

Idea of a measurement of the fluctuation of the speed of light

Hugon Christophe,
INFN Genova

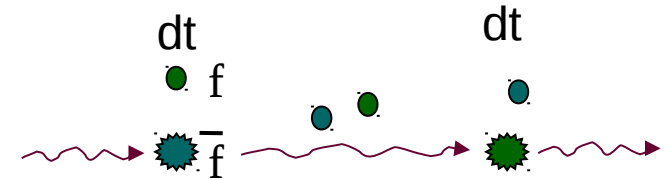
Idea inspired by the **Fluctuations of the Light velOcity
WhatEver the Reason** (FLOWER) project

DOI: 10.1140/epjd/e2013-30578-7

*François Couchot, Xavier Sarazin, Marcel Urban
LAL*

Fast abstract of the idea toy models

- The vacuum is full of virtual particles (fermion pairs)
 - The vacuum generates a polarization and a magnetic moment
- The photon interacts point to point with those fermions
 - captured with a time linked to the pair lifetime/energy
 - The capture model is based on the Thompson Scattering



- Between the pairs, it is the **proper vacuum**
 - No metric (space time)
 - The photon propagate instantaneously between the pairs
 - dt correspond to the virtual particles lifetime

The parameters μ_0 , ϵ_0 and c are linked to the mean pair energy

The photon diffusion is discrete

EPJ 67(58)3
10.1140/epjd/e2013-30578-

Other theories give a fluctuation of the photon propagation time

Expectation of this theory is **$0.05 \text{ fs.m}^{-1/2}$**

Fast abstract of the idea

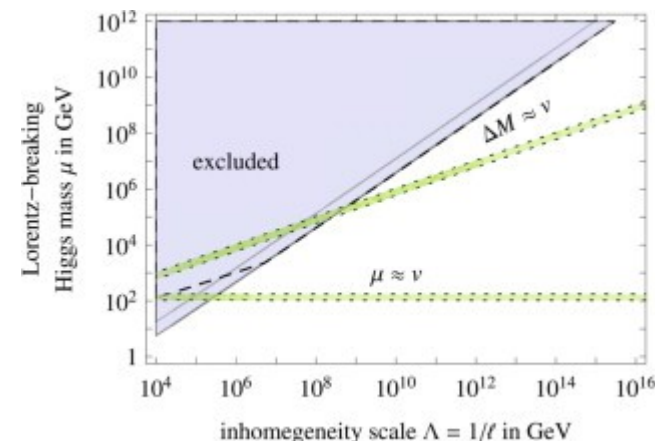
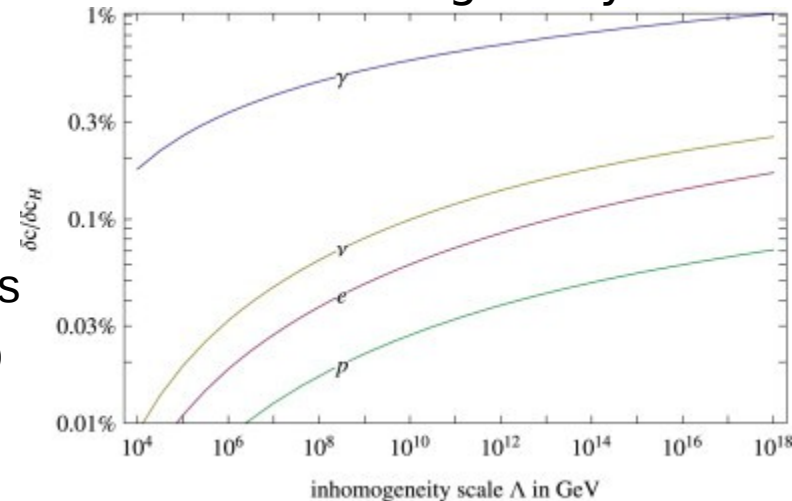
Field theory extension

- The sector responsible for the electroweak symmetry breaking still leaves open theoretical questions and is experimentally unknown
 - Spontaneous gauge symmetry breaking
- The Higgs Lagrangien offer two mass components
 \Rightarrow Lorentz violation: Space inhomogeneity due to the difference of the masses of the two components.
 - The fermions AND the photons undergoes to a speed spreading

**The Higgs mass give a first limit
 A coupling with the speed of the neutrinos (OPERA)
 can validate or invalidate this theory**

