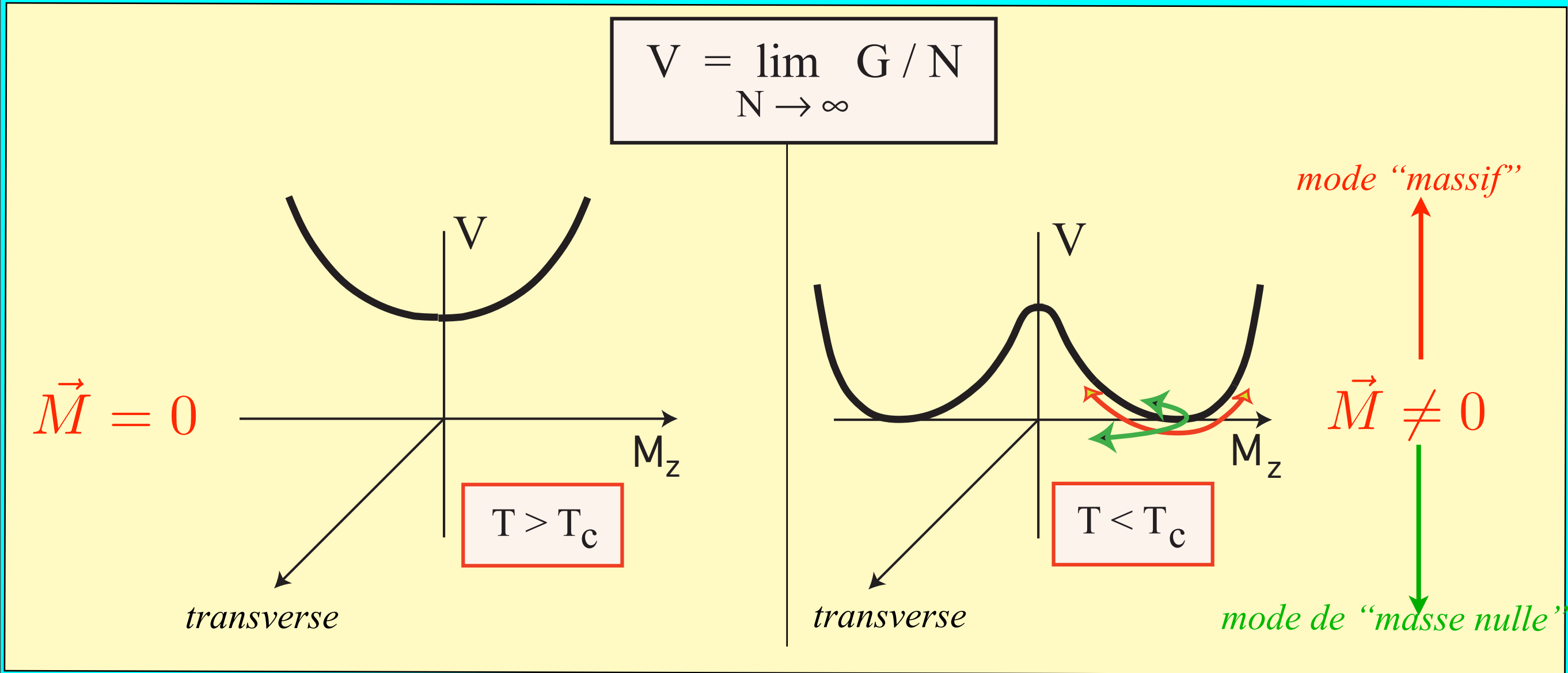
## Ferromagnétisme



# 1. Brisure spontanée de symétrie en transition de phases

L.D. Landau, Phys. Z. Sowjet. **11** (1937) 26 [JETP **7** (1937) 19].

## Ferromagnétisme



## Superconductivity

P.W. Anderson, Phys. Rev. **112** (1958) 1900; Y. Nambu, Phys. Rev. **117** (1960) 648; P.W. Anderson, Phys. Rev. **130** (1962) 439.

*Le mode de "masse nulle" est absorbé dans les oscillations de plasma "massives"*

*Ceci résulte des interactions électrostatiques ..... mais.....*

## ***2. Brisure spontanée de symétrie en théorie des champs***

[1960] Y. Nambu (Prix Nobel 2008)

Y. Nambu, Phys. Rev. Lett. **4** (1960) 380; Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. **122** (1961) 345, Phys. Rev. **124** (1961) 246;  
J. Goldstone, Il Nuovo Cimento **19** (1961) 154; J. Goldstone, A. Salam and S. Weinberg, Phys. Rev. **127** (1962) 965.

### ***Brisure de la symétrie $U(1)$ chirale***

*Boson N-G de masse nulle pseudoscalaire (pion) + boson scalaire massif*

## 2. *Brisure spontanée de symétrie en théorie des champs*

[1960] Y. Nambu (Prix Nobel 2008)

Y. Nambu, Phys. Rev. Lett. **4** (1960) 380; Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. **122** (1961) 345, Phys. Rev. **124** (1961) 246;  
J. Goldstone, Il Nuovo Cimento **19** (1961) 154; J. Goldstone, A. Salam and S. Weinberg, Phys. Rev. **127** (1962) 965.

### *Brisure de la symétrie $U(1)$ chirale*

*Boson N-G de masse nulle pseudoscalaire (pion) + boson scalaire massif*

### *Le modèle $U(1)$ de Goldstone*

$$\mathcal{L} = \partial^\mu \phi^* \partial_\mu \phi - V(\phi^* \phi) \quad V(\phi^* \phi) = -\mu^2 \phi^* \phi + \lambda(\phi^* \phi)^2$$

## 2. *Brisure spontanée de symétrie en théorie des champs*

[1960] Y. Nambu (Prix Nobel 2008)

Y. Nambu, Phys. Rev. Lett. **4** (1960) 380; Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. **122** (1961) 345, Phys. Rev. **124** (1961) 246;  
J. Goldstone, Il Nuovo Cimento **19** (1961) 154; J. Goldstone, A. Salam and S. Weinberg, Phys. Rev. **127** (1962) 965.

### *Brisure de la symétrie $U(1)$ chirale*

*Boson N-G de masse nulle pseudoscalaire (pion) + boson scalaire massif*

### *Le modèle $U(1)$ de Goldstone*

$$\mathcal{L} = \partial^\mu \phi^* \partial_\mu \phi - V(\phi^* \phi) \quad V(\phi^* \phi) = -\mu^2 \phi^* \phi + \lambda(\phi^* \phi)^2$$

*La symétrie  $U(1)$  est brisée par  $\langle \phi \rangle$*

$$\phi = \langle \phi \rangle + \varphi$$

## 2. Brisure spontanée de symétrie en théorie des champs

[1960] Y. Nambu (Prix Nobel 2008)

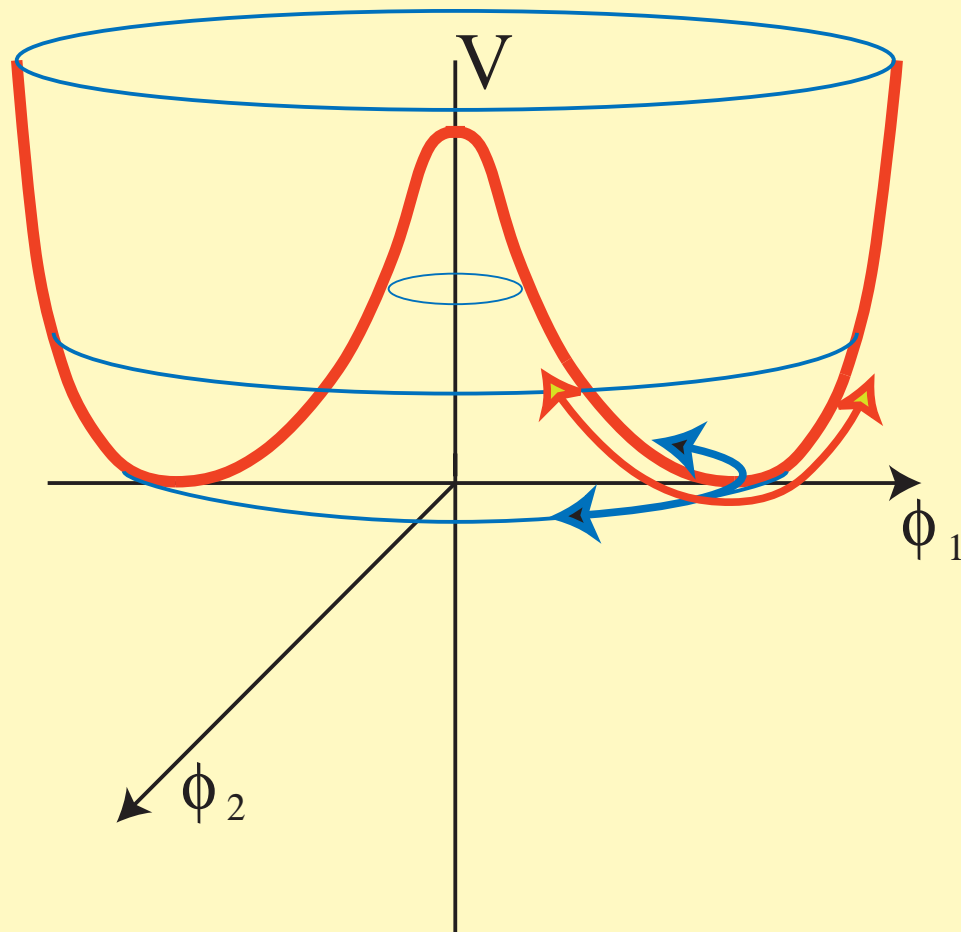
Y. Nambu, Phys. Rev. Lett. **4** (1960) 380; Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. **122** (1961) 345, Phys. Rev. **124** (1961) 246;  
J. Goldstone, Il Nuovo Cimento **19** (1961) 154; J. Goldstone, A. Salam and S. Weinberg, Phys. Rev. **127** (1962) 965.

### Brisure de la symétrie $U(1)$ chirale

Boson N-G de masse nulle pseudoscalaire (pion) + boson scalaire massif

### Le modèle $U(1)$ de Goldstone

$$\mathcal{L} = \partial^\mu \phi^* \partial_\mu \phi - V(\phi^* \phi) \quad V(\phi^* \phi) = -\mu^2 \phi^* \phi + \lambda(\phi^* \phi)^2$$



La symétrie  $U(1)$  est brisée par  $\langle \phi \rangle$

$$\phi = \langle \phi \rangle + \varphi$$

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_1 + i\phi_2)$$

$$\langle \phi_1 \rangle \neq 0$$

## 2. Brisure spontanée de symétrie en théorie des champs

[1960] Y. Nambu (Prix Nobel 2008)

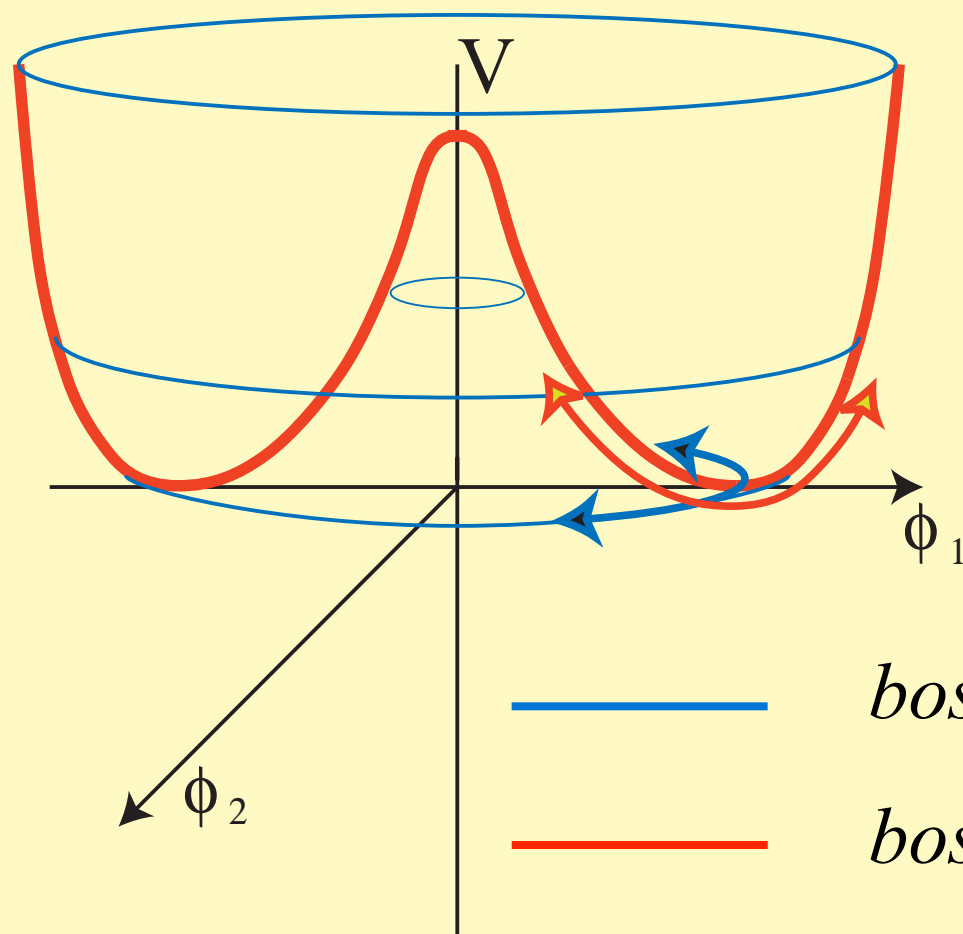
Y. Nambu, Phys. Rev. Lett. **4** (1960) 380; Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. **122** (1961) 345, Phys. Rev. **124** (1961) 246;  
J. Goldstone, Il Nuovo Cimento **19** (1961) 154; J. Goldstone, A. Salam and S. Weinberg, Phys. Rev. **127** (1962) 965.

### Brisure de la symétrie $U(1)$ chirale

Boson N-G de masse nulle pseudoscalaire (pion) + boson scalaire massif

### Le modèle $U(1)$ de Goldstone

$$\mathcal{L} = \partial^\mu \phi^* \partial_\mu \phi - V(\phi^* \phi) \quad V(\phi^* \phi) = -\mu^2 \phi^* \phi + \lambda (\phi^* \phi)^2$$



La symétrie  $U(1)$  est brisée par  $\langle \phi \rangle$

$$\phi = \langle \phi \rangle + \varphi$$

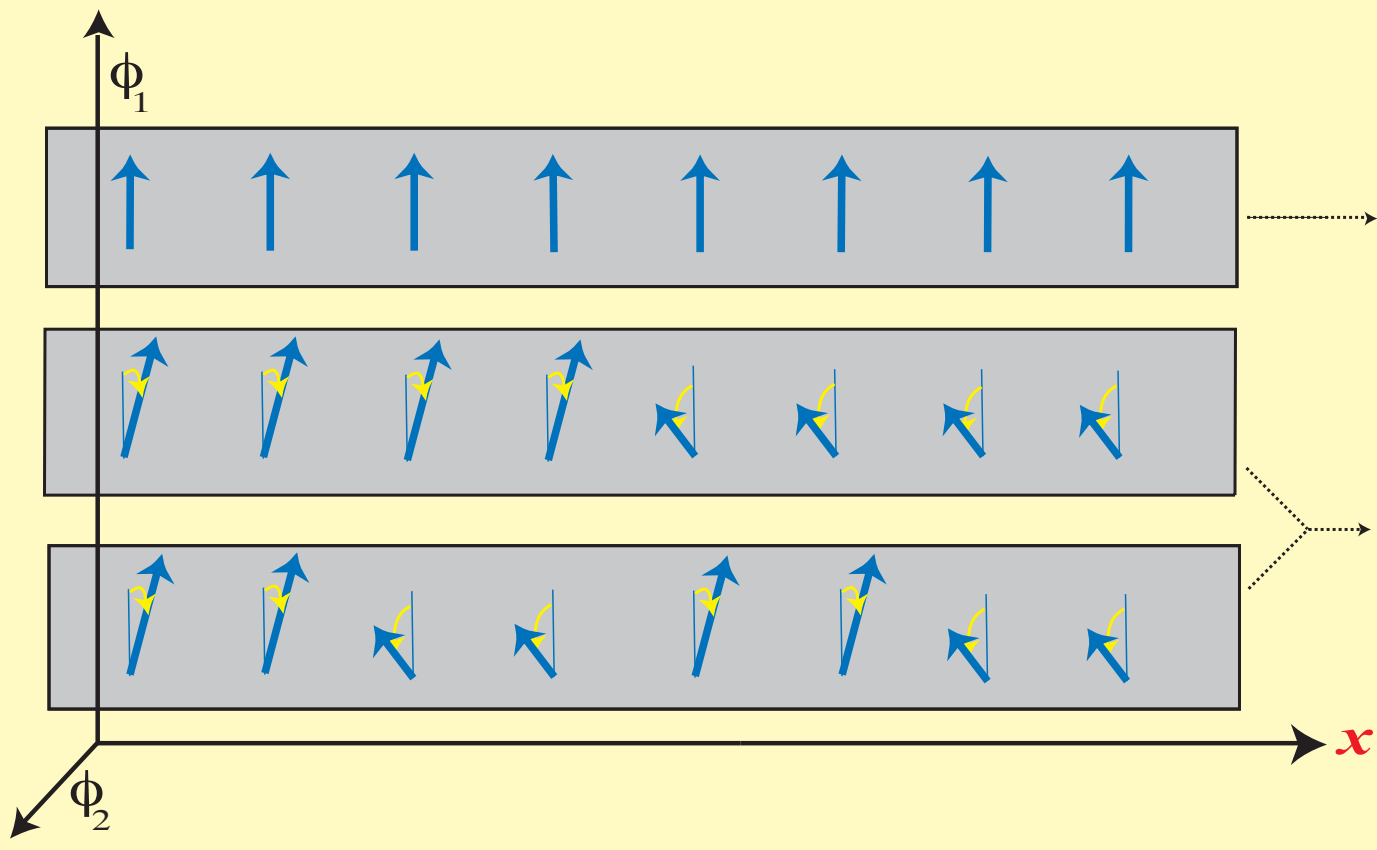
$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_1 + i\phi_2)$$

