

# UN BOSON NOMMÉ HIGGS

De la conception

À la découverte

Jean Iliopoulos

Collège de France, le 24 mai 2013

WWW

## ▶ Where

- ▶ **Where**

- ▶ **What**

- ▶ **Where**
- ▶ **What**
- ▶ **Why**





CMS: Joe Incandela

# Journée historique : 4 Juillet 2012



ATLAS: Fabiola Gianotti

Observation of a new particle consistent with a Higgs Boson (but which one...?)

Historic Milestone but only the beginning

Global Implications for the future



Englert, Higgs



- ▶ Une nouvelle particule. Et alors ?

- ▶ Une nouvelle particule. Et alors ?
- ▶ Ce n'est pas seulement une nouvelle particule

- ▶ Une nouvelle particule. Et alors ?
- ▶ Ce n'est pas seulement une nouvelle particule
- ▶ C'est une pièce centrale dans notre compréhension de la structure de la matière

- ▶ Une nouvelle particule. Et alors ?
- ▶ Ce n'est pas seulement une nouvelle particule
- ▶ C'est une pièce centrale dans notre compréhension de la structure de la matière
- ▶ Son existence fut prévue il y a presque quarante ans (1964)

- ▶ Une nouvelle particule. Et alors ?
- ▶ Ce n'est pas seulement une nouvelle particule
- ▶ C'est une pièce centrale dans notre compréhension de la structure de la matière
- ▶ Son existence fut prévue il y a presque quarante ans (1964)
- ▶ Elle serait à l'origine de la création des masses dans l'Univers

# Table des Matières

- Un problème de masse
- Un peu d'histoire
- Les étapes suivantes
- Comprenons-nous la physique ?

# Un problème de masse

ou, pourquoi nous ne sommes pas faits d'esprit pur !

# Un problème de masse

ou, pourquoi nous ne sommes pas faits d'esprit pur !

- ▶ La solution **naturelle** serait d'avoir  $m = 0$  pour toutes les particules élémentaires

# Un problème de masse

ou, pourquoi nous ne sommes pas faits d'esprit pur !

- ▶ La solution **naturelle** serait d'avoir  $m = 0$  pour toutes les particules élémentaires
- ▶ Pour les constituants de la matière  
Des fermions de spin égal à  $1/2$

# Un problème de masse

ou, pourquoi nous ne sommes pas faits d'esprit pur !

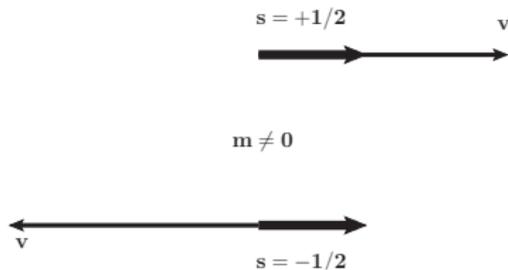
- ▶ La solution **naturelle** serait d'avoir  $m = 0$  pour toutes les particules élémentaires
- ▶ Pour les constituants de la matière  
Des fermions de spin égal à  $1/2$
- ▶ Pour les médiateurs des forces  
Des bosons de jauge

# Un problème de masse

ou, pourquoi nous ne sommes pas faits d'esprit pur !

## Pour les fermions à cause de la chiralité

Nous avons besoin des deux chiralités pour faire un fermion de masse  $m \neq 0$ .



# Un problème de masse

ou, pourquoi nous ne sommes pas faits d'esprit pur !

- ▶ Pour les bosons de jauge  $m = 0$  est une propriété géométrique

# Un problème de masse

ou, pourquoi nous ne sommes pas faits d'esprit pur !

- ▶ Pour les bosons de jauge  $m = 0$  est une propriété géométrique
- ▶ Imaginez une théorie des champs formulée sur un réseau.

$$\Psi(x) \Rightarrow \Psi_i \quad ; \quad \partial\Psi(x) \Rightarrow (\Psi_i - \Psi_{i+1})$$

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\theta}\Psi(x) \quad \Rightarrow \quad \Psi_i \rightarrow e^{i\theta}\Psi_i$$

# Un problème de masse

ou, pourquoi nous ne sommes pas faits d'esprit pur !