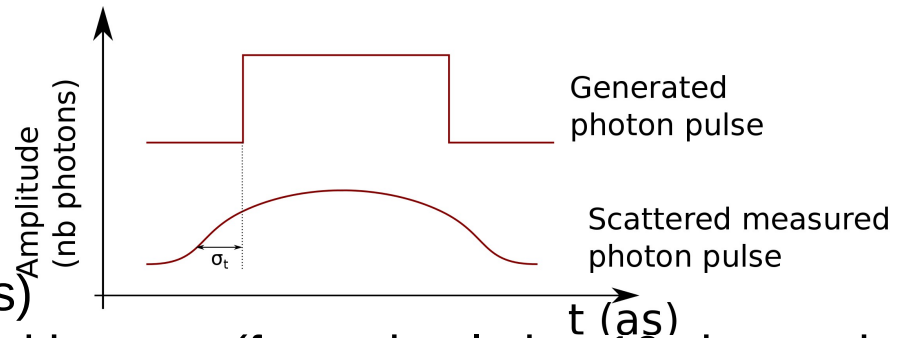
Time spread expectation from this theory
 have to be calculated

Λ =inhomogeneity scale



Experimental possibilities

- Cosmological source of photons
 - GRB ($\sigma \sim \text{ms}$)
 - Millisecond Pulsars ($\sigma \sim \mu\text{s}$)
 - To moon laser ($\sigma \sim \text{ps}$)



- Laboratories

- Attosecond XUV pulses ($\sigma \sim \text{fs}$)
 - Seems to be the most sensitive way (from simulation 10x better than the GRB measurement)
 - Need a detection sensibility to the order of 100 as
 - Ion spectrometer allow to characterize the pulse
 - An interferometer allow to measure the wave packet spreading
 - Systematic control thanks distances and vacuum quality
- Femtosecond IR laser

Currently under studies in France

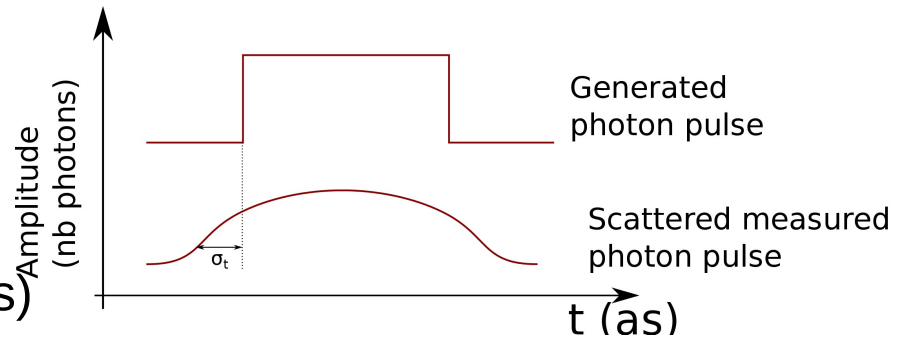
Experimental possibilities

- Cosmological source of photons

- GRB ($\sigma \sim \text{ms}$)
- Millisecond Pulsars ($\sigma \sim \mu\text{s}$)
- To moon laser ($\sigma \sim \text{ps}$)

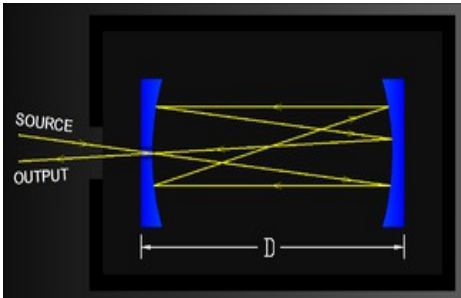
- Laboratories

- Attosecond XUV pulses ($\sigma \sim \text{fs}$)
- Femtosecond IR laser
 - A bit less sensitive, but much more reachable
 - 50 fs laser is buyable at commerce
 - Optical challenge
 - Herriott cell to reach the km scale
 - Non linear crystal to measure the time distribution