$$\langle \phi_1 \rangle \neq 0$$

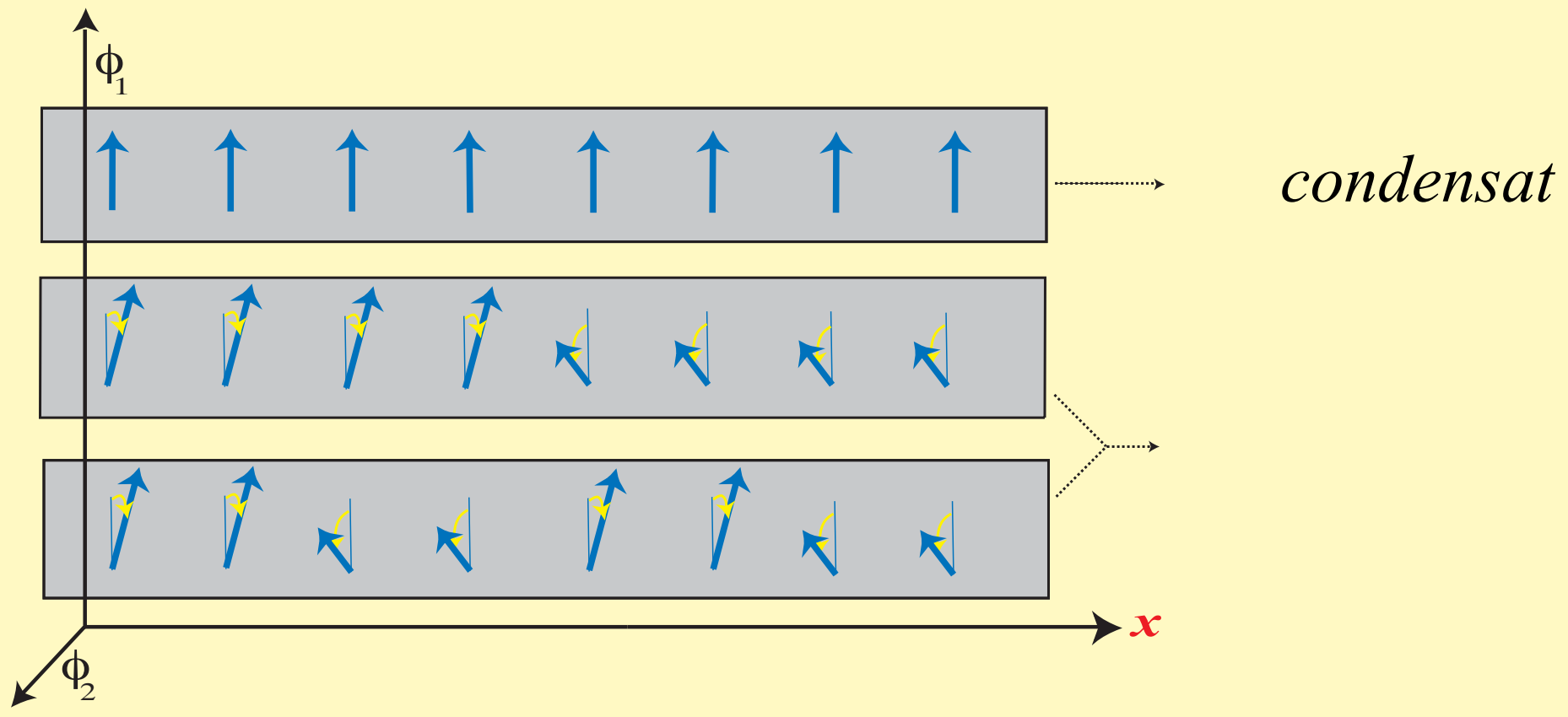
— boson NG sans masse

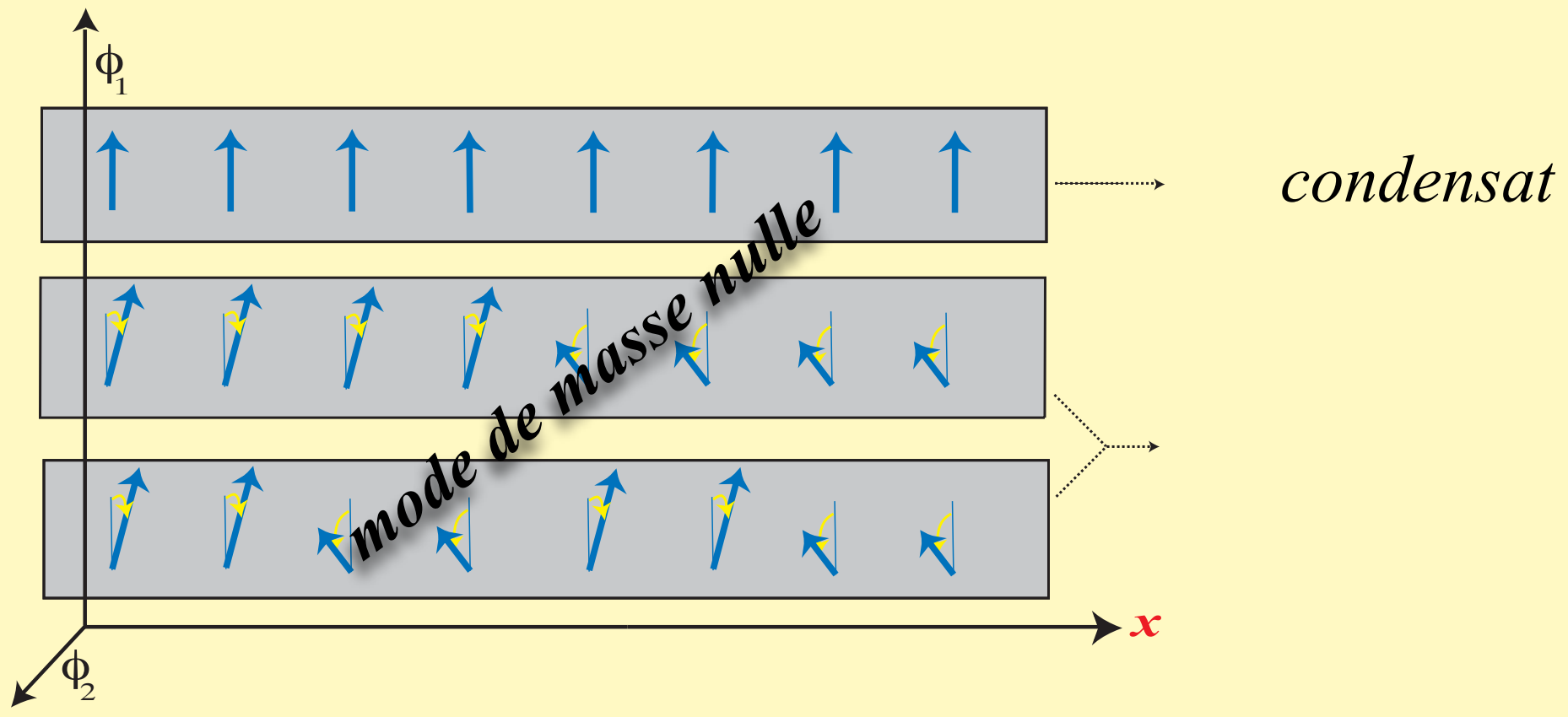
— boson scalaire massif

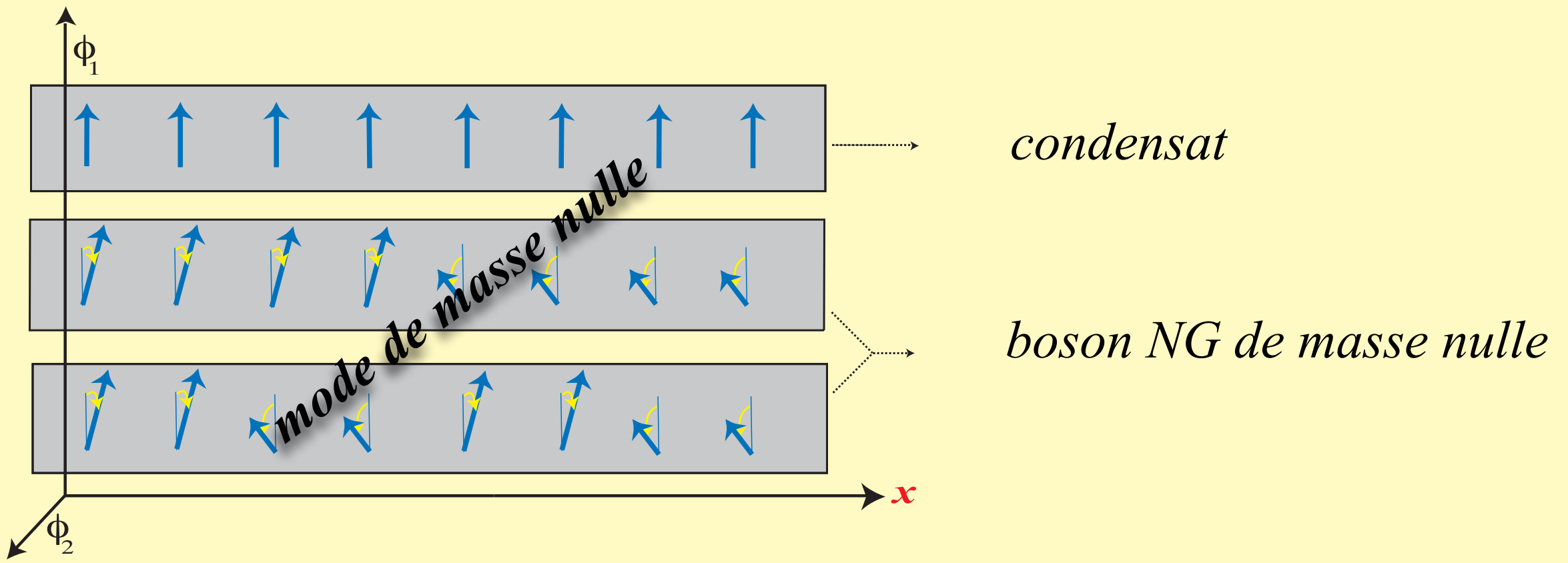
$$m_{\phi_1}^2 = +2\mu^2$$

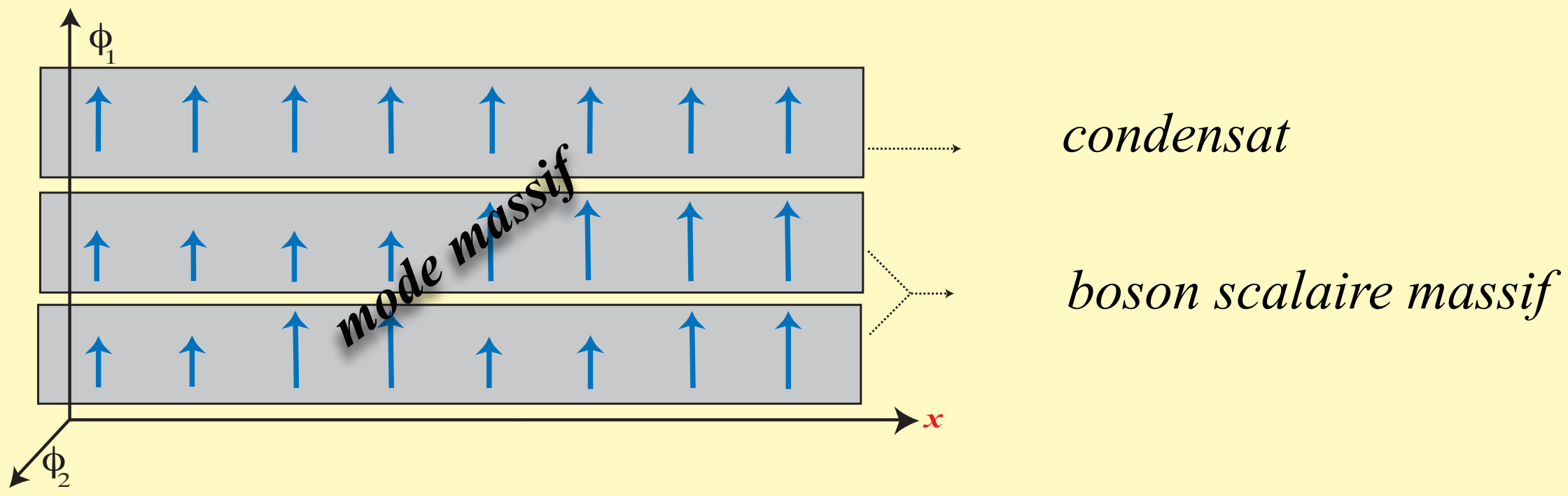
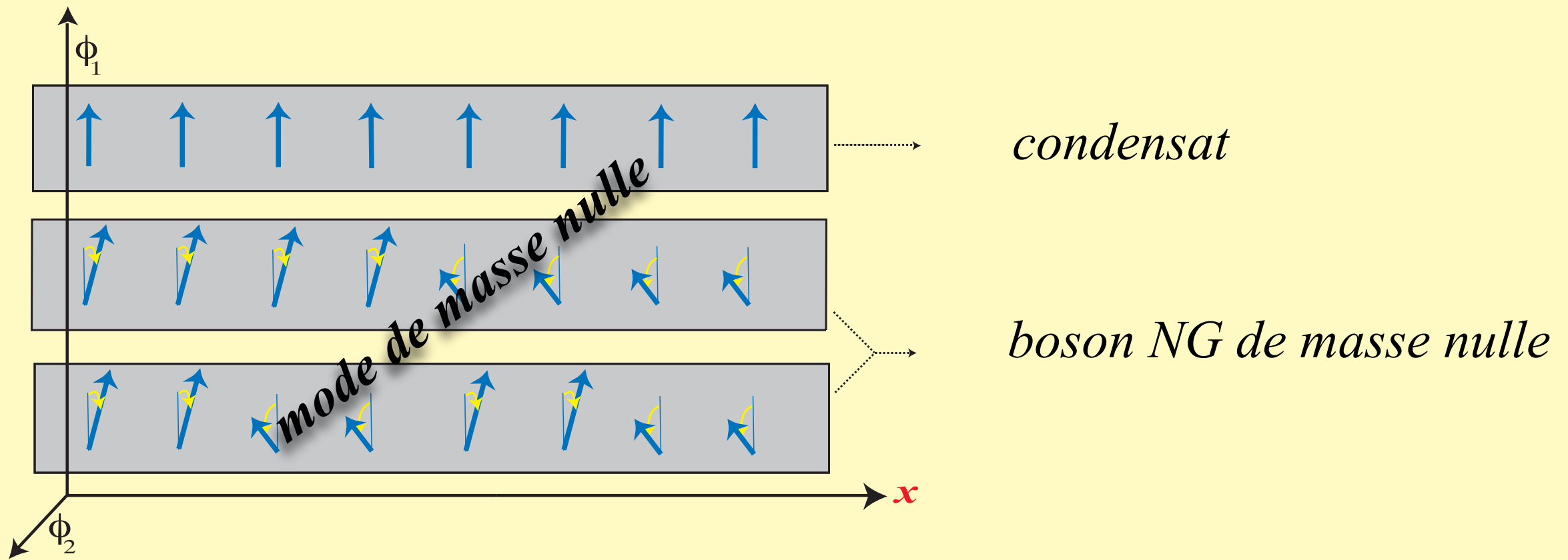


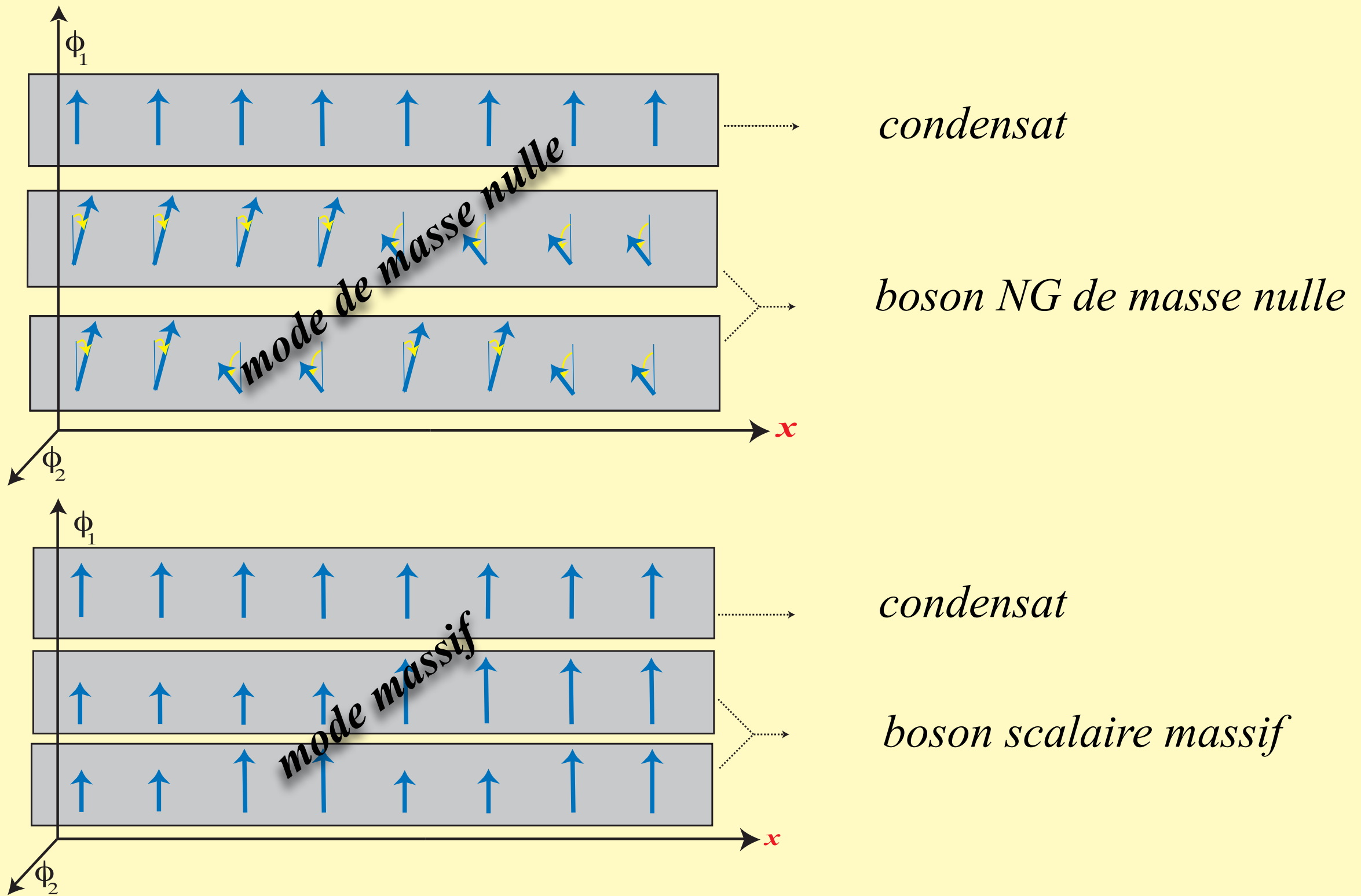












*La symétrie  $U(1)$  est spontanément brisée par le condensat  $\rightarrow$  vide dégénéré*

*Le boson NG sans masse caractérise une BSS continue*

*Le boson scalaire massif mesure la rigidité du vide*

### III. Le mécanisme BEH

[1964] R. Brout, F. Englert, P. W. Higgs (Prix Wolf 2004)

#### 1. De la symétrie globale à la symétrie locale

##### Symétrie "abélienne" locale

$$\phi \rightarrow \phi e^{i\alpha(x)} \quad A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha$$

$$D_\mu \phi = \partial_\mu \phi - ie A_\mu \phi \quad F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$$

$$\mathcal{L} = D^\mu \phi^* D_\mu \phi - V(\phi^* \phi) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

### III. Le mécanisme BEH

[1964] R. Brout, F. Englert, P. W. Higgs (Prix Wolf 2004)

#### 1. De la symétrie globale à la symétrie locale

##### Symétrie "abélienne" locale

$$\phi \rightarrow \phi e^{i\alpha(x)} \quad A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha$$

$$D_\mu \phi = \partial_\mu \phi - ie A_\mu \phi \quad F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$$

$$\mathcal{L} = D^\mu \phi^* D_\mu \phi - V(\phi^* \phi) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

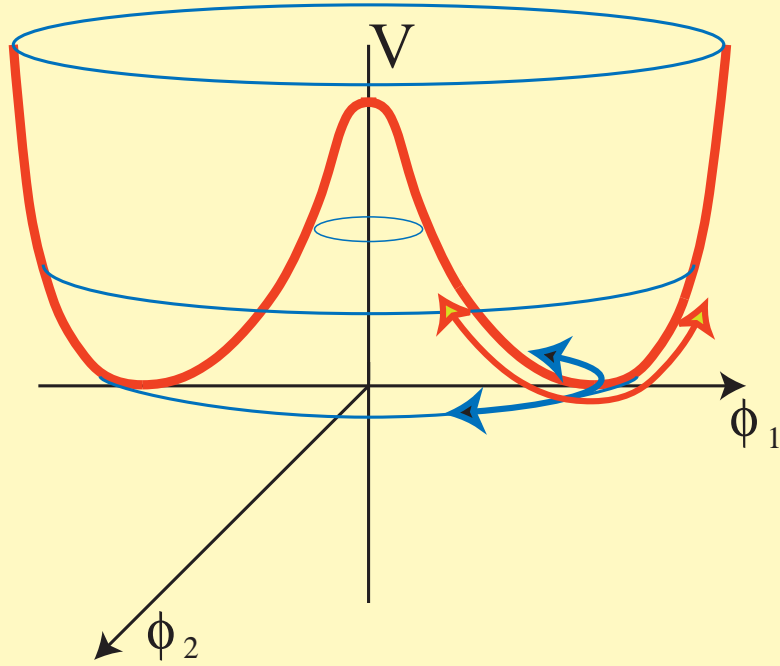
##### Symétrie "non-abélienne" locale

$$(D_\mu \phi)^A = \partial_\mu \phi^A - e A_\mu^a T^a{}^{AB} \phi^B$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + e f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$$