- ▶ Pour les bosons de jauge  $m = 0$  est une propriété géométrique

- ▶ Imaginez une théorie des champs formulée sur un réseau.

$$\Psi(x) \Rightarrow \Psi_i \quad ; \quad \partial\Psi(x) \Rightarrow (\Psi_i - \Psi_{i+1})$$

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\theta}\Psi(x) \Rightarrow \Psi_i \rightarrow e^{i\theta}\Psi_i$$

- ▶ Sous des transformations globales, *i.e.*  $\theta$  constant :

$$\bar{\Psi}_i\Psi_i \text{ ainsi que } \bar{\Psi}_i\Psi_{i+1} \text{ sont invariants}$$

# Un problème de masse

ou, pourquoi nous ne sommes pas faits d'esprit pur !

- ▶ Pour les bosons de jauge  $m = 0$  est une propriété géométrique

- ▶ Imaginez une théorie des champs formulée sur un réseau.

$$\Psi(x) \Rightarrow \Psi_i \quad ; \quad \partial\Psi(x) \Rightarrow (\Psi_i - \Psi_{i+1})$$

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\theta}\Psi(x) \Rightarrow \Psi_i \rightarrow e^{i\theta}\Psi_i$$

- ▶ Sous des transformations globales, *i.e.*  $\theta$  constant :

$$\bar{\Psi}_i\Psi_i \text{ ainsi que } \bar{\Psi}_i\Psi_{i+1} \text{ sont invariants}$$

- ▶ Pour des transformations de jauge, *i.e.*  $\theta(x) \Rightarrow \theta_i$ , le terme :

$$\bar{\Psi}_i\Psi_{i+1} \text{ se transforme en } e^{-i\theta_i}\bar{\Psi}_i\Psi_{i+1}e^{i\theta_{i+1}}$$

# Un problème de masse

ou, pourquoi nous ne sommes pas faits d'esprit pur !

- ▶ Nous avons besoin d'un champ pour *connecter* les points  $i$  et  $i + 1$ .

$U_{i,i+1}$  qui se transforme comme :  $U_{i,i+1} \rightarrow e^{i\theta_i} U_{i,i+1} e^{-i\theta_{i+1}}$

Le terme  $\bar{\Psi}_i U_{i,i+1} \Psi_{i+1}$  est maintenant invariant. À la limite de l'espace continu, le champ  $U$  devient le potentiel de jauge  $A$

# Un problème de masse

ou, pourquoi nous ne sommes pas faits d'esprit pur !

- ▶ Nous avons besoin d'un champ pour *connecter* les points  $i$  et  $i + 1$ .

$U_{i,i+1}$  qui se transforme comme :  $U_{i,i+1} \rightarrow e^{i\theta_i} U_{i,i+1} e^{-i\theta_{i+1}}$

Le terme  $\bar{\Psi}_i U_{i,i+1} \Psi_{i+1}$  est maintenant invariant. À la limite de l'espace continu, le champ  $U$  devient le potentiel de jauge  $A$

- ▶ Les champs de matière se trouvent sur les sites du réseau.

# Un problème de masse

ou, pourquoi nous ne sommes pas faits d'esprit pur !

- ▶ Nous avons besoin d'un champ pour *connecter* les points  $i$  et  $i + 1$ .

$U_{i,i+1}$  qui se transforme comme :  $U_{i,i+1} \rightarrow e^{i\theta_i} U_{i,i+1} e^{-i\theta_{i+1}}$

Le terme  $\bar{\Psi}_i U_{i,i+1} \Psi_{i+1}$  est maintenant invariant. À la limite de l'espace continu, le champ  $U$  devient le potentiel de jauge  $A$

- ▶ Les champs de matière se trouvent sur les sites du réseau.
- ▶ Les potentiels de jauge se trouvent sur les liens orientés.

# Un problème de masse

ou, pourquoi nous ne sommes pas faits d'esprit pur !

- ▶ Nous avons besoin d'un champ pour *connecter* les points  $i$  et  $i + 1$ .