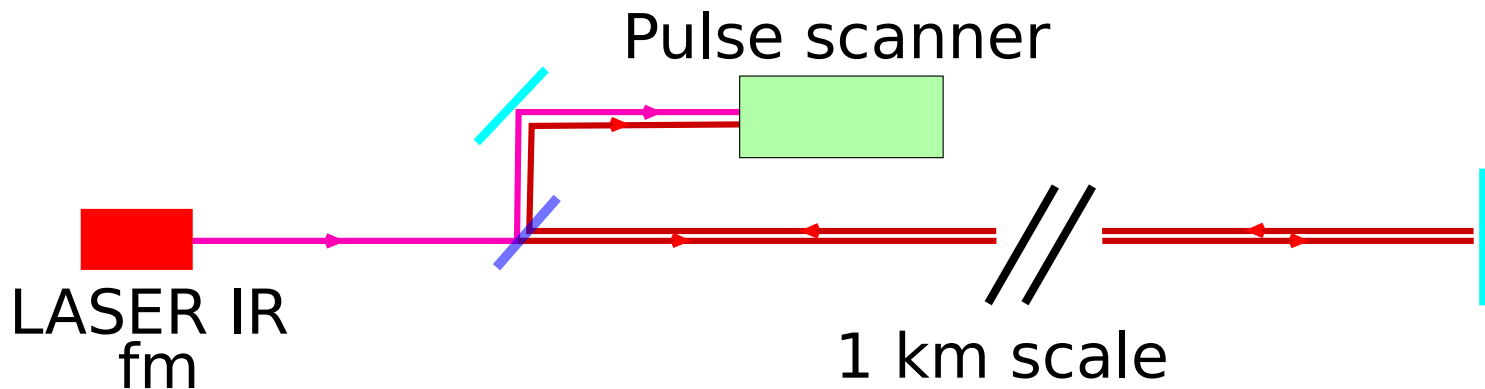
Feasible in
Italy **VIRGO?**

The proposal



Few preliminary details on the experiment setup

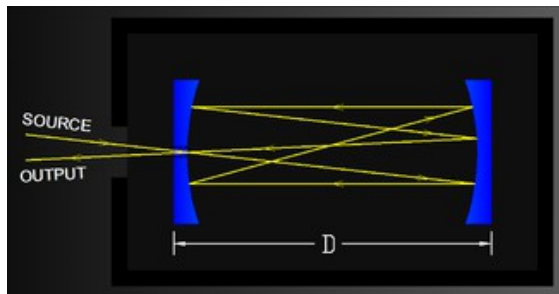
- Separate the IR LASER in two beam
 - One goes directly to the scanner
 - The second one does a km scale path, then goes to the scanner
- The both beams are measured by the same scanner



The km scale path

2 solutions

- The cells
 - Herriott or white



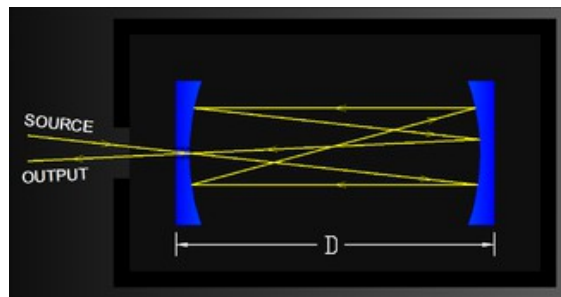
- A km scale tunnel



The km scale path

2 solutions

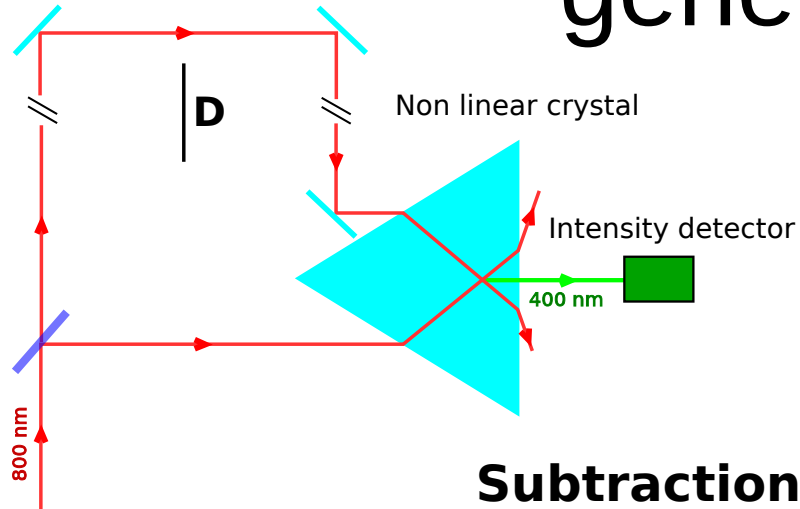
- The cells
 - Herriott or white
- Stable
- Feasibility done in France
- A km scale tunnel
- Already exist in Italy
- LASER and measurement experience