## 2. Le mécanisme en théorie des champs

F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321



La symétrie  $U(1)$  est “brisée” par  $\langle \phi \rangle$

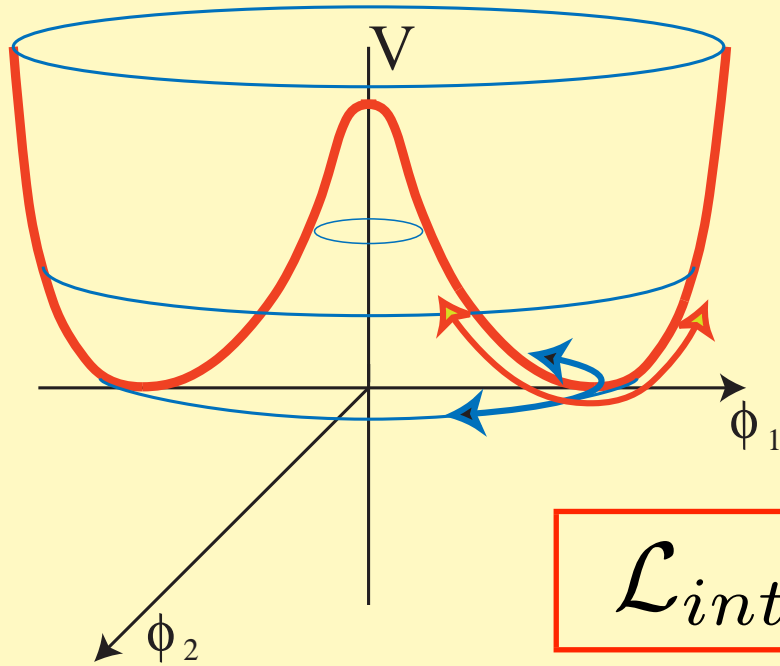
$$\phi = \langle \phi \rangle + \varphi$$

$$\langle \phi_1 \rangle \neq 0$$



## 2. Le mécanisme en théorie des champs

F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321



La symétrie  $U(1)$  est “brisée” par  $\langle \phi \rangle$

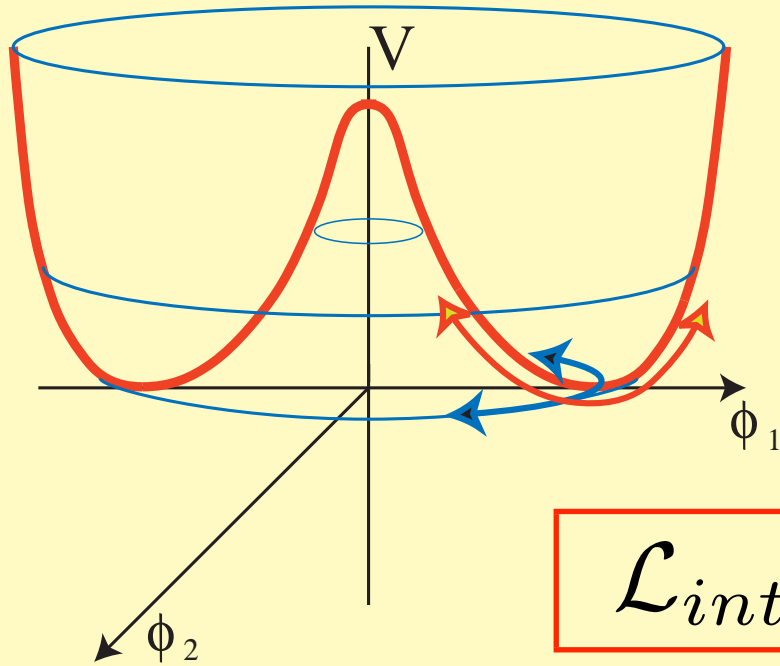
$$\phi = \langle \phi \rangle + \varphi$$

$$\langle \phi_1 \rangle \neq 0$$

$$\mathcal{L}_{int} = -ie (\partial_\mu \phi^* \phi - \phi^* \partial_\mu \phi) A^\mu + e^2 A_\mu A^\mu \phi^* \phi$$

## 2. Le mécanisme en théorie des champs

F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321



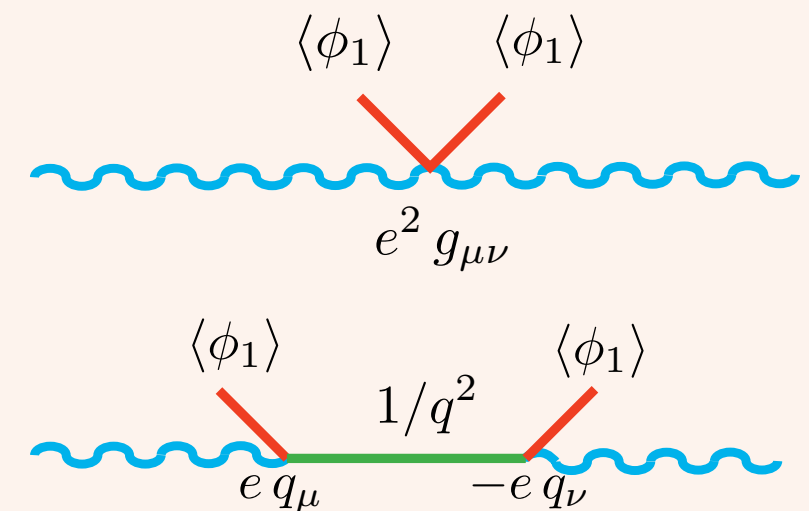
La symétrie  $U(1)$  est "brisée" par  $\langle \phi \rangle$

$$\phi = \langle \phi \rangle + \varphi$$

$$\langle \phi_1 \rangle \neq 0$$

$$\mathcal{L}_{int} = -ie (\partial_\mu \phi^* \phi - \phi^* \partial_\mu \phi) A^\mu + e^2 A_\mu A^\mu \phi^* \phi$$

$$D_{\mu\nu}^{(0)} = \frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / q^2}{q^2}$$

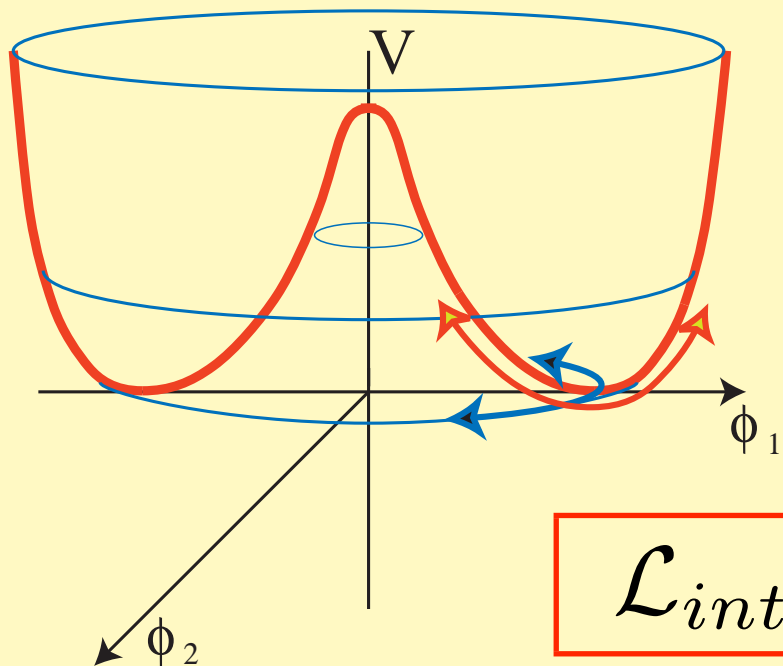


Symétrie brisée



## 2. Le mécanisme en théorie des champs

F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321



La symétrie  $U(1)$  est "brisée" par  $\langle \phi \rangle$

$$\phi = \langle \phi \rangle + \varphi$$

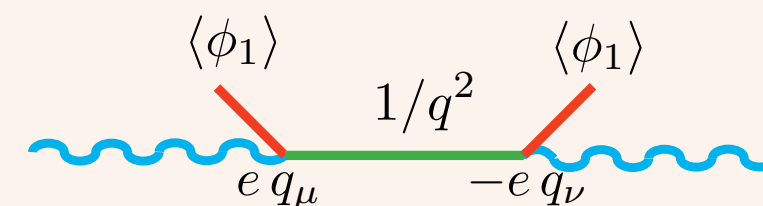
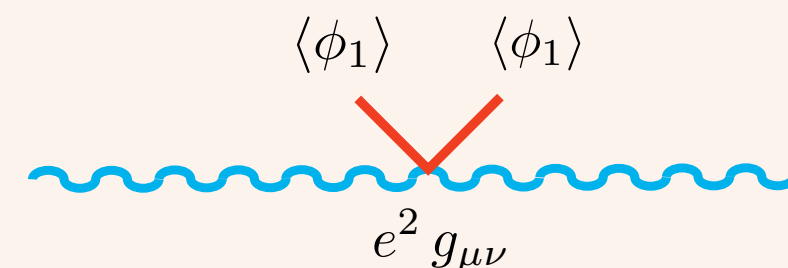
$$\langle \phi_1 \rangle \neq 0$$

$$\mathcal{L}_{int} = -ie (\partial_\mu \phi^* \phi - \phi^* \partial_\mu \phi) A^\mu + e^2 A_\mu A^\mu \phi^* \phi$$

$$D_{\mu\nu}^{(0)} = \frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / q^2}{q^2}$$

$$\Pi_{\mu\nu} = (g_{\mu\nu} q^2 - q_\mu q_\nu) \Pi(q^2)$$

$$\Pi(q^2) = \frac{e^2 \langle \phi_1 \rangle^2}{q^2}$$

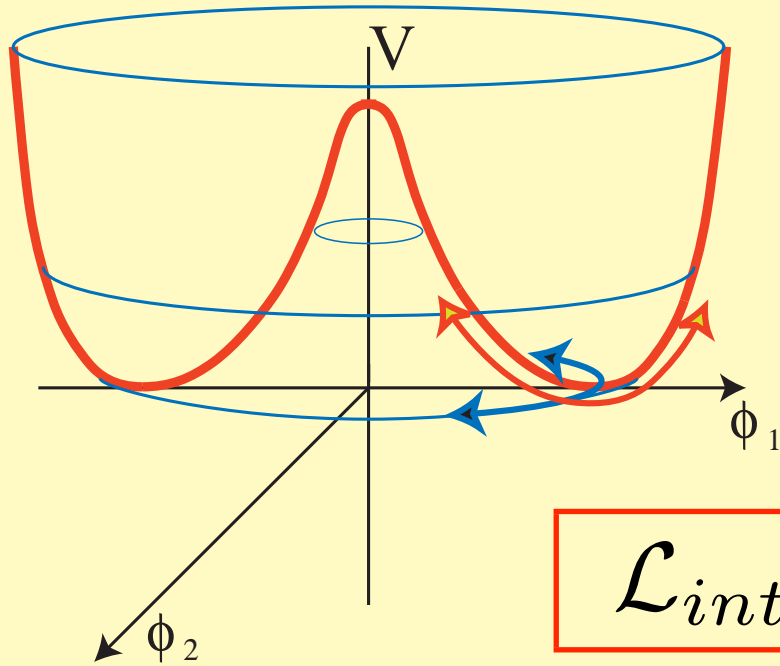


Symétrie brisée



## 2. Le mécanisme en théorie des champs

F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321



La symétrie  $U(1)$  est "brisée" par  $\langle \phi \rangle$

$$\phi = \langle \phi \rangle + \varphi$$

$$\langle \phi_1 \rangle \neq 0$$

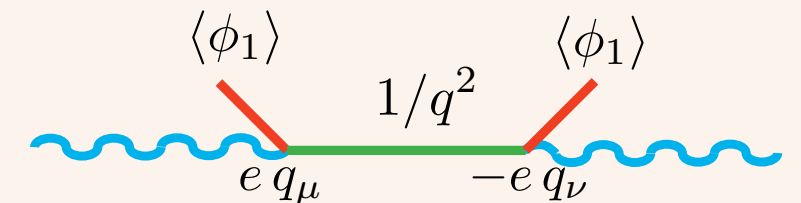
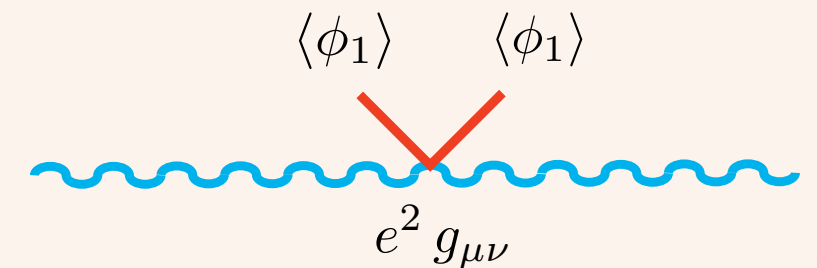
$$\mathcal{L}_{int} = -ie (\partial_\mu \phi^* \phi - \phi^* \partial_\mu \phi) A^\mu + e^2 A_\mu A^\mu \phi^* \phi$$

$$D_{\mu\nu}^{(0)} = \frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / q^2}{q^2}$$

$$\Pi_{\mu\nu} = (g_{\mu\nu} q^2 - q_\mu q_\nu) \Pi(q^2)$$

$$\Pi(q^2) = \frac{e^2 \langle \phi_1 \rangle^2}{q^2}$$

$$D_{\mu\nu} = \frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / q^2}{q^2 - e^2 \langle \phi_1 \rangle^2}$$

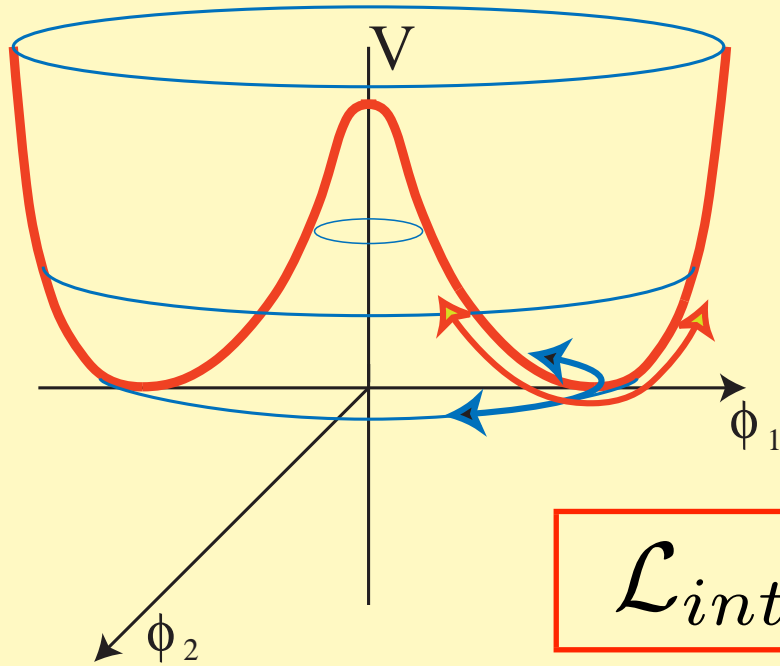


Symétrie brisée



## 2. Le mécanisme en théorie des champs

F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321



La symétrie  $U(1)$  est "brisée" par  $\langle \phi \rangle$

$$\phi = \langle \phi \rangle + \varphi$$

$$\langle \phi_1 \rangle \neq 0$$

$$\mathcal{L}_{int} = -ie (\partial_\mu \phi^* \phi - \phi^* \partial_\mu \phi) A^\mu + e^2 A_\mu A^\mu \phi^* \phi$$

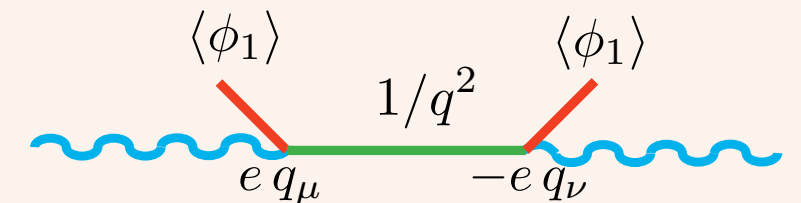
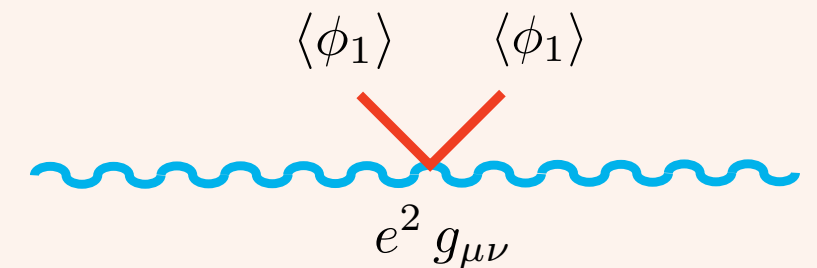
$$D_{\mu\nu}^{(0)} = \frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / q^2}{q^2}$$

$$\Pi_{\mu\nu} = (g_{\mu\nu} q^2 - q_\mu q_\nu) \Pi(q^2)$$

$$\Pi(q^2) = \frac{e^2 \langle \phi_1 \rangle^2}{q^2}$$

$$D_{\mu\nu} = \frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / q^2}{q^2 - e^2 \langle \phi_1 \rangle^2}$$

$$M_V^2 = e^2 \langle \phi_1 \rangle^2$$

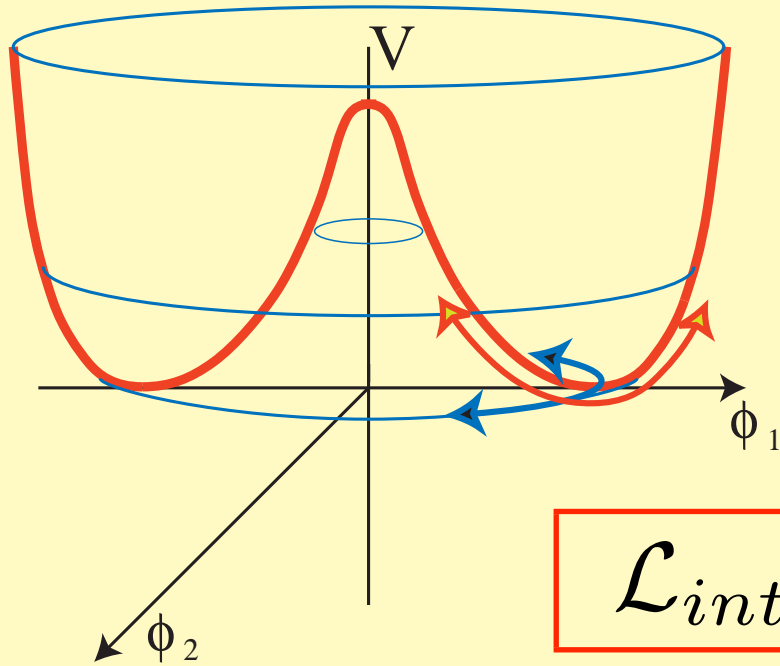


Symétrie brisée



## 2. Le mécanisme en théorie des champs

F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321



La symétrie  $U(1)$  est "brisée" par  $\langle \phi \rangle$

$$\phi = \langle \phi \rangle + \varphi$$

$$\langle \phi_1 \rangle \neq 0$$

$$\mathcal{L}_{int} = -ie (\partial_\mu \phi^* \phi - \phi^* \partial_\mu \phi) A^\mu + e^2 A_\mu A^\mu \phi^* \phi$$

$$D_{\mu\nu}^{(0)} = \frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / q^2}{q^2}$$