$U_{i,i+1}$  qui se transforme comme :  $U_{i,i+1} \rightarrow e^{i\theta_i} U_{i,i+1} e^{-i\theta_{i+1}}$

Le terme  $\bar{\Psi}_i U_{i,i+1} \Psi_{i+1}$  est maintenant invariant. À la limite de l'espace continu, le champ  $U$  devient le potentiel de jauge  $A$

- ▶ Les champs de matière se trouvent sur les sites du réseau.
- ▶ Les potentiels de jauge se trouvent sur les liens orientés.
- ▶ Sur le réseau l'invariance de jauge établit un ordre de longue portée.

# Un problème de masse

ou, pourquoi nous ne sommes pas faits d'esprit pur !

- ▶ Nous avons besoin d'un champ pour *connecter* les points  $i$  et  $i + 1$ .

$U_{i,i+1}$  qui se transforme comme :  $U_{i,i+1} \rightarrow e^{i\theta_i} U_{i,i+1} e^{-i\theta_{i+1}}$

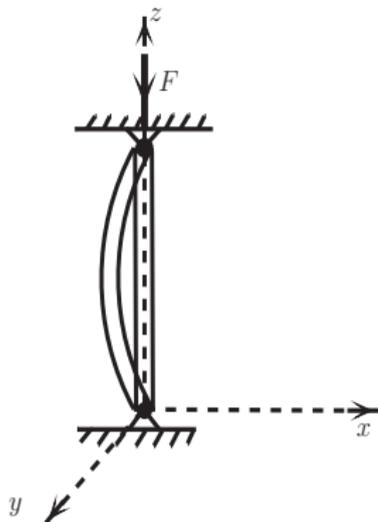
Le terme  $\bar{\Psi}_i U_{i,i+1} \Psi_{i+1}$  est maintenant invariant. À la limite de l'espace continu, le champ  $U$  devient le potentiel de jauge  $A$

- ▶ Les champs de matière se trouvent sur les sites du réseau.
- ▶ Les potentiels de jauge se trouvent sur les liens orientés.
- ▶ Sur le réseau l'invariance de jauge établit un ordre de longue portée.
- ▶ Les bosons de jauge ont  $m = 0$ .

# Un peu d'histoire

# Un peu d'histoire

- Brisure Spontanée d'une Symétrie (19e siècle ??)



$$IE \frac{d^4 X}{dz^4} + F \frac{d^2 X}{dz^2} = 0 \quad ; \quad IE \frac{d^4 Y}{dz^4} + F \frac{d^2 Y}{dz^2} = 0$$

$$X = X'' = Y = Y'' = 0 \text{ for } z = 0 \text{ and } z = l$$

Nous avons toujours une solution symétrique :  $X = Y = 0$

# Un peu d'histoire

- **Brisure Spontanée d'une Symétrie** (19e siècle ??)

- ▶ Pour  $F \geq F_{cr} = \frac{\pi^2 EI}{l^2}$  nous avons aussi des solutions asymétriques :

$$X = C \sin kz \quad ; \quad kl = n\pi \quad ; \quad n = 1, \dots \quad ; \quad k^2 = F/EI$$

Elles ont une énergie plus basse

# Un peu d'histoire

- **Brisure Spontanée d'une Symétrie** (19e siècle ??)

- ▶ Pour  $F \geq F_{cr} = \frac{\pi^2 EI}{l^2}$  nous avons aussi des solutions asymétriques :

$$X = C \sin kz \quad ; \quad kl = n\pi \quad ; \quad n = 1, \dots \quad ; \quad k^2 = F/EI$$

Elles ont une énergie plus basse

- ▶ Qu'est devenue la symétrie des équations ?

# Un peu d'histoire

- **Brisure Spontanée d'une Symétrie (19e siècle ??)**

- ▶ Pour  $F \geq F_{cr} = \frac{\pi^2 EI}{l^2}$  nous avons aussi des solutions asymétriques :

$$X = C \sin kz \quad ; \quad kl = n\pi \quad ; \quad n = 1, \dots \quad ; \quad k^2 = F/EI$$

Elles ont une énergie plus basse

- ▶ Qu'est devenue la symétrie des équations ?
- ▶ Nous avons une infinité d'états qui correspondent tous à l'énergie la plus basse.