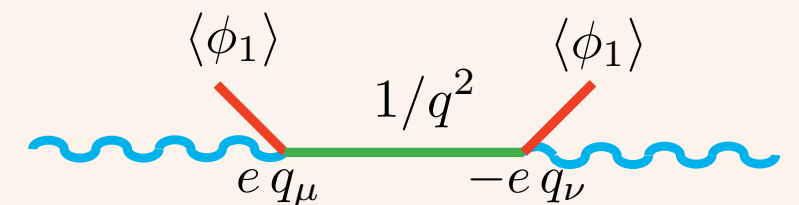
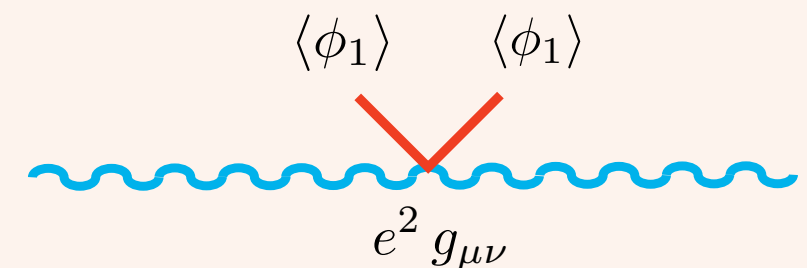
$$\Pi_{\mu\nu} = (g_{\mu\nu} q^2 - q_\mu q_\nu) \Pi(q^2)$$

$$\Pi(q^2) = \frac{e^2 \langle \phi_1 \rangle^2}{q^2}$$

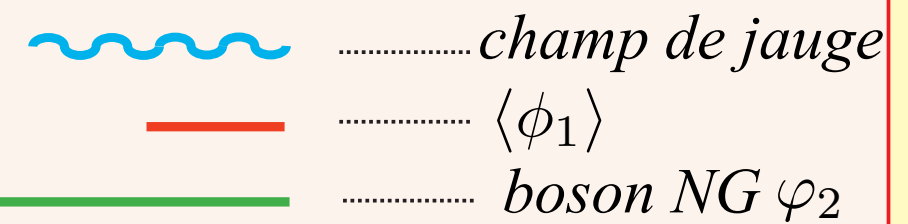
$$D_{\mu\nu} = \frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / q^2}{q^2 - e^2 \langle \phi_1 \rangle^2}$$

$$M_V^2 = e^2 \langle \phi_1 \rangle^2$$

$$(M_V^2)^{ab} = -e^2 \langle \phi_B \rangle T^{aBA} T^{bAC} \langle \phi_C \rangle$$

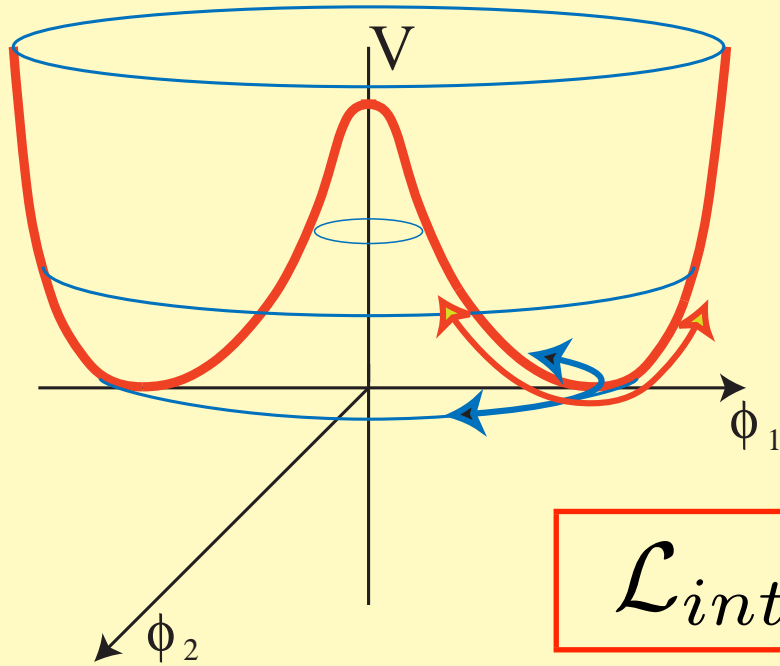


Symétrie brisée



## 2. Le mécanisme en théorie des champs

F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321



La symétrie  $U(1)$  est "brisée" par  $\langle \phi \rangle$

$$\phi = \langle \phi \rangle + \varphi$$

$$\langle \phi_1 \rangle \neq 0$$

$$\mathcal{L}_{int} = -ie (\partial_\mu \phi^* \phi - \phi^* \partial_\mu \phi) A^\mu + e^2 A_\mu A^\mu \phi^* \phi$$

$$D_{\mu\nu}^{(0)} = \frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / q^2}{q^2}$$

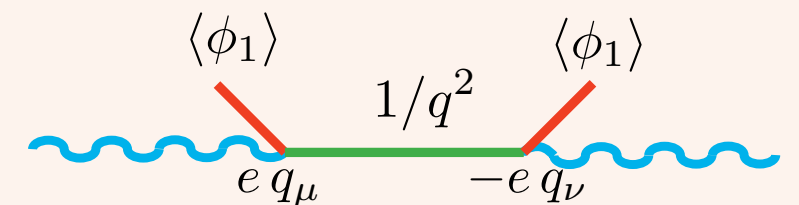
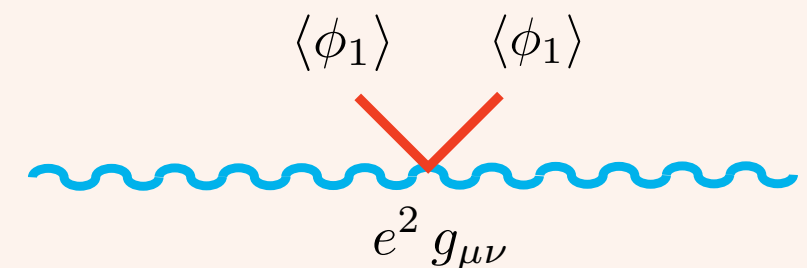
$$\Pi_{\mu\nu} = (g_{\mu\nu} q^2 - q_\mu q_\nu) \Pi(q^2)$$

$$\Pi(q^2) = \frac{e^2 \langle \phi_1 \rangle^2}{q^2}$$

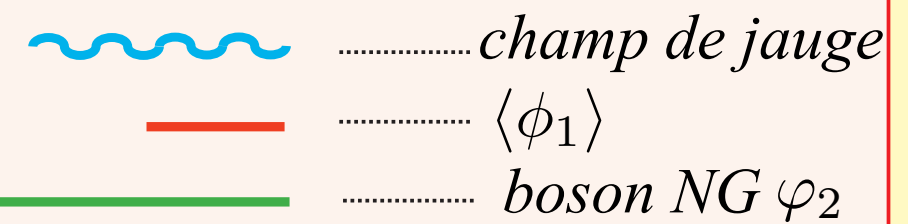
$$D_{\mu\nu} = \frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / q^2}{q^2 - e^2 \langle \phi_1 \rangle^2}$$

$$M_V^2 = e^2 \langle \phi_1 \rangle^2$$

$$(M_V^2)^{ab} = -e^2 \langle \phi_B \rangle T^{aBA} T^{bAC} \langle \phi_C \rangle$$



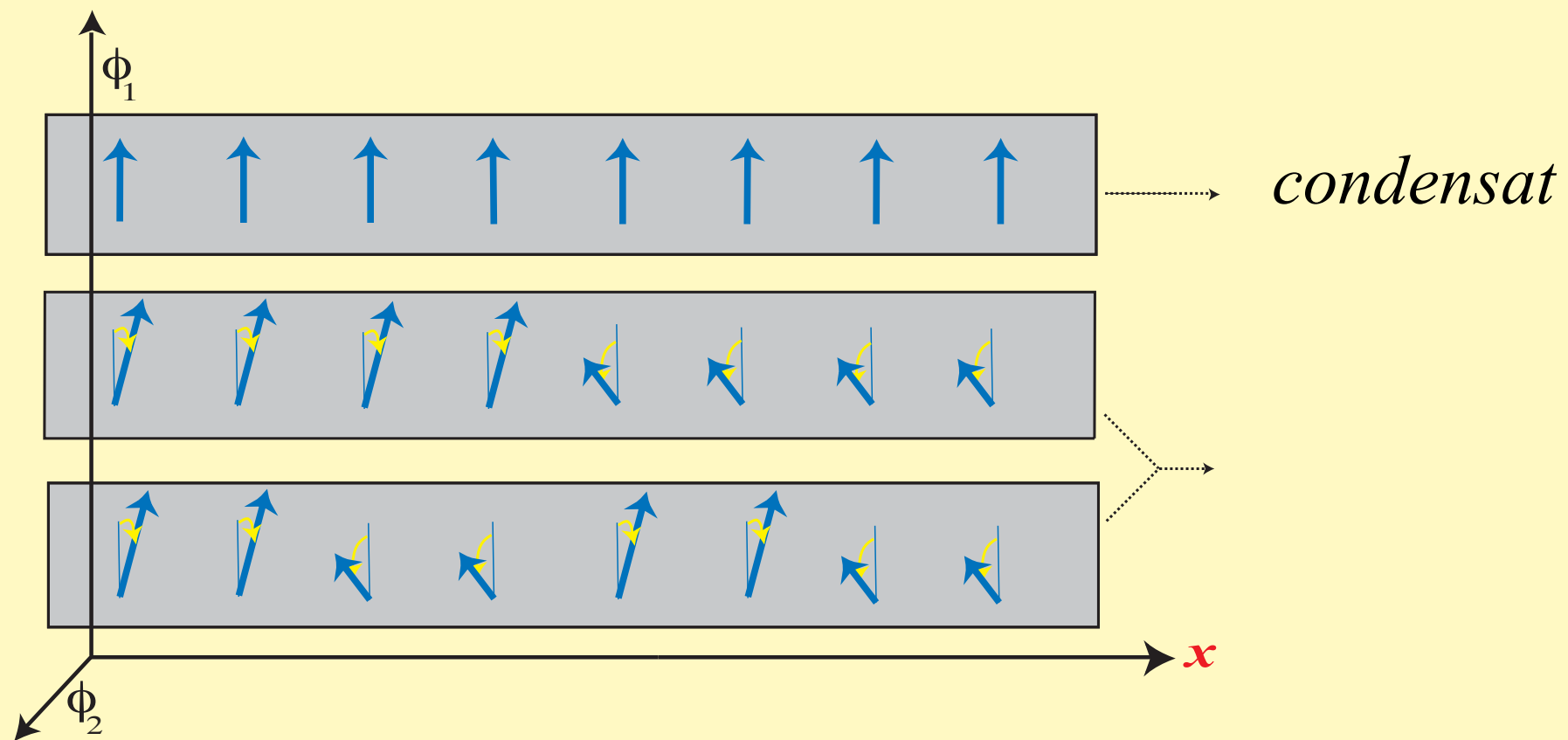
Symétrie brisée



L'absorption du boson NG  $\rightarrow$  masse et invariance de jauge

# *Le destin du boson NG de masse nulle*

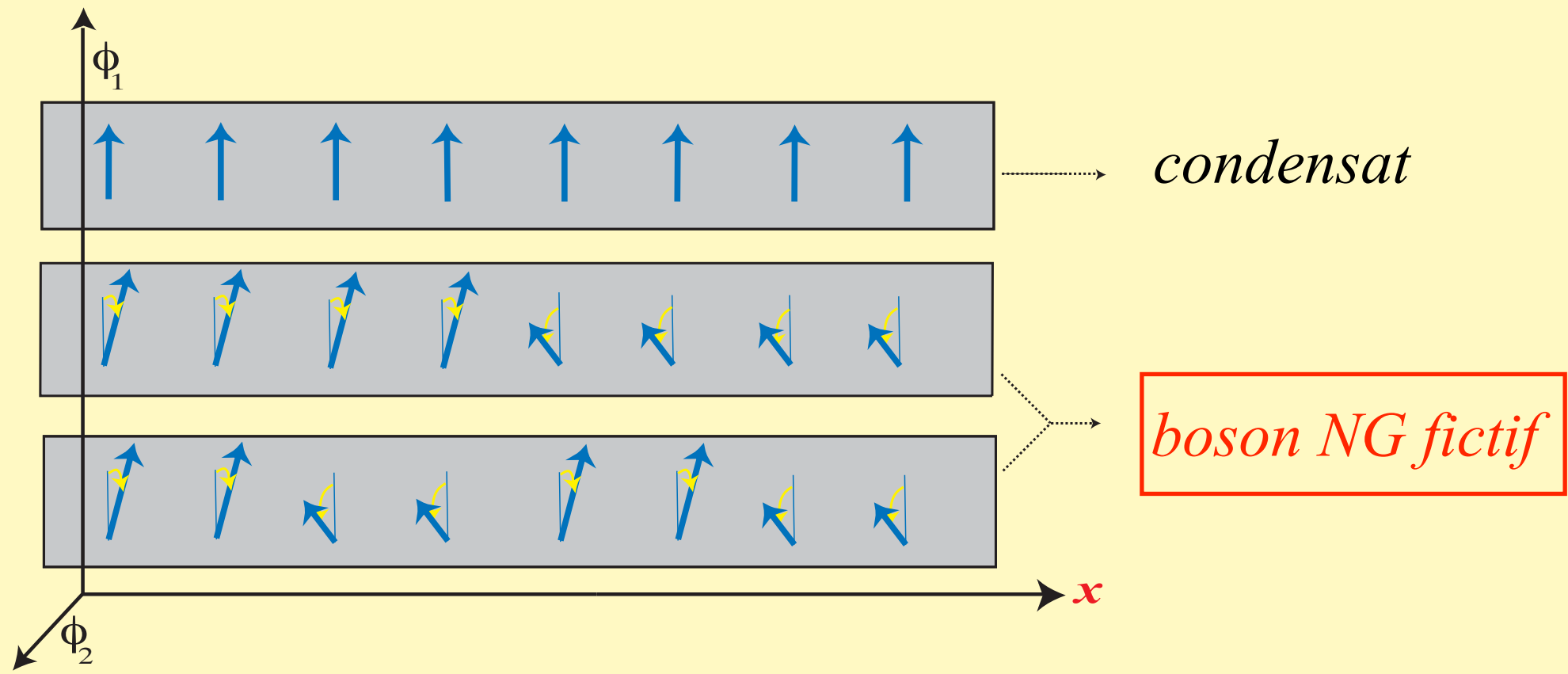
*L'absorption du boson NG assure l'acquisition d'une masse invariante de jauge*





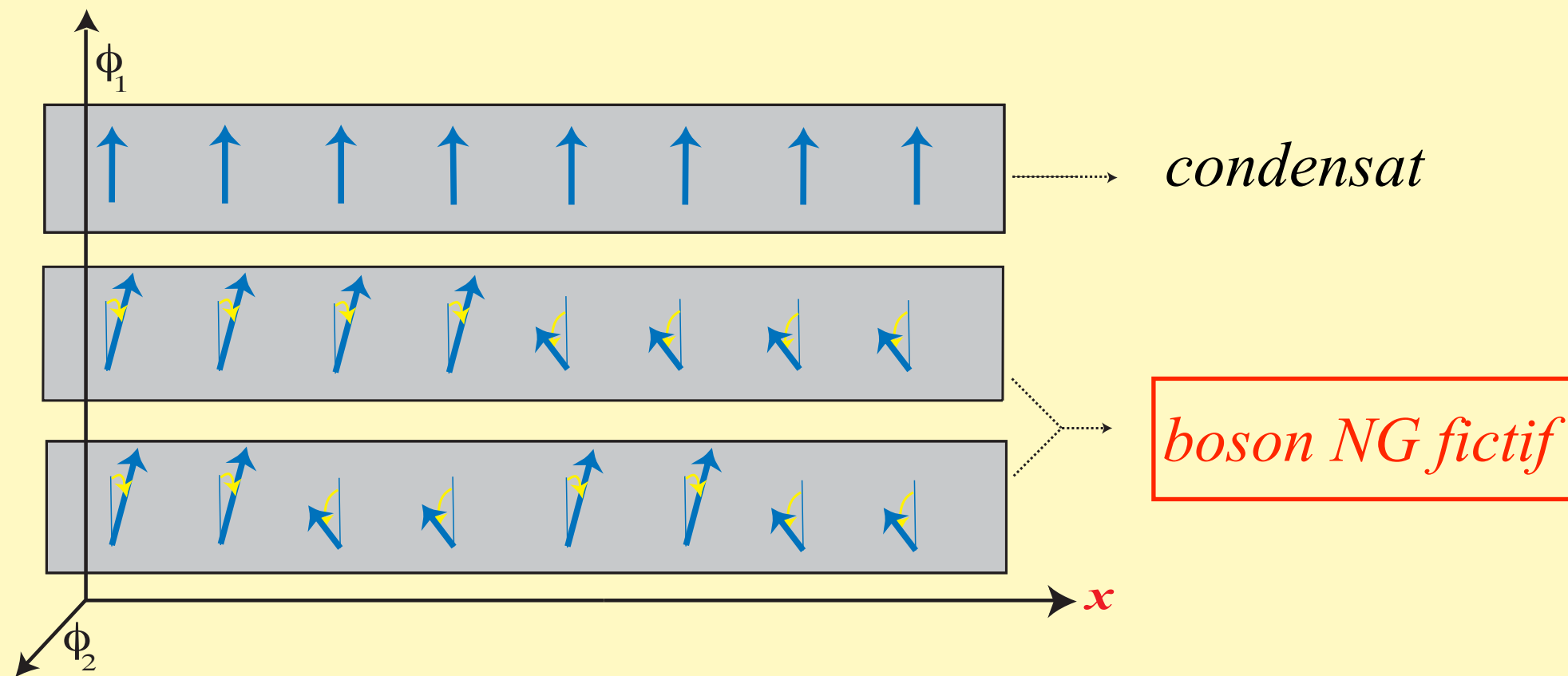
# *Le destin du boson NG de masse nulle*

*L'absorption du boson NG assure l'acquisition d'une masse invariante de jauge*



# *Le destin du boson NG de masse nulle*

*L'absorption du boson NG assure l'acquisition d'une masse invariante de jauge*

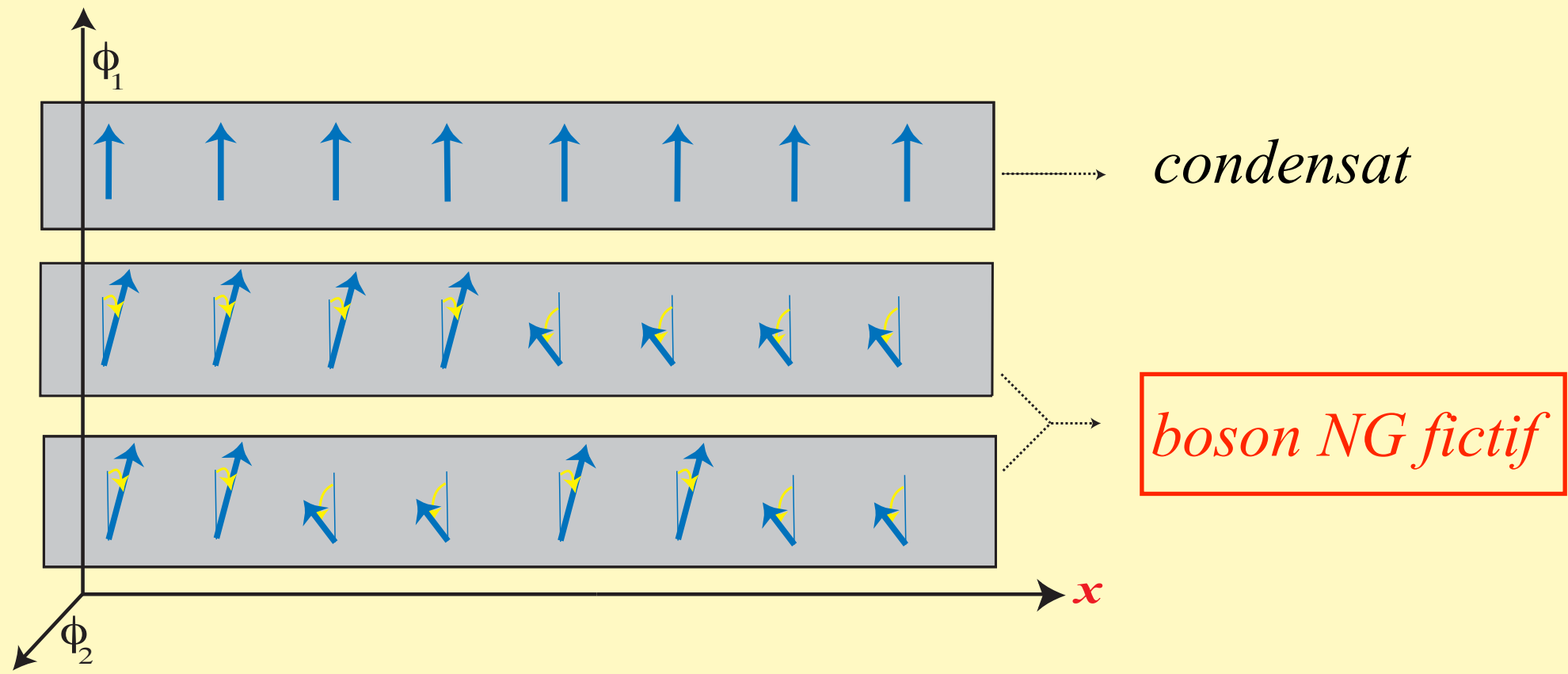


*Le condensat n'induit pas de vide dégénéré*

*Il n'y a pas de boson NG de masse nulle*

# Le destin du boson NG de masse nulle

L'absorption du boson NG assure l'acquisition d'une masse invariante de jauge



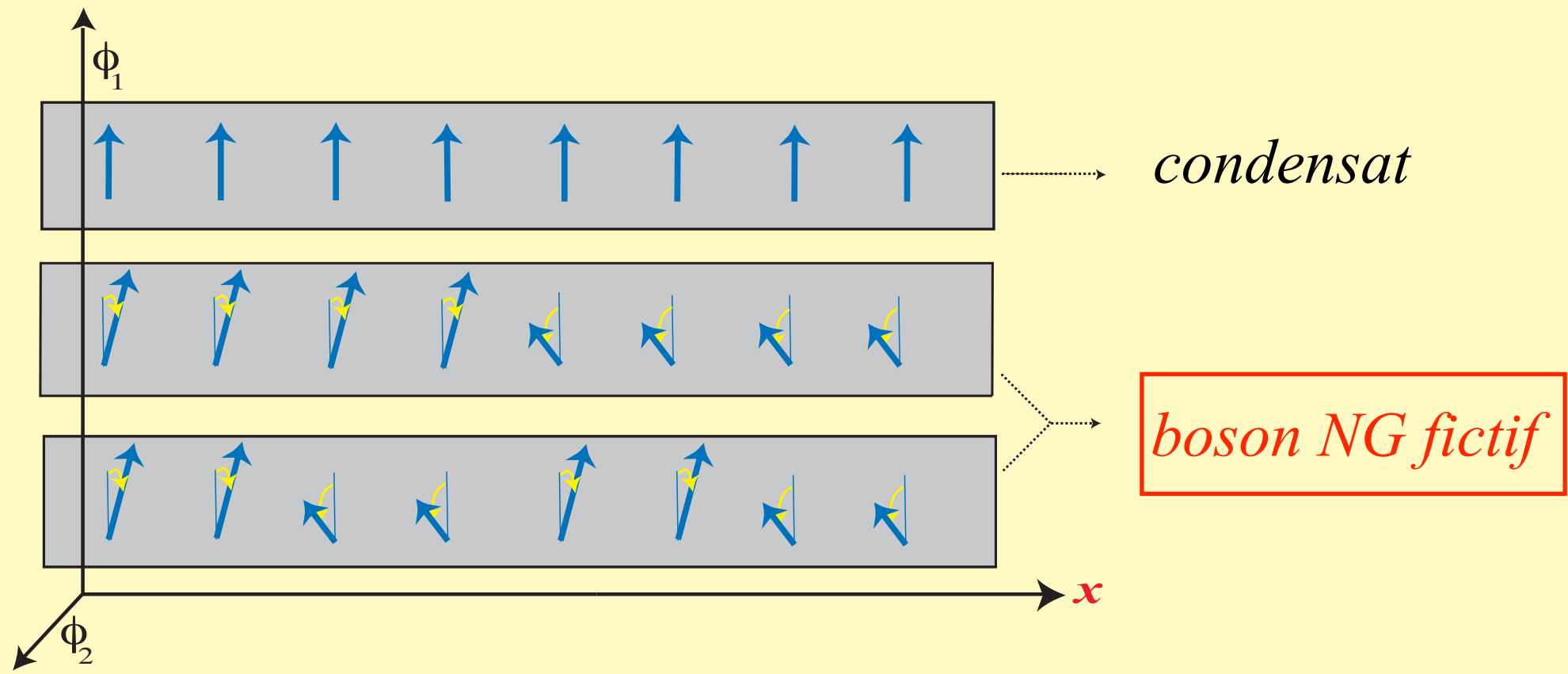
Le condensat n'induit pas de vide dégénéré

Il n'y a pas de boson NG de masse nulle

cf. P.W. Higgs, Phys. Letters **12** (1964) 132; G.S. Guralnik, C.R. Hagen and T.W.B. Kibble, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 585.

# *Le destin du boson NG de masse nulle*

*L'absorption du boson NG assure l'acquisition d'une masse invariante de jauge*



*Le condensat n'induit pas de vide dégénéré*

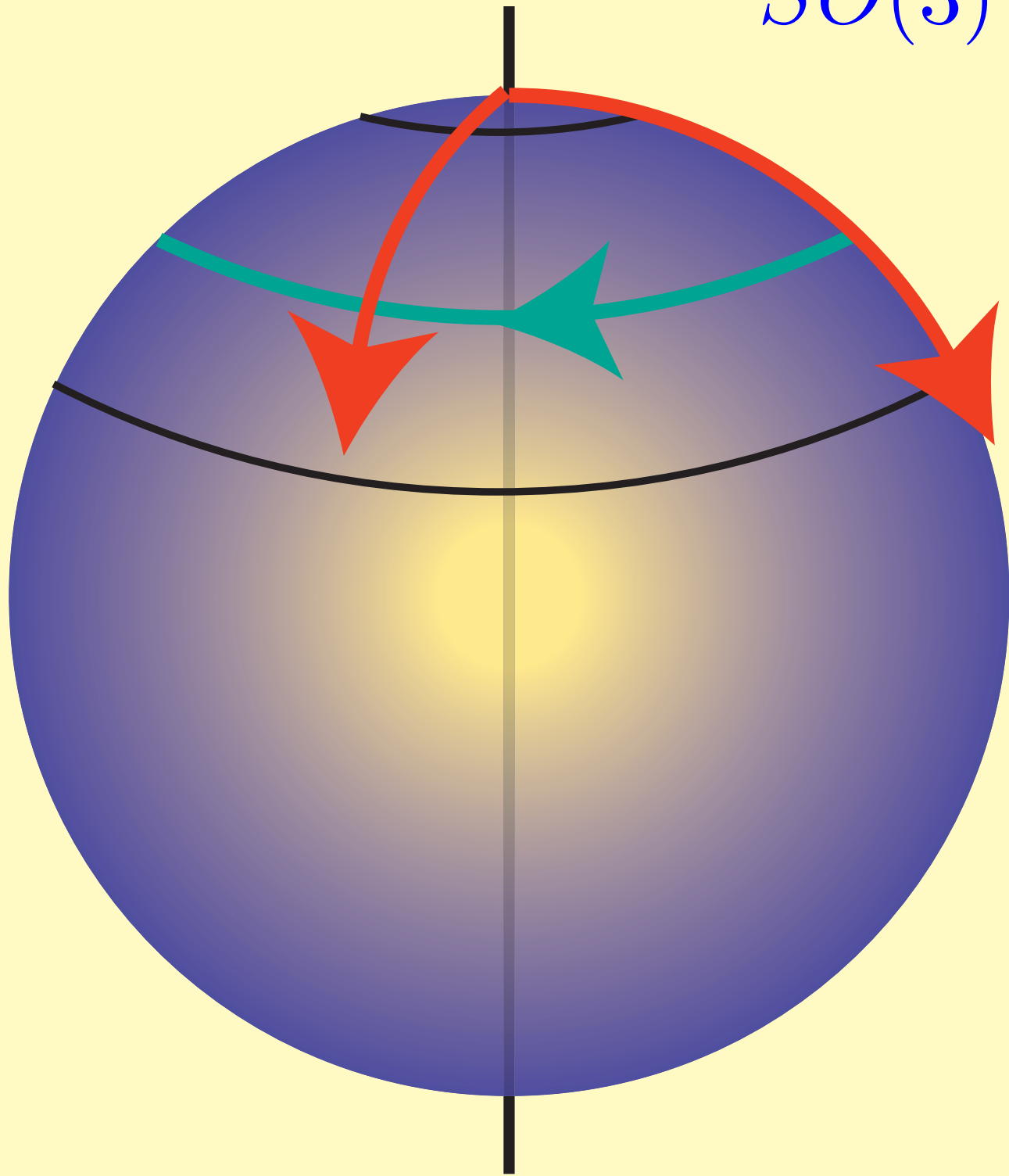
*Il n'y a pas de boson NG de masse nulle*

cf. P.W. Higgs, Phys. Letters **12** (1964) 132; G.S. Guralnik, C.R. Hagen and T.W.B. Kibble, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 585.