# Un peu d'histoire

- **Un exemple de Mécanique Quantique**

- ▶ Un solide ferromagnétique = Un réseau de spins :  $\vec{S}_i$   
 $i = 1, 2, \dots, N$

Avec une interaction  $H = -J \sum \text{vec} S_i \cdot \vec{S}_{i+1}$ .  $J > 0$

# Un peu d'histoire

- **Un exemple de Mécanique Quantique**

- ▶ Un solide ferromagnétique = Un réseau de spins :  $\vec{S}_i$   
 $i = 1, 2, \dots, N$

Avec une interaction  $H = -J \sum \text{vec} S_i \cdot \vec{S}_{i+1}$ .  $J > 0$

- ▶ L'interaction favorise l'ordre ; l'agitation thermique le désordre.

# Un peu d'histoire

- **Un exemple de Mécanique Quantique**

- ▶ Un solide ferromagnétique = Un réseau de spins :  $\vec{S}_i$   
 $i = 1, 2, \dots, N$

Avec une interaction  $H = -J \sum \text{vec} S_i \cdot \vec{S}_{i+1}$ .  $J > 0$

- ▶ L'interaction favorise l'ordre ; l'agitation thermique le désordre.
- ▶ Pour  $T < T_c$  l'ordre gagne. Nous avons des corrélations à longue portée.

# Un peu d'histoire

- **Un exemple de Mécanique Quantique**

- ▶ Un solide ferromagnétique = Un réseau de spins :  $\vec{S}_i$   
 $i = 1, 2, \dots, N$

Avec une interaction  $H = -J \sum \text{vec} S_i \cdot \vec{S}_{i+1}$ .  $J > 0$

- ▶ L'interaction favorise l'ordre ; l'agitation thermique le désordre.
- ▶ Pour  $T < T_c$  l'ordre gagne. Nous avons des corrélations à longue portée.
- ▶ Pour la physique quantique nous avons des particules de masse nulle.

*Les particules de Goldstone*

# Un peu d'histoire

- Brisure Spontanée d'une Symétrie en présence d'une invariance locale.
  - ▶ Deux histoires parallèles

# Un peu d'histoire

- **Brisure Spontanée d'une Symétrie en présence d'une invariance locale.**
  - ▶ Deux histoires parallèles
  - ▶ La théorie de la supra-conductivité

# Un peu d'histoire

- **Brisure Spontanée d'une Symétrie en présence d'une invariance locale.**
  - ▶ Deux histoires parallèles
  - ▶ La théorie de la supra-conductivité
  - ▶ La théorie de Yang-Mills en physique des particules élémentaires

# Un peu d'histoire

- **Brisure Spontanée d'une Symétrie en présence d'une invariance locale.**
  - ▶ Deux histoires parallèles
  - ▶ La théorie de la supra-conductivité
  - ▶ La théorie de Yang-Mills en physique des particules élémentaires
  - ▶ Elles se sont développées indépendamment et, souvent, dans une incompréhension mutuelle.

# Brisure Spontanée en Supraconductivité

- ▶ L.D. Landau and B.L. Ginzburg **JETP 20 (1950) 1064**

$$\Delta \vec{A} = \dots\dots\dots + \frac{4\pi e^2}{mc^2} |\Psi|^2 \vec{A} \Rightarrow \vec{A}(x) \sim \vec{A}(0) e^{-x/\lambda}$$

*Note : Personne dans la liste qui suit ne cite ce papier.*

# Brisure Spontanée en Supraconductivité

- ▶ L.D. Landau and B.L. Ginzburg **JETP 20 (1950) 1064**

$$\Delta \vec{A} = \dots\dots + \frac{4\pi e^2}{mc^2} |\Psi|^2 \vec{A} \Rightarrow \vec{A}(x) \sim \vec{A}(0) e^{-x/\lambda}$$

*Note : Personne dans la liste qui suit ne cite ce papier.*

- ▶ Bardeen, Cooper and Schrieffer (BCS) **Phys. Rev. 108 (1957) 1175**

# Brisure Spontanée en Supraconductivité

- ▶ L.D. Landau and B.L. Ginzburg **JETP 20 (1950) 1064**

$$\Delta \vec{A} = \dots + \frac{4\pi e^2}{mc^2} |\Psi|^2 \vec{A} \Rightarrow \vec{A}(x) \sim \vec{A}(0) e^{-x/\lambda}$$

*Note : Personne dans la liste qui suit ne cite ce papier.*

- ▶ Bardeen, Cooper and Schrieffer (BCS) **Phys. Rev. 108 (1957) 1175**
- ▶ P.W. Anderson **Phys. Rev. 112 (1958) 1900 ; 110 (1958) 827**

“Random Phase Approximation in the Theory of Superconductivity”

BCS  $\Rightarrow$  Masse “gap”, + Ondes Longitudinales

De l'Abstract : “The theory.... is gauge invariant to an adequate degree throughout.”