*L'absorption du boson NG rend le boson de jauge massif: 3ème polarisation*

# *La généralisation non-abélienne*

$$SO(3) \rightarrow U(1)$$

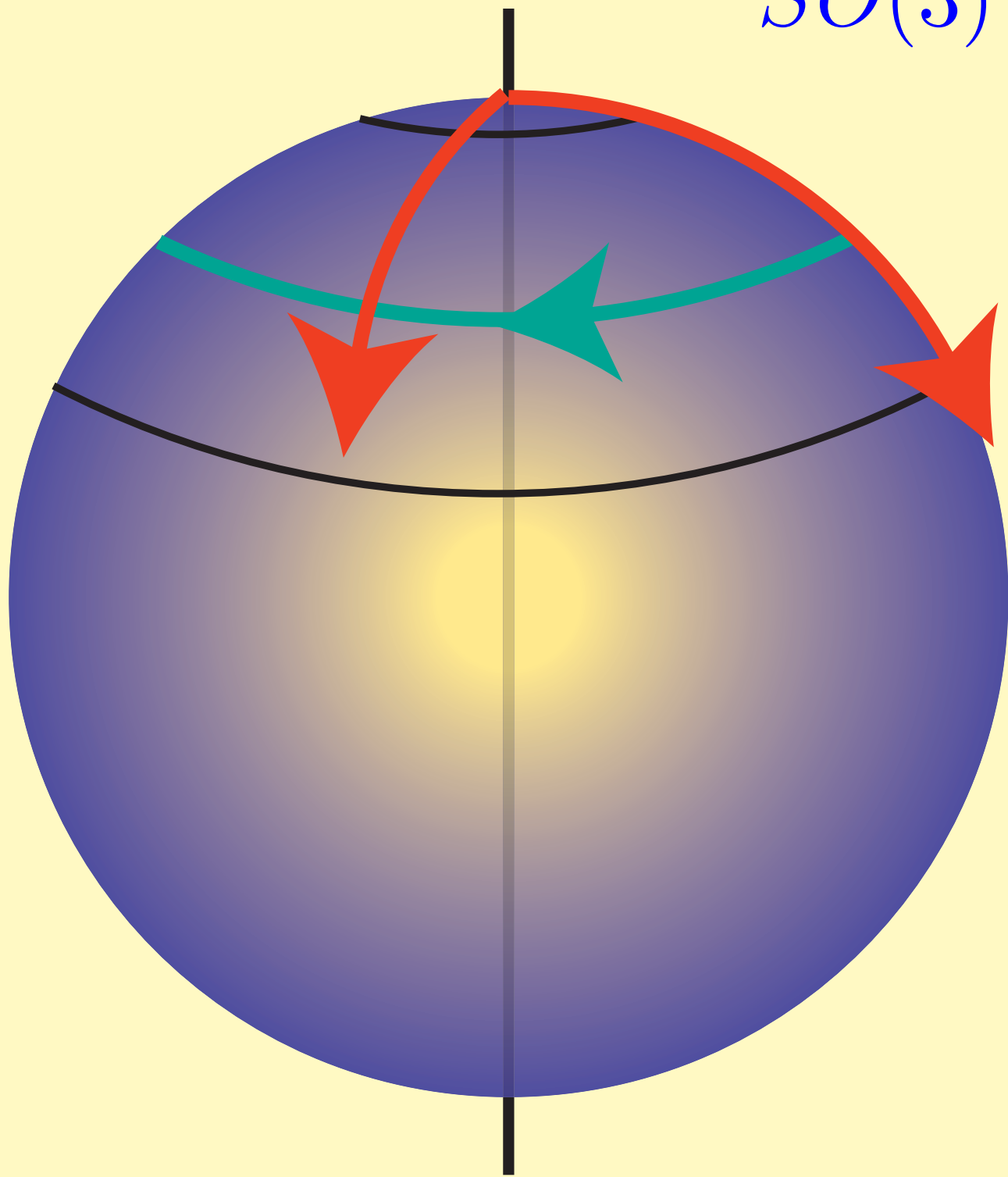


*3 champs de jauge*

*2 bosons NG fictifs*

# *La généralisation non-abélienne*

$$SO(3) \rightarrow U(1)$$



*3 champs de jauge*

*2 bosons NG fictifs*

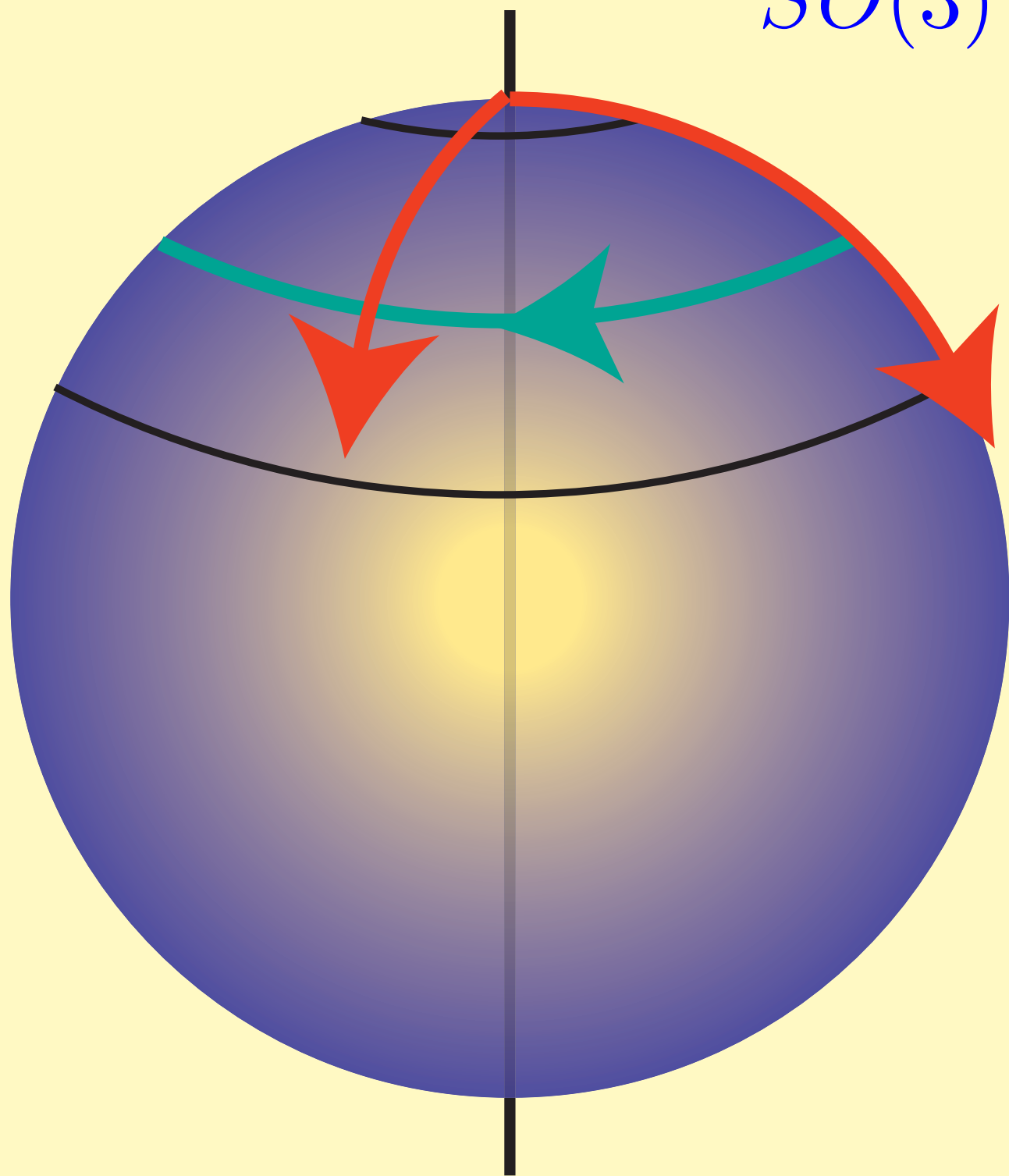


*2 bosons de jauge massifs*

*1 boson de jauge sans masse*

# *La généralisation non-abélienne*

$$SO(3) \rightarrow U(1)$$



*3 champs de jauge*

*2 bosons NG fictifs*

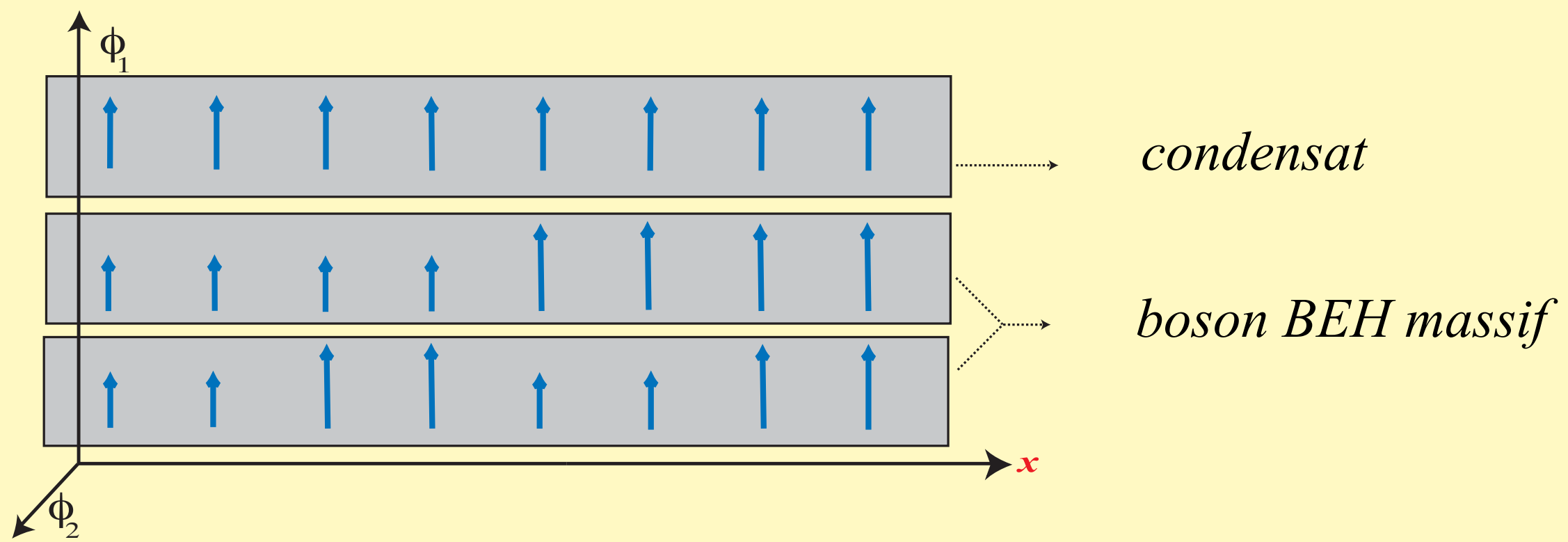


*2 bosons de jauge massifs*

*1 boson de jauge sans masse*

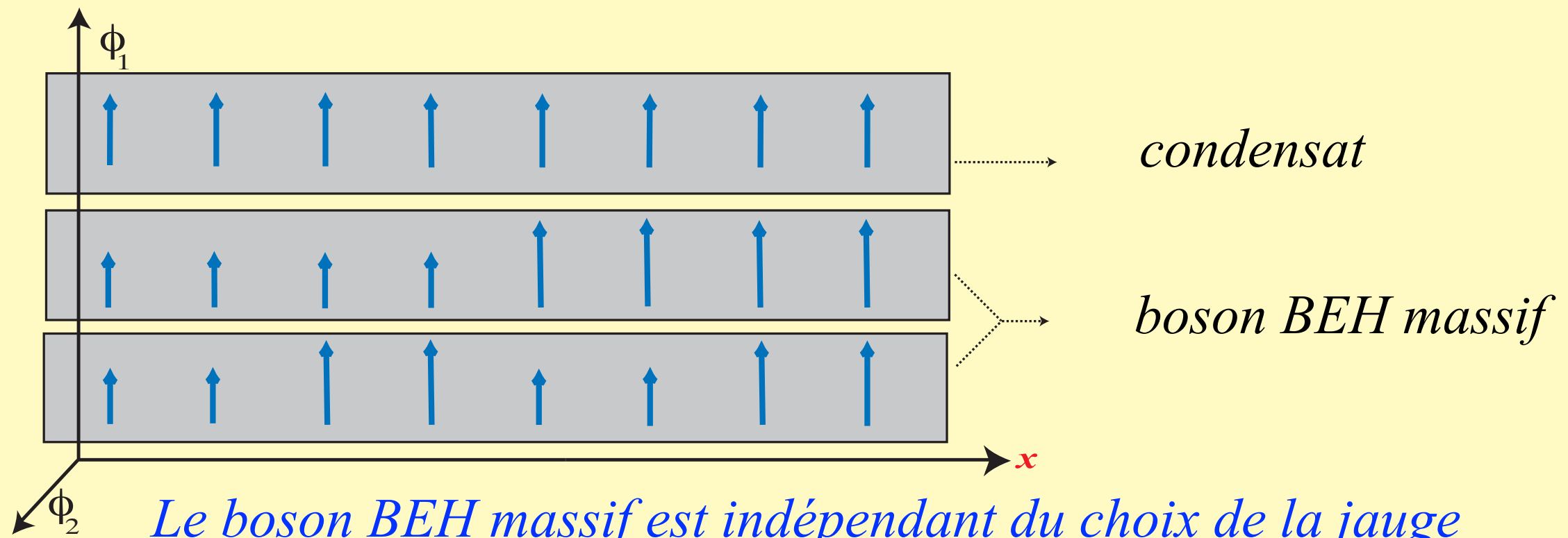
*Chaque boson NG fictif engendre un champ de jauge massif*

# *Le destin du boson scalaire massif*





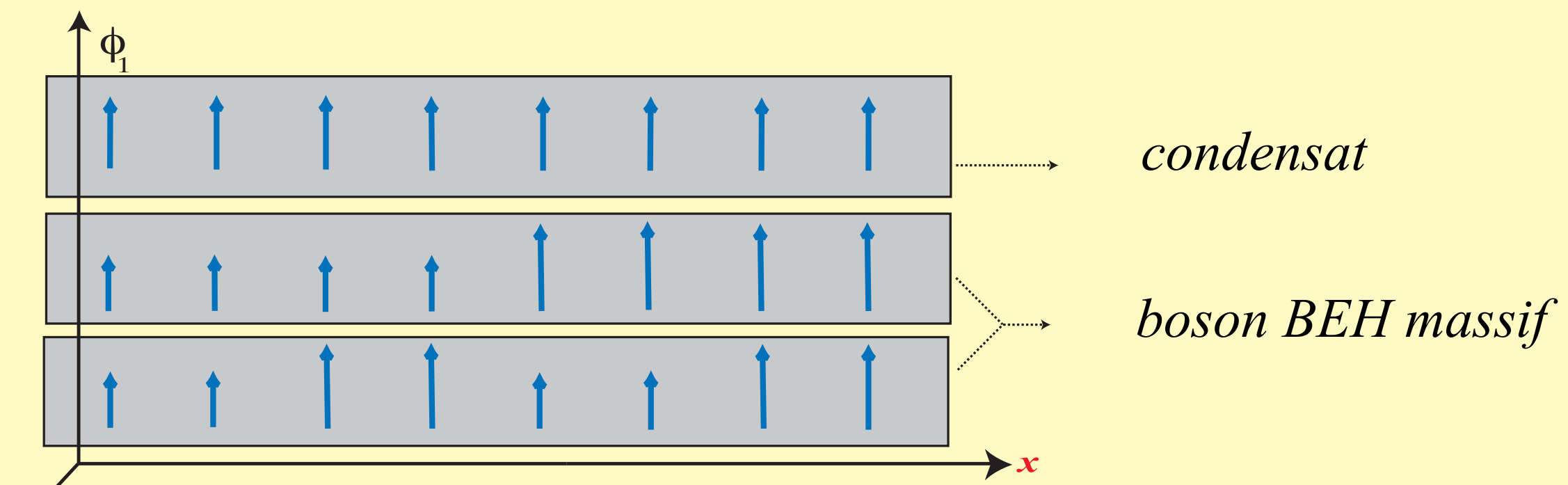
# *Le destin du boson scalaire massif*



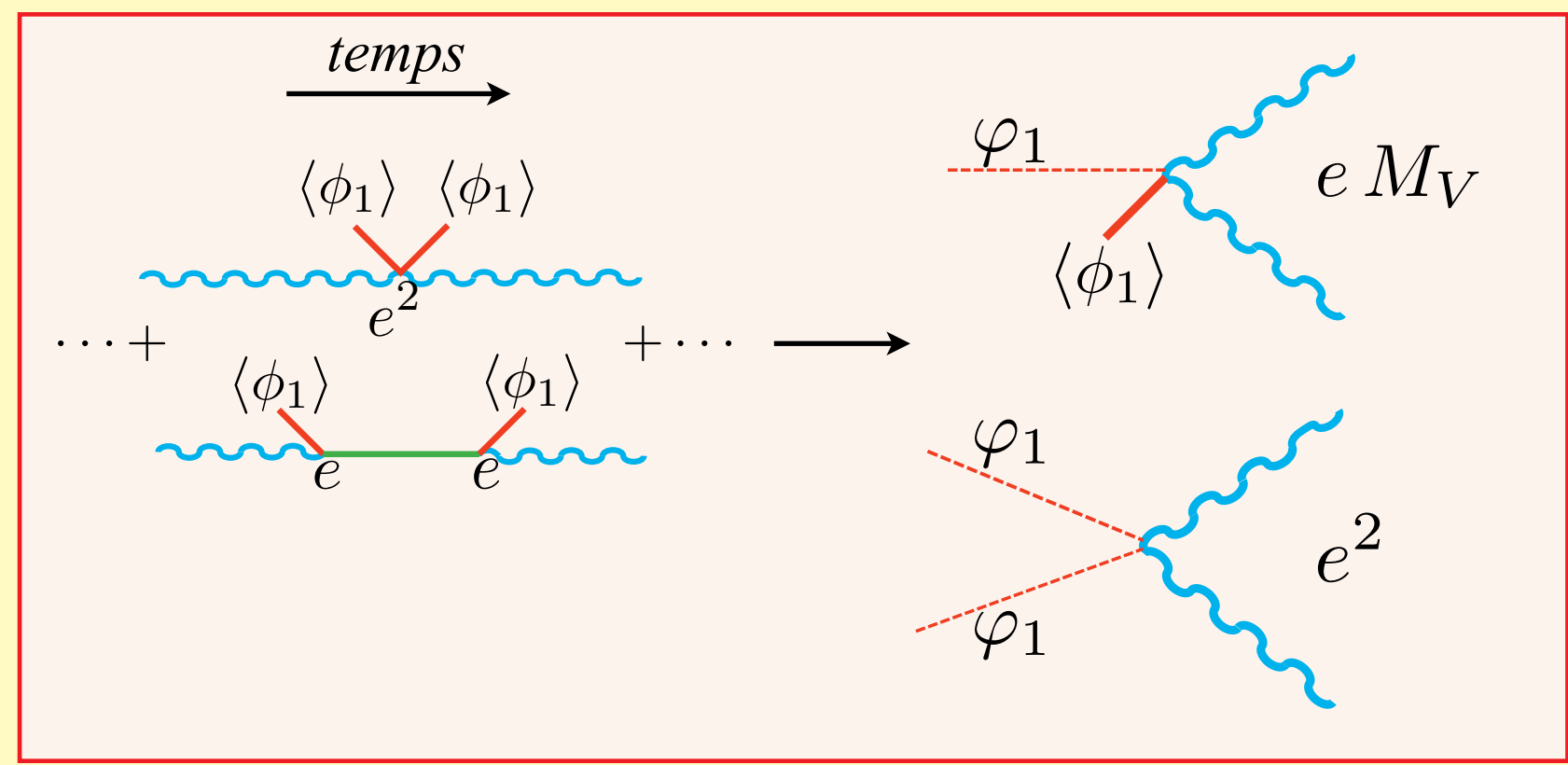
*Le boson BEH massif est indépendant du choix de la jauge*

*Sa masse mesure la rigidité du condensat*

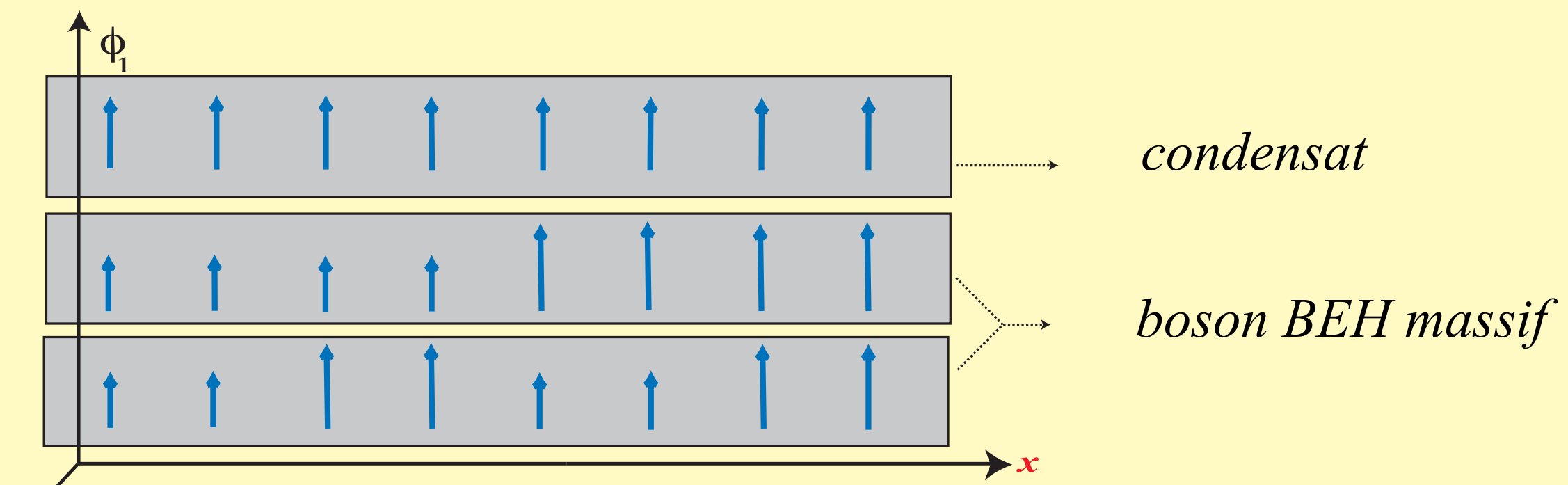
# Le destin du boson scalaire massif



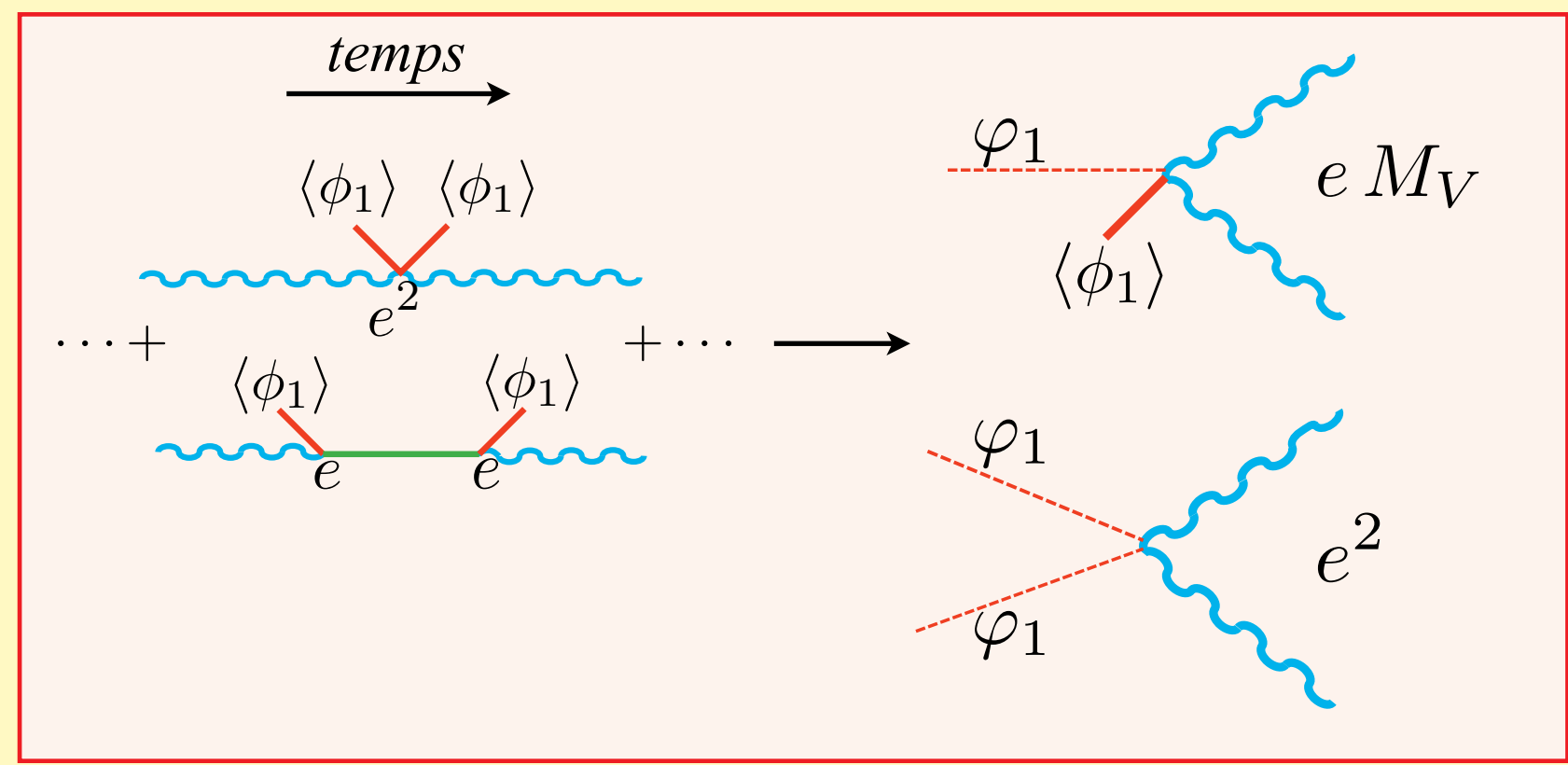
*Le boson BEH massif est indépendant du choix de la jauge  
Sa masse mesure la rigidité du condensat*



# Le destin du boson scalaire massif



*Le boson BEH massif est indépendant du choix de la jauge  
Sa masse mesure la rigidité du condensat*



*Le boson BEH massif couple aux champs de jauge massifs*

### 3. *Le problème de la renormalisation*

$$D_{\mu\nu}^{(0)} = \frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / q^2}{q^2 - M_V^2}$$

$$\Pi_{\mu\nu} = (g_{\mu\nu} q^2 - q_\mu q_\nu) \Pi(q^2)$$

### 3. *Le problème de la renormalisation*

$$D_{\mu\nu}^{(0)} = \frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / q^2}{q^2 - M_V^2}$$

*renormalizable ?*



F. Englert, Proceedings of the 1967 Solvay Conference, p.18.

$$\Pi_{\mu\nu} = (g_{\mu\nu} q^2 - q_\mu q_\nu) \Pi(q^2)$$

### 3. *Le problème de la renormalisation*

$$D_{\mu\nu}^{(0)} = \frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / q^2}{q^2 - M_V^2}$$

*renormalizable ?*

F. Englert, Proceedings of the 1967 Solvay Conference, p.18.

$$\Pi_{\mu\nu} = (g_{\mu\nu} q^2 - q_\mu q_\nu) \Pi(q^2)$$

$$A_\mu - \frac{1}{e \langle \phi_1 \rangle} \partial_\mu \phi_2 = B_\mu$$

P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508.

### 3. *Le problème de la renormalisation*

$$D_{\mu\nu}^{(0)} = \frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / q^2}{q^2 - M_V^2}$$

*renormalizable ?*

F. Englert, Proceedings of the 1967 Solvay Conference, p.18.

$$\Pi_{\mu\nu} = (g_{\mu\nu} q^2 - q_\mu q_\nu) \Pi(q^2)$$

$$A_\mu - \frac{1}{e \langle \phi_1 \rangle} \partial_\mu \phi_2 = B_\mu$$

*unitaire ?*

P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508.

### 3. *Le problème de la renormalisation*

$$D_{\mu\nu}^{(0)} = \frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / q^2}{q^2 - M_V^2}$$

*renormalizable ?*

F. Englert, Proceedings of the 1967 Solvay Conference, p.18.

$$\Pi_{\mu\nu} = (g_{\mu\nu} q^2 - q_\mu q_\nu) \Pi(q^2)$$

$$A_\mu - \frac{1}{e \langle \phi_1 \rangle} \partial_\mu \phi_2 = B_\mu$$

*unitaire ?*

P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508.

*La théorie reste valable en physique quantique*



### 3. *Le problème de la renormalisation*

$$D_{\mu\nu}^{(0)} = \frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / q^2}{q^2 - M_V^2}$$

*renormalizable ?*

F. Englert, Proceedings of the 1967 Solvay Conference, p.18.

$$\Pi_{\mu\nu} = (g_{\mu\nu} q^2 - q_\mu q_\nu) \Pi(q^2)$$

$$A_\mu - \frac{1}{e \langle \phi_1 \rangle} \partial_\mu \phi_2 = B_\mu$$

P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508.

*unitaire ?*

*La théorie reste valable en physique quantique*

[1971] G. 't Hooft, M. Veltman (Nobel Prize 1999)

B.W. Lee and J. Zinn-Justin, Phys. Rev. **D5** (1972) 3121, 3137, 3155.

### 3. *Le problème de la renormalisation*

$$D_{\mu\nu}^{(0)} = \frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / q^2}{q^2 - M_V^2}$$

*renormalizable ?*

F. Englert, Proceedings of the 1967 Solvay Conference, p.18.

$$\Pi_{\mu\nu} = (g_{\mu\nu} q^2 - q_\mu q_\nu) \Pi(q^2)$$

$$A_\mu - \frac{1}{e \langle \phi_1 \rangle} \partial_\mu \phi_2 = B_\mu$$

P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508.

*unitaire ?*

*Expériences de haute précision*

*La théorie reste valable en physique quantique*

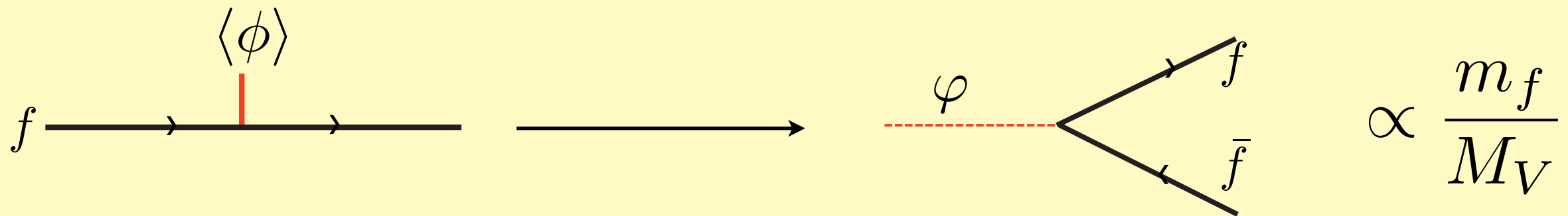
[1971] G. 't Hooft, M. Veltman (Nobel Prize 1999)

B.W. Lee and J. Zinn-Justin, Phys. Rev. **D5** (1972) 3121, 3137, 3155.

## IV. Le Modèle Standard et le boson BEH

### 1. La masse des fermions élémentaires

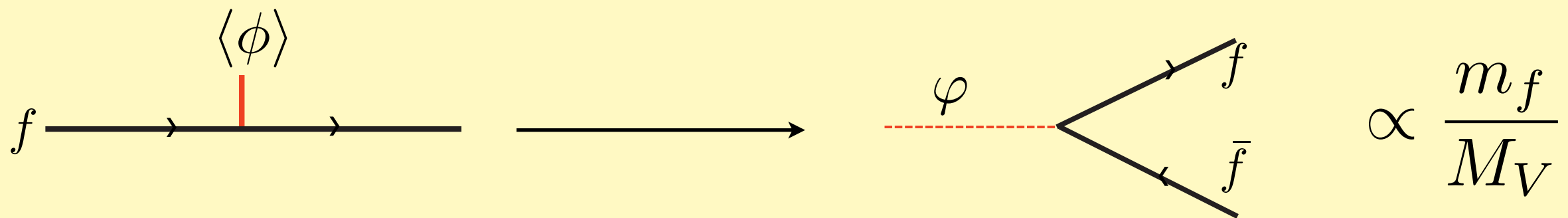
*fermions sans masse*  $\longrightarrow$  *fermions massifs*



## IV. Le Modèle Standard et le boson BEH

### 1. La masse des fermions élémentaires

*fermions sans masse*  $\longrightarrow$  *fermions massifs*

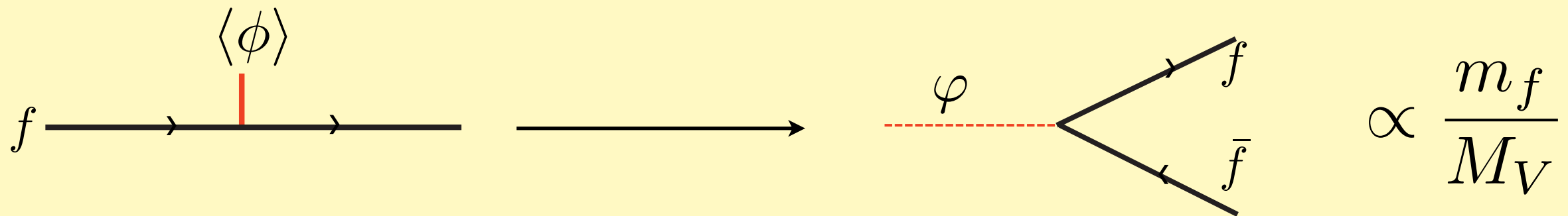


*mais apparition de bosons NG de masse nulle !!!*

## IV. Le Modèle Standard et le boson BEH

### 1. La masse des fermions élémentaires

*fermions sans masse*  $\longrightarrow$  *fermions massifs*



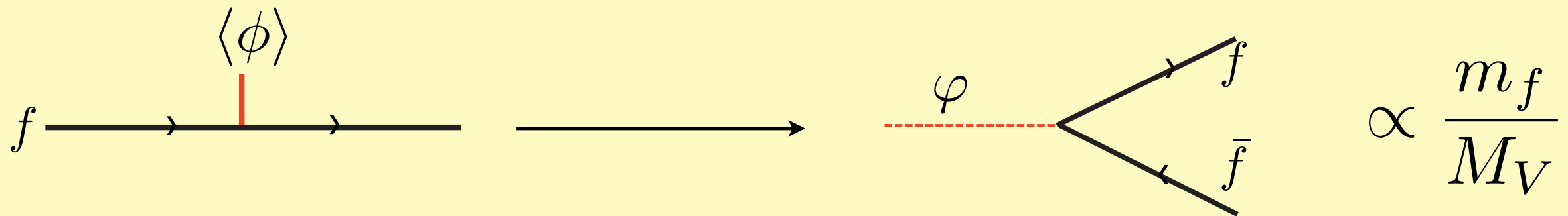
*mais apparition de bosons NG de masse nulle !!!*

*Leur élimination requiert une symétrie locale*

## IV. Le Modèle Standard et le boson BEH

### 1. La masse des fermions élémentaires

*fermions sans masse*  $\longrightarrow$  *fermions massifs*



*mais apparition de bosons NG de masse nulle !!!*

*Leur élimination requiert une symétrie locale*

*Le mécanisme BEH peut engendrer la masse des fermions interagissant à la fois avec des forces à courte et à longue portée*

## 2. *La théorie électrofaible*

[1967] S. L. Glashow, A. Salam, S. Weinberg (Nobel Prize 1979)

$$SU(2)_L \times U(1) \rightarrow U'(1)$$

$\swarrow$   $\searrow$

$$g A_{\mu}^a T^a \quad g' B_{\mu} \frac{Y}{2}$$

*4 champs de jauge*

*3 bosons NG fictifs*

## 2. La théorie électrofaible

[1967] S. L. Glashow, A. Salam, S. Weinberg (Nobel Prize 1979)

$$SU(2)_L \times U(1) \rightarrow U'(1)$$

$\swarrow$   $\searrow$

$$g A_{\mu}^a T^a \quad g' B_{\mu} \frac{Y}{2}$$

4 champs de jauge

3 bosons NG fictifs



3 bosons de jauge massifs et 1 sans masse



## 2. La théorie électrofaible

[1967] S. L. Glashow, A. Salam, S. Weinberg (Nobel Prize 1979)

$$SU(2)_L \times U(1) \rightarrow U'(1)$$

$\swarrow$   $\searrow$

$$g A_\mu^a T^a \quad g' B_\mu \frac{Y}{2}$$

4 champs de jauge

3 bosons NG fictifs

3 bosons de jauge massifs et 1 sans masse

$$M_{W^\pm}^2 = \langle \phi \rangle g^2 \quad M_Z^2 = \langle \phi \rangle (g'^2 + g^2) \quad M_A^2 = 0$$

+ corrections radiatives

## 2. La théorie électrofaible

[1967] S. L. Glashow, A. Salam, S. Weinberg (Nobel Prize 1979)

$$SU(2)_L \times U(1) \rightarrow U'(1)$$

$\swarrow$   $\searrow$

$$g A_\mu^a T^a \quad g' B_\mu \frac{Y}{2}$$

4 champs de jauge

3 bosons NG fictifs

$\downarrow$   
3 bosons de jauge massifs et 1 sans masse

$$M_{W^\pm}^2 = \langle \phi \rangle g^2 \quad M_Z^2 = \langle \phi \rangle (g'^2 + g^2) \quad M_A^2 = 0$$

+ corrections radiatives

+ 1 boson BEH

## 2. La théorie électrofaible

[1967] S. L. Glashow, A. Salam, S. Weinberg (Nobel Prize 1979)

$$SU(2)_L \times U(1) \rightarrow U'(1)$$

$g A_\mu^a T^a$        $g' B_\mu \frac{Y}{2}$

4 champs de jauge

3 bosons NG fictifs

3 bosons de jauge massifs et 1 sans masse

$$M_{W^\pm}^2 = \langle \phi \rangle g^2 \quad M_Z^2 = \langle \phi \rangle (g'^2 + g^2) \quad M_A^2 = 0$$

+ corrections radiatives

+ 1 boson BEH

+ fermions

S.L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys.Rev. **D2** (1970) 1285.

M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog.Theor.Phys. **49** (1973) 652.

## 2. La théorie électrofaible

[1967] S. L. Glashow, A. Salam, S. Weinberg (Nobel Prize 1979)

$$SU(2)_L \times U(1) \rightarrow U'(1)$$

$\swarrow$   $\searrow$

$$g A_\mu^a T^a \quad g' B_\mu \frac{Y}{2}$$

4 champs de jauge

3 bosons NG fictifs

3 bosons de jauge massifs et 1 sans masse

$$M_{W^\pm}^2 = \langle \phi \rangle g^2 \quad M_Z^2 = \langle \phi \rangle (g'^2 + g^2) \quad M_A^2 = 0$$

+ corrections radiatives

+ 1 boson BEH

+ fermions

S.L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys.Rev. **D2** (1970) 1285.

M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog.Theor.Phys. **49** (1973) 652.

*Découverte des bosons W et Z*

[1983] C. Rubbia, S. van der Meer (Nobel Prize 1984)

## 2. La théorie électrofaible

[1967] S. L. Glashow, A. Salam, S. Weinberg (Nobel Prize 1979)

$$SU(2)_L \times U(1) \rightarrow U'(1)$$

$\swarrow$   $\searrow$

$$g A_\mu^a T^a \quad g' B_\mu \frac{Y}{2}$$

4 champs de jauge

3 bosons NG fictifs

↓  
3 bosons de jauge massifs et 1 sans masse

$$M_{W^\pm}^2 = \langle \phi \rangle g^2 \quad M_Z^2 = \langle \phi \rangle (g'^2 + g^2) \quad M_A^2 = 0$$

+ corrections radiatives

+ 1 boson BEH

+ fermions

S.L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys.Rev. **D2** (1970) 1285.

M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog.Theor.Phys. **49** (1973) 652.

Découverte des bosons  $W$  et  $Z$

[1983] C. Rubbia, S. van der Meer (Nobel Prize 1984)

**Le mécanisme est vérifié ! (indirectement)**

## 2. La théorie électrofaible

[1967] S. L. Glashow, A. Salam, S. Weinberg (Nobel Prize 1979)

$$SU(2)_L \times U(1) \rightarrow U'(1)$$

$\swarrow$   $g A_\mu^a T^a$        $\searrow$   $g' B_\mu \frac{Y}{2}$

4 champs de jauge

3 bosons NG fictifs

3 bosons de jauge massifs et 1 sans masse

$$M_{W^\pm}^2 = \langle \phi \rangle g^2 \quad M_Z^2 = \langle \phi \rangle (g'^2 + g^2) \quad M_A^2 = 0$$

+ corrections radiatives

+ 1 boson BEH

+ fermions

S.L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys.Rev. **D2** (1970) 1285.

M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog.Theor.Phys. **49** (1973) 652.

Découverte des bosons  $W$  et  $Z$

[1983] C. Rubbia, S. van der Meer (Nobel Prize 1984)

*Le mécanisme est vérifié ! (indirectement)*

## 3. La chromodynamique quantique

$SU(3)$

mécanisme BEH

$\updownarrow$

Confinement

$\longrightarrow$

e-m dualité

$\longrightarrow$

tubes de flux magnétique

$\updownarrow$

tubes de flux électrique

## 2. La théorie électrofaible

[1967] S. L. Glashow, A. Salam, S. Weinberg (Nobel Prize 1979)

$$SU(2)_L \times U(1) \rightarrow U'(1)$$

$\swarrow$   $g A_\mu^a T^a$        $\searrow$   $g' B_\mu \frac{Y}{2}$

4 champs de jauge

3 bosons NG fictifs

3 bosons de jauge massifs et 1 sans masse

$$M_{W^\pm}^2 = \langle \phi \rangle g^2 \quad M_Z^2 = \langle \phi \rangle (g'^2 + g^2) \quad M_A^2 = 0$$

+ corrections radiatives

+ 1 boson BEH

+ fermions

S.L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys.Rev. **D2** (1970) 1285.

M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog.Theor.Phys. **49** (1973) 652.

Découverte des bosons  $W$  et  $Z$

[1983] C. Rubbia, S. van der Meer (Nobel Prize 1984)

*Le mécanisme est vérifié ! (indirectement)*

## 3. La chromodynamique quantique

$SU(3)$

mécanisme BEH

$\updownarrow$

Confinement

$\longrightarrow$

e-m dualité

$\longrightarrow$

tubes de flux magnétique

$\updownarrow$

tubes de flux électrique

**BSM**

## 2. La théorie électrofaible

[1967] S. L. Glashow, A. Salam, S. Weinberg (Nobel Prize 1979)

$$SU(2)_L \times U(1) \rightarrow U'(1)$$

$\swarrow$                        $\searrow$   
 $g A_\mu^a T^a$                        $g' B_\mu \frac{Y}{2}$

4 champs de jauge

3 bosons NG fictifs

3 bosons de jauge massifs et 1 sans masse

$$M_{W^\pm}^2 = \langle \phi \rangle g^2 \quad M_Z^2 = \langle \phi \rangle (g'^2 + g^2) \quad M_A^2 = 0$$

+ corrections radiatives

+ 1 boson BEH

+ fermions

S.L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys.Rev. **D2** (1970) 1285.

M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog.Theor.Phys. **49** (1973) 652.

Découverte des bosons  $W$  et  $Z$

[1983] C. Rubbia, S. van der Meer (Nobel Prize 1984)

*Le mécanisme est vérifié ! (indirectement)*

## 3. La chromodynamique quantique

$SU(3)$

mécanisme BEH

$\updownarrow$

Confinement

$\rightarrow$

e-m dualité

$\rightarrow$

tubes de flux magnétique

$\updownarrow$

tubes de flux électrique

*BSM  
Unification ?*



## 2. La théorie électrofaible

[1967] S. L. Glashow, A. Salam, S. Weinberg (Nobel Prize 1979)

$$SU(2)_L \times U(1) \rightarrow U'(1)$$

$\swarrow$   $g A_\mu^a T^a$        $\searrow$   $g' B_\mu \frac{Y}{2}$

4 champs de jauge

3 bosons NG fictifs

3 bosons de jauge massifs et 1 sans masse

$$M_{W^\pm}^2 = \langle \phi \rangle g^2 \quad M_Z^2 = \langle \phi \rangle (g'^2 + g^2) \quad M_A^2 = 0$$

+ corrections radiatives

+ 1 boson BEH

+ fermions

S.L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys.Rev. **D2** (1970) 1285.

M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog.Theor.Phys. **49** (1973) 652.

Découverte des bosons  $W$  et  $Z$

[1983] C. Rubbia, S. van der Meer (Nobel Prize 1984)

*Le mécanisme est vérifié ! (indirectement)*

## 3. La chromodynamique quantique

$SU(3)$

mécanisme BEH

$\updownarrow$

Confinement

$\rightarrow$

e-m dualité

$\rightarrow$

tubes de flux magnétique

$\updownarrow$

tubes de flux électrique

*BSM*

*Unification ?  
Supersymétrie ?*

## 2. La théorie électrofaible

[1967] S. L. Glashow, A. Salam, S. Weinberg (Nobel Prize 1979)

$$SU(2)_L \times U(1) \rightarrow U'(1)$$

$\swarrow$   $g A_\mu^a T^a$        $\searrow$   $g' B_\mu \frac{Y}{2}$

4 champs de jauge

3 bosons NG fictifs

3 bosons de jauge massifs et 1 sans masse

$$M_{W^\pm}^2 = \langle \phi \rangle g^2 \quad M_Z^2 = \langle \phi \rangle (g'^2 + g^2) \quad M_A^2 = 0$$

+ corrections radiatives

+ 1 boson BEH

+ fermions

S.L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys.Rev. **D2** (1970) 1285.

M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog.Theor.Phys. **49** (1973) 652.

Découverte des bosons  $W$  et  $Z$

[1983] C. Rubbia, S. van der Meer (Nobel Prize 1984)