# Brisure Spontanée en Supraconductivité

- ▶ P.W. Anderson *Phys. Rev.* **130** (1963) 439

“Plasmons, Gauge invariance and Mass”

Montre que BCS réalise le programme de Schwinger.

De l'Abstract : “Schwinger has pointed out that the Yang-Mills vector boson (*Il ne considère que le modèle Abélien*) .....does not necessarily have zero mass.....We show that the theory of plasma oscillations is a simple non-relativistic example exhibiting all of the features of Schwinger's idea.”

# Brisure Spontanée en Supraconductivité

- ▶ Yoichiro Nambu *Phys. Rev.* **117** (1959) 648

“Quasi-Particles and Gauge Invariance in the Theory of Superconductivity”

La théorie BCS dans l'approximation Hartree-Fock. Montre l'existence de solutions massives. Présente une discussion correcte de l'invariance de jauge.

Référence à Anderson.

# Brisure Spontanée en Supraconductivité

- ▶ Yoichiro Nambu *Phys. Rev.* **117** (1959) 648

“Quasi-Particles and Gauge Invariance in the Theory of Superconductivity”

La théorie BCS dans l'approximation Hartree-Fock. Montre l'existence de solutions massives. Présente une discussion correcte de l'invariance de jauge.

Référence à Anderson.

- ▶ J. Goldstone *Nuov. Cim.* **19** (1961) 154

“Field Theories with “Superconductor” Solutions.

Malgré la mention “Superconductor” dans le titre, l'article est, en fait, un exemple en Théorie des Champs du concept qui est connu sous le nom de “Théorème de Goldstone”.

# Brisure Spontanée de Symétrie en Physique des Particules Élémentaires. Symétrie Chirale.

- ▶ M. Gell-Mann and M. Lévy *Nuov. Cim.* **16** (1960) 605

The axial vector current in beta decay

Le modèle  $\sigma$ . L'aspect "Brisure Spontanée" n'est pas mentionné.

# Brisure Spontanée de Symétrie en Physique des Particules Élémentaires. Symétrie Chirale.

- ▶ M. Gell-Mann and M. Lévy *Nuov. Cim.* **16** (1960) 605

The axial vector current in beta decay

Le modèle  $\sigma$ . L'aspect "Brisure Spontanée" n'est pas mentionné.

- ▶ Yoichiro Nambu *Phys. Rev. Lett.* **4** (1960) 380

Axial vector current conservation in weak interactions

Le pion avec  $m_\pi = 0$ .

# Brisure Spontanée de Symétrie en Physique des Particules Élémentaires. Symétrie Chirale.

- ▶ Y. Nambu and G. Jona-Lasinio *Phys. Rev.* **122** (1961) 345

Dynamical Models of Elementary Particles based on an Analogy with Superconductivity.

# Brisure Spontanée de Symétrie en Physique des Particules Élémentaires. Symétrie Chirale.

- ▶ Y. Nambu and G. Jona-Lasinio *Phys. Rev.* **122** (1961) 345  
Dynamical Models of Elementary Particles based on an Analogy with Superconductivity.
- ▶ 1962-1970 : Current Algebras, Chiral Lagrangians, PCAC,....

# Brisure Spontanée de Symétrie en Physique des Particules Élémentaires. Théories de jauge.

- ▶ L'introduction des Théories de Yang-Mills a motivé les théoriciens à re-examiner la connexion entre l'invariance de jauge et la masse.