*Le mécanisme est vérifié ! (indirectement)*

## 3. La chromodynamique quantique

$SU(3)$

mécanisme BEH

$\updownarrow$

Confinement

$\rightarrow$

e-m dualité

$\rightarrow$

tubes de flux magnétique

$\updownarrow$

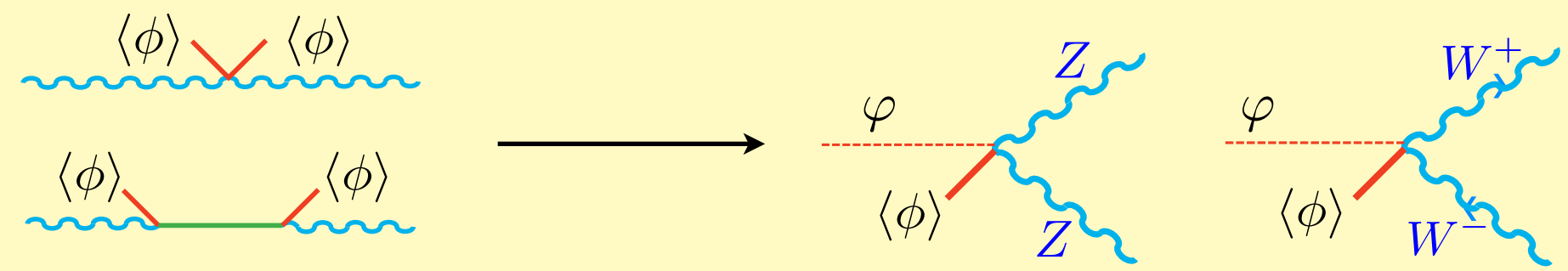
tubes de flux électrique

*BSM*  
*Unification ?*  
*Supersymétrie ?*  
*Gravité ?*

# 4. La découverte du boson scalaire

## La désintégration du boson scalaire

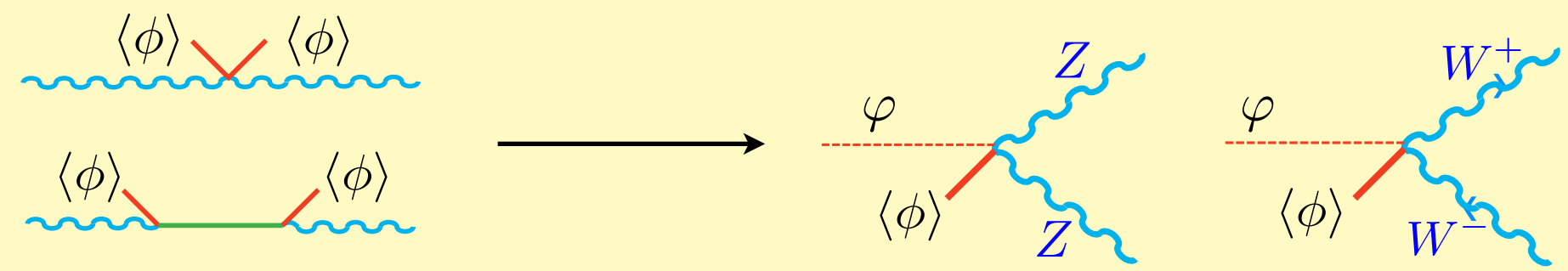
*bosons de jauge massifs*



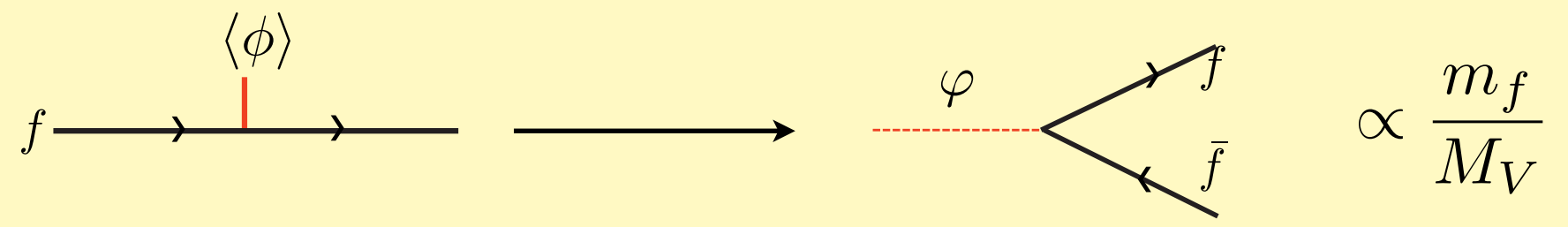
# 4. La découverte du boson scalaire

## La désintégration du boson scalaire

*bosons de jauge massifs*



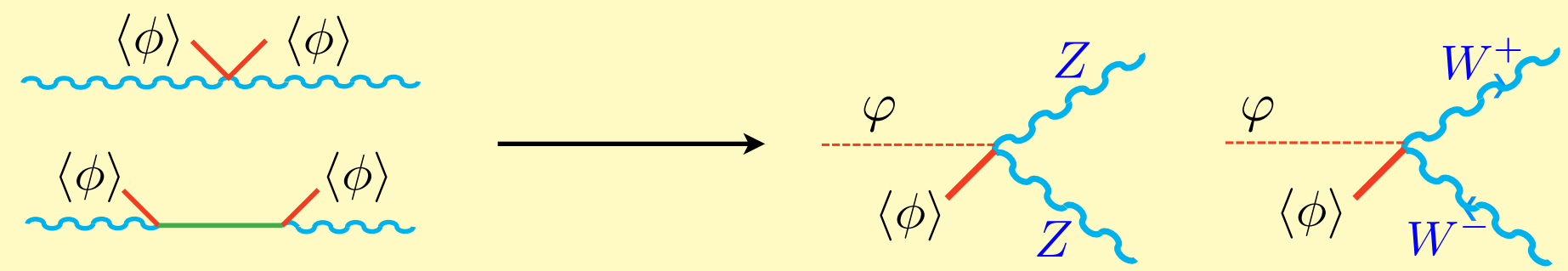
*fermions massifs*



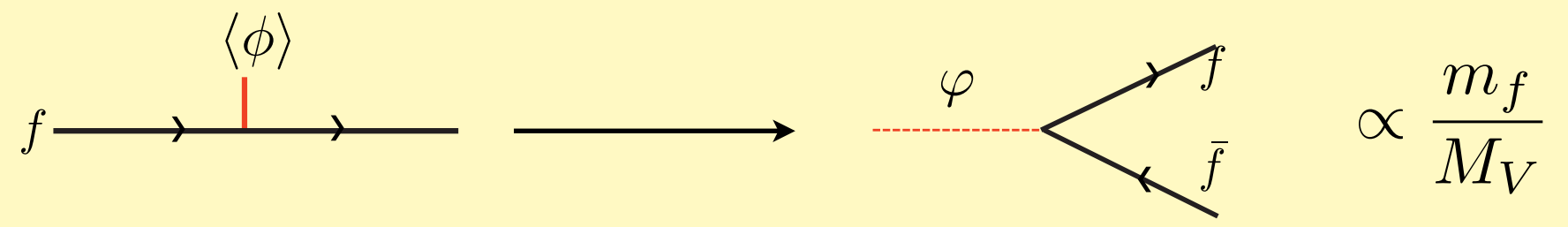
# 4. La découverte du boson scalaire

## La désintégration du boson scalaire

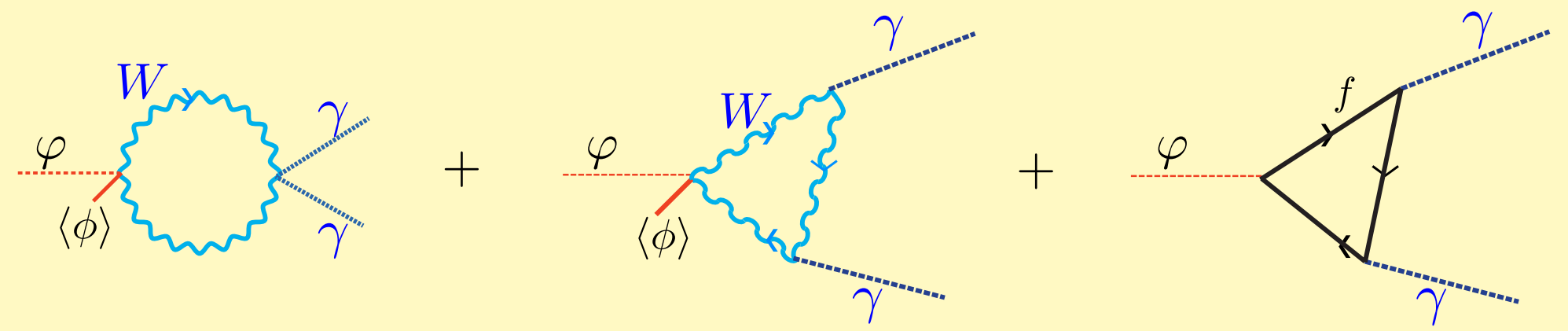
*bosons de jauge massifs*



*fermions massifs*



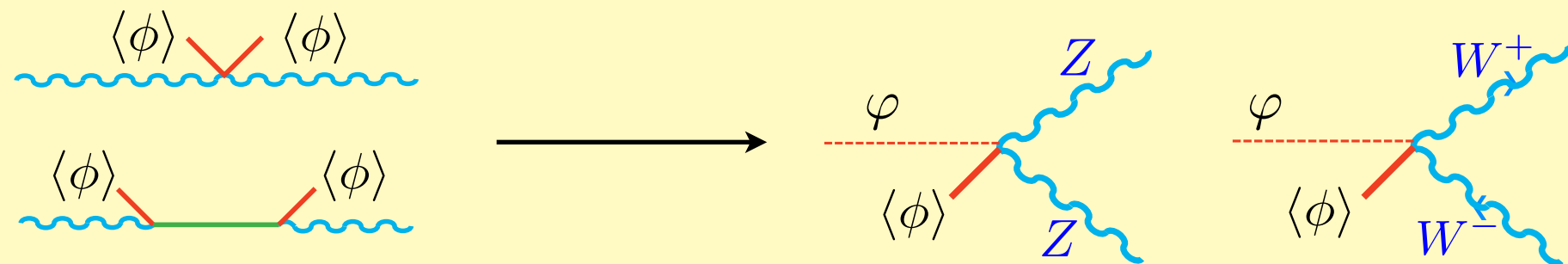
$\varphi \rightarrow \gamma\gamma$



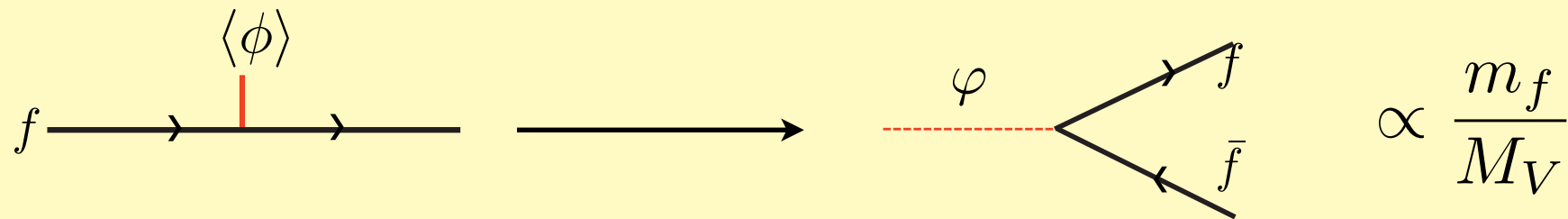
# 4. La découverte du boson scalaire

## La désintégration du boson scalaire

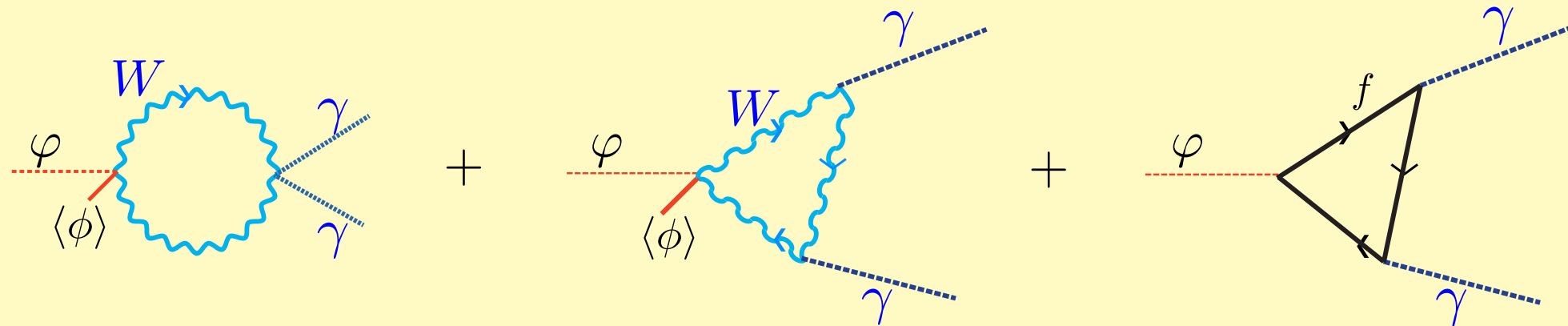
*bosons de jauge massifs*



*fermions massifs*



$\varphi \rightarrow \gamma\gamma$

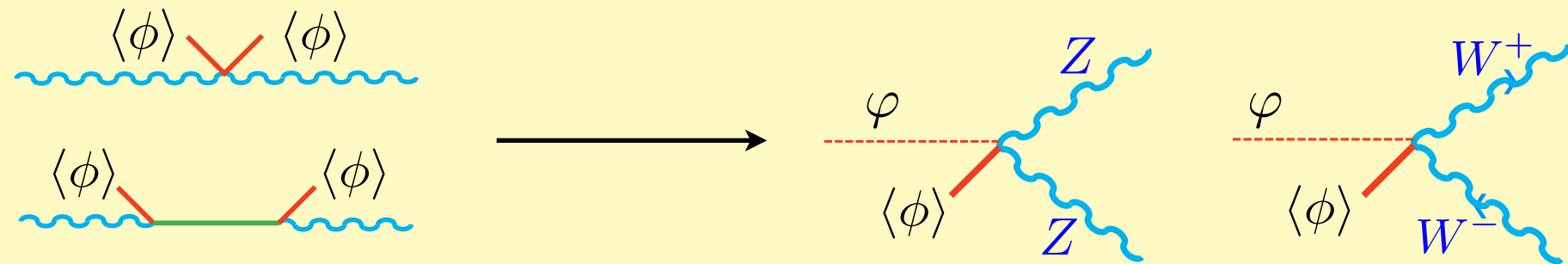


*Ce processus peut être affecté par la physique au delà du Modèle Standard*

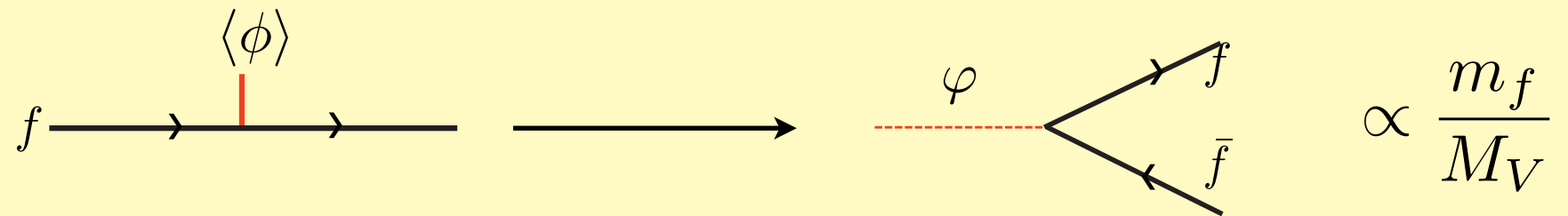
# 4. La découverte du boson scalaire

## La désintégration du boson scalaire

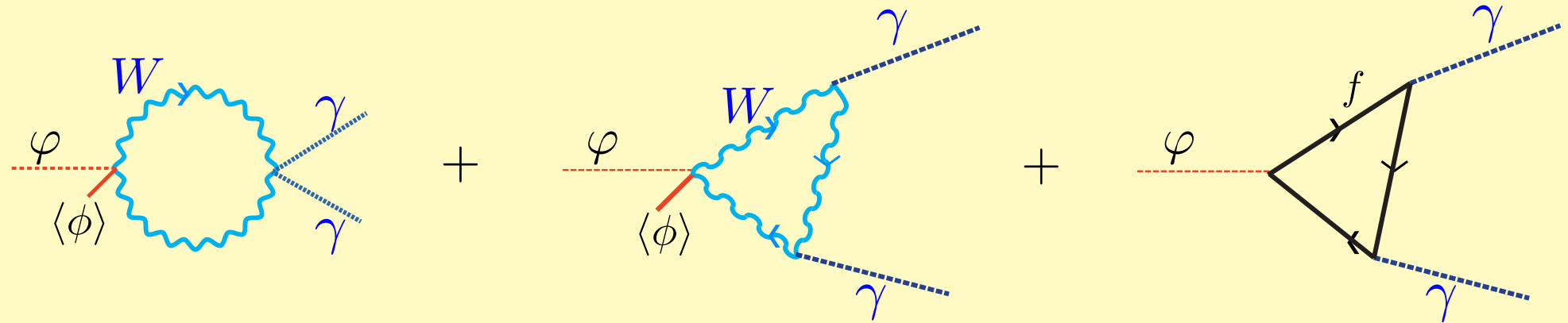
*bosons de jauge massifs*



*fermions massifs*



$\varphi \rightarrow \gamma\gamma$



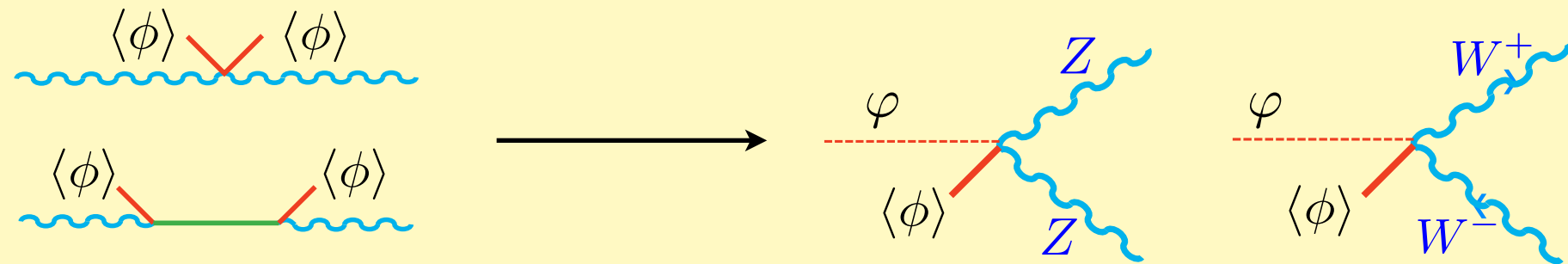
*Ce processus peut être affecté par la physique au delà du Modèle Standard*

$$H \rightarrow ZZ \quad H \rightarrow \gamma\gamma \quad H \rightarrow W^+W^- \quad H \rightarrow \tau\bar{\tau} \quad H \rightarrow b\bar{b} \quad \sigma/\sigma_{SM} = 0.88 \pm 0.21$$

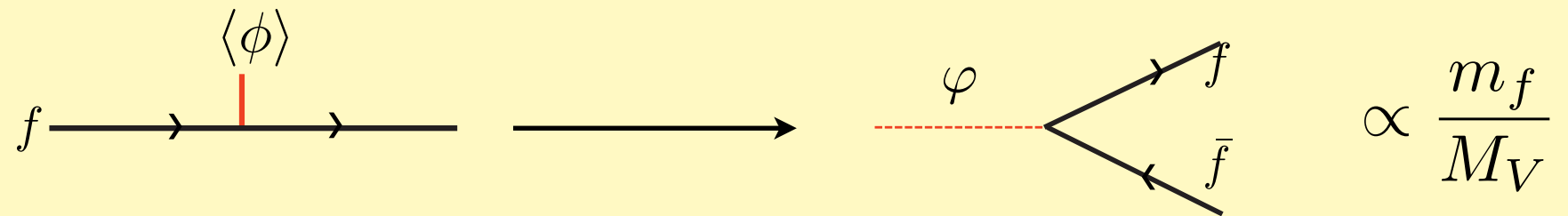
# 4. La découverte du boson scalaire

## La désintégration du boson scalaire

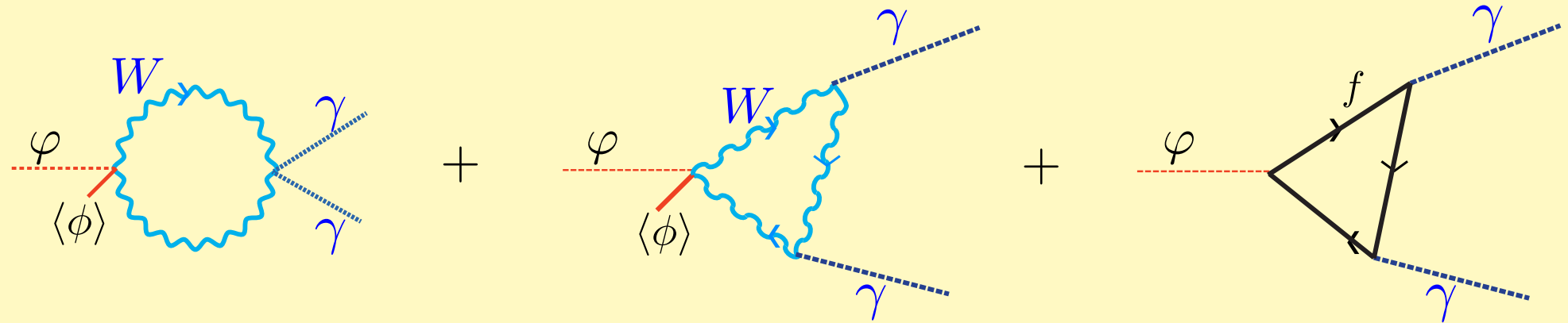
*bosons de jauge massifs*



*fermions massifs*



$\varphi \rightarrow \gamma\gamma$



*Ce processus peut être affecté par la physique au delà du Modèle Standard*

$$H \rightarrow ZZ \quad H \rightarrow \gamma\gamma \quad H \rightarrow W^+W^- \quad H \rightarrow \tau\bar{\tau} \quad H \rightarrow b\bar{b} \quad \sigma/\sigma_{SM} = 0.88 \pm 0.21$$

***Le boson scalaire semble être une particule élémentaire !!!***



	Article	Date de réception	Date de publication
<i>1</i>	F. Englert and R. Brout Phys. Rev. Letters <b>13</b> -[9] (1964) 321	26/06/1964	31/08/1964
<i>2</i>	P.W. Higgs Phys. Letters <b>12</b> (1964) 132	27/07/1964	15/09/1964
<i>3</i>	P.W. Higgs Phys. Rev. Letters <b>13</b> -[16] (1964) 508	31/08/1964	19/10/1964
<i>4</i>	G.S. Guralnik, C.R. Hagen and T.W.B. Kibble Phys. Rev. Letters <b>13</b> -[20] (1964) 585	12/10/1964	16/11/1964