# Brisure Spontanée de Symétrie en Physique des Particules Élémentaires. Théories de jauge.

- ▶ L'introduction des Théories de Yang-Mills a motivé les théoriciens à re-examiner la connexion entre l'invariance de jauge et la masse.
- ▶ Julian Schwinger **Phys. Rev. 125 (1962) 397**

“Gauge Invariance and Mass”

$$\Pi_{\mu\nu}(q) = \Pi(q^2) \left( g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) \quad \Pi(0) \neq 0 \Rightarrow m \neq 0$$

# Brisure Spontanée de Symétrie en Physique des Particules Élémentaires. Théories de jauge.

- ▶ L'introduction des Théories de Yang-Mills a motivé les théoriciens à re-examiner la connexion entre l'invariance de jauge et la masse.

- ▶ Julian Schwinger **Phys. Rev. 125 (1962) 397**

“Gauge Invariance and Mass”

$$\Pi_{\mu\nu}(q) = \Pi(q^2) \left( g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) \quad \Pi(0) \neq 0 \Rightarrow m \neq 0$$

- ▶ Julian Schwinger **Phys. Rev. 128 (1962) 2425**

“Gauge Invariance and Mass II”

Le Modèle de Schwinger (QED à 2-d)

*Note : Aucune référence à la supra-conductivité*

# Brisure Spontanée de Symétrie en Physique des Particules Élémentaires. Théories de jauge.

- ▶ En fait, Schwinger avait compris cette connexion plus tôt.

Extrait du rapport de Feynman à la Conférence d'Aix-en-Provence, 14-20 Sept. 1961 :

“.....Since gauge invariance is usually believed to imply that the mass [of the gauge bosons] is zero, the first prediction of these theories ..... is disregarded. Schwinger pointed out to me however, that one can use gauge invariance to prove that the mass of the real photon is equal to zero, only if one assumes that in the complete dressed photon, there is a finite amplitude to find the undressed one.”

# Brisure Spontanée de Symétrie en Physique des Particules Élémentaires. Théories de jauge.

- ▶ En fait, Schwinger avait compris cette connexion plus tôt.

Extrait du rapport de Feynman à la Conférence d'Aix-en-Provence, 14-20 Sept. 1961 :

“.....Since gauge invariance is usually believed to imply that the mass [of the gauge bosons] is zero, the first prediction of these theories ..... is disregarded. Schwinger pointed out to me however, that one can use gauge invariance to prove that the mass of the real photon is equal to zero, only if one assumes that in the complete dressed photon, there is a finite amplitude to find the undressed one.”

- ▶ M. Lévy *Phys. Lett.* **7** (1963) 36 ; *Nucl. Phys.* **57** (1964) 152

QED non-locale, mais invariante de jauge, avec un photon massif.

# Brisure Spontanée de Symétrie en Physique des Particules Élémentaires. Théories de jauge.

- ▶ D'un coté le théorème de Goldstone : BSS  $\Rightarrow$  Une particule avec  $m = 0$

De l'autre le contre-exemple d'Anderson (non relativiste)

Peut-on trouver d'exemples relativistes ?

# Brisure Spontanée de Symétrie en Physique des Particules Élémentaires. Théories de jauge.

- ▶ D'un côté le théorème de Goldstone : BSS  $\Rightarrow$  Une particule avec  $m = 0$

De l'autre le contre-exemple d'Anderson (non relativiste)

Peut-on trouver d'exemples relativistes ?

- ▶ A. Klein and B.W. Lee [Phys. Rev. Lett. 12 \(1964\) 266](#)

Does Spontaneous Breakdown of Symmetry Imply Zero-Mass Particles ?

M. Baker, K. Johnson, B.W. Lee [Phys. Rev. 133 B \(1964\) 209](#)

Broken Symmetries and Zero-Mass Bosons

# Brisure Spontanée de Symétrie en Physique des Particules Élémentaires. Théories de jauge.

- ▶ W. Gilbert *Phys. Rev. Lett.* **12** (1964) 713

“Broken Symmetries and Massless Particles”

Un “Théorème” d'impossibilité. (A no-go Theorem)!!

$$\text{Sp. Sym. Br.} \Rightarrow \exists A \quad \langle 0|[Q, A]|0 \rangle \neq 0 \quad (1)$$

$$\mathcal{A}_\mu(k) = \int d^4x e^{ikx} \langle 0|[j_\mu(x), A(0)]|0 \rangle = k_\mu F(k^2) \quad (2)$$

par l'invariance de Lorentz et (1) :  $F(k^2) \neq 0$

$$\text{Mais } k^\mu \mathcal{A}_\mu = 0 \Rightarrow k^2 F(k^2) = 0 \quad F(k^2) \sim \delta(k^2) \Rightarrow$$

Une particule de masse nulle

Dans une théorie non-relativiste (2) n'est pas valable.

**Problème** : Trouver l'erreur !

# La solution

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

La solution, telle qu'on la connaît aujourd'hui, avec des champs scalaires.

Remarques sur la possibilité d'une brisure dynamique.

Théories Abéliennes et non-Abéliennes.

La motivation était centrée sur les interactions fortes.

Références à SSB (Nambu *et al*), Schwinger et Sakurai.

# La solution

- ▶ P. Higgs *Phys. Lett.* **12** (1964) 132

Contre-ex. à l'objection de Gilbert. QED dans la jauge de Coulomb.

Références à SSB, Klein+Lee et Gilbert

## La solution

- ▶ P. Higgs *Phys. Lett.* **12** (1964) 132

Contre-ex. à l'objection de Gilbert. QED dans la jauge de Coulomb.

Références à SSB, Klein+Lee et Gilbert

- ▶ P. Higgs *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 508

Exemple du modèle Abélien. Discussion du modèle  $SU(3)$  de Sakurai pour les interactions fortes.

Connexion entre les modes de Goldstone et les composantes longitudinales des bosons de jauge.

Connexion avec la supra-conductivité.

Références à Goldstone, Anderson, Brout+Englert, Sakurai.

## La solution

- ▶ G.S. Guralnik, C.R. Hagen and T.W.B. Kibble *Phys. Rev. Lett.* **13 (1964) 585**

Discussion détaillée du modèle Abélien. Comptage  $3=2+1$ .  
L'erreur de Gilbert.

Connexion un peu vague avec la supra-conductivité. Pas de références.

Références à Goldstone, Gilbert, Brout+Englert (déjà publié),  
Higgs (preprint)

## La solution

- ▶ G.S. Guralnik, C.R. Hagen and T.W.B. Kibble *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 585

Discussion détaillée du modèle Abélien. Comptage  $3=2+1$ .  
L'erreur de Gilbert.

Connexion un peu vague avec la supra-conductivité. Pas de références.

Références à Goldstone, Gilbert, Brout+Englert (déjà publié),  
Higgs (preprint)

- ▶ S. Weinberg *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264

**La synthèse** : Le mécanisme de Englert-Brout-Higgs appliqué  
aux interactions électro-faibles. Le même mécanisme donne la  
masse aux fermions.

## La suite

- ▶ Qu'est ce qui est brisé ?

## La suite

- ▶ **Qu'est ce qui est brisé ?**
- ▶ Dans l'espace continu l'invariance de jauge est brisée par le choix de la jauge.  $\Rightarrow$

Les conséquences de la symétrie s'expriment par l'invariance BRST. Elle n'est pas brisée.

## La suite

- ▶ **Qu'est ce qui est brisé ?**

- ▶ Dans l'espace continu l'invariance de jauge est brisée par le choix de la jauge.  $\Rightarrow$

Les conséquences de la symétrie s'expriment par l'invariance BRST. Elle n'est pas brisée.

- ▶ Dans une formulation sur réseau, la symétrie de jauge est exacte.  $\Rightarrow$

**Théorème d'Elitzur : Il n'existe pas de paramètre d'ordre local pour une théorie de jauge dans laquelle les champs prennent des valeurs dans un groupe compact.**

## Les étapes suivantes

- ▶ Étudier ses propriétés. Mesurer un max. de rapports de branchement.

$$\Gamma_{b\bar{b}} \quad \Gamma_{\tau^+\tau^-}, \dots$$

## Les étapes suivantes

- ▶ Étudier ses propriétés. Mesurer un max. de rapports de branchement.

$$\Gamma_{b\bar{b}} \quad \Gamma_{\tau^+\tau^-}, \dots$$

- ▶ Combien sont-ils ?

## Les étapes suivantes

- ▶ Étudier ses propriétés. Mesurer un max. de rapports de branchement.

$$\Gamma_{b\bar{b}} \quad \Gamma_{\tau^+\tau^-}, \dots$$

- ▶ Combien sont-ils ?
- ▶ Élémentaires ou Composites ?

Pas d'interaction forte visible à 100 GeV  $\Rightarrow$   
Élémentaire ??

## Les étapes suivantes

- ▶ Étudier ses propriétés. Mesurer un max. de rapports de branchement.

$$\Gamma_{b\bar{b}} \quad \Gamma_{\tau^+\tau^-}, \dots$$

- ▶ Combien sont-ils ?
- ▶ Élémentaires ou Composites ?

Pas d'interaction forte visible à 100 GeV  $\Rightarrow$   
Élémentaire ??

- ▶ Besoin d'un collisionneur  $e^+e^-$  ??

# Comprenons-nous la physique ?

## *Landau-Ginsburg vs BCS*

- ▶ Les théories de jauge ont changé notre façon de voir la physique : C'est la symétrie qui détermine les interactions.

# Comprenons-nous la physique ?

## *Landau-Ginsburg vs BCS*

- ▶ Les théories de jauge ont changé notre façon de voir la physique : C'est la symétrie qui détermine les interactions.
- ▶ Les théories de jauge semblent contenir deux “mondes” indépendants :

Les bosons de jauge, objets géométriques

Les fermions, composantes de matière

# Comprenons-nous la physique ?

## *Landau-Ginsburg vs BCS*

- ▶ Les théories de jauge ont changé notre façon de voir la physique : C'est la symétrie qui détermine les interactions.
- ▶ Les théories de jauge semblent contenir deux "mondes" indépendants :
  - Les bosons de jauge, objets géométriques
  - Les fermions, composantes de matière
- ▶ Y a-t-il un troisième, le "monde du Higgs" ??

# Comprenons-nous la physique ?

## *Landau-Ginsburg vs BCS*

- ▶ Les théories de jauge ont changé notre façon de voir la physique : C'est la symétrie qui détermine les interactions.

- ▶ Les théories de jauge semblent contenir deux “mondes” indépendants :

Les bosons de jauge, objets géométriques

Les fermions, composantes de matière

- ▶ Y a-t-il un troisième, le “monde du Higgs” ??
- ▶ Les masses des scalaires sont instables

# Comprenons-nous la physique ?

*Réponses possibles :*

- ▶ Pas de scalaire élémentaire

Peu probable

# Comprenons-nous la physique ?

*Réponses possibles :*

- ▶ Pas de scalaire élémentaire

Peu probable

- ▶ Supersymétrie. Les scalaires “naturels”

Où et comment est-elle brisée ?

# Comprenons-nous la physique ?

## *Réponses possibles :*

- ▶ Pas de scalaire élémentaire

Peu probable

- ▶ Supersymétrie. Les scalaires “naturels”

Où et comment est-elle brisée ?

- ▶ Les scalaires sont-ils aussi des objets géométriques ?

# Comprenons-nous la physique ?

*Réponses possibles :*

- ▶ Les transformations de jauge sont :

*Des difféomorphismes dans l'espace-temps*

*Des transformations de symétrie interne*

# Comprenons-nous la physique ?

*Réponses possibles :*

- ▶ Les transformations de jauge sont :

*Des difféomorphismes dans l'espace-temps*

*Des transformations de symétrie interne*

- ▶ Mais les transformations de symétrie interne sont locales seulement dans l'espace-temps.

L'espace interne ne participe pas à la dynamique

Comprenons-nous la physique ?

*Réponses possibles :*

- ▶ Kaluza-Klein ?

# Comprenons-nous la physique ?

*Réponses possibles :*

- ▶ Kaluza-Klein ?
- ▶ Y a-t-il un espace dans lequel **toutes** les transformations agissent comme des difféomorphismes ?

# Comprenons-nous la physique ?

*Réponses possibles :*

- ▶ Kaluza-Klein ?
- ▶ Y a-t-il un espace dans lequel **toutes** les transformations agissent comme des difféomorphismes ?
- ▶ Oui, mais c'est un espace à géométrie non-commutative !

## Conclusions

- ▶ C'EST TROP TÔT

- ▶ C'EST TROP TÔT
- ▶ **Les vraies découvertes ne marquent pas une fin mais un début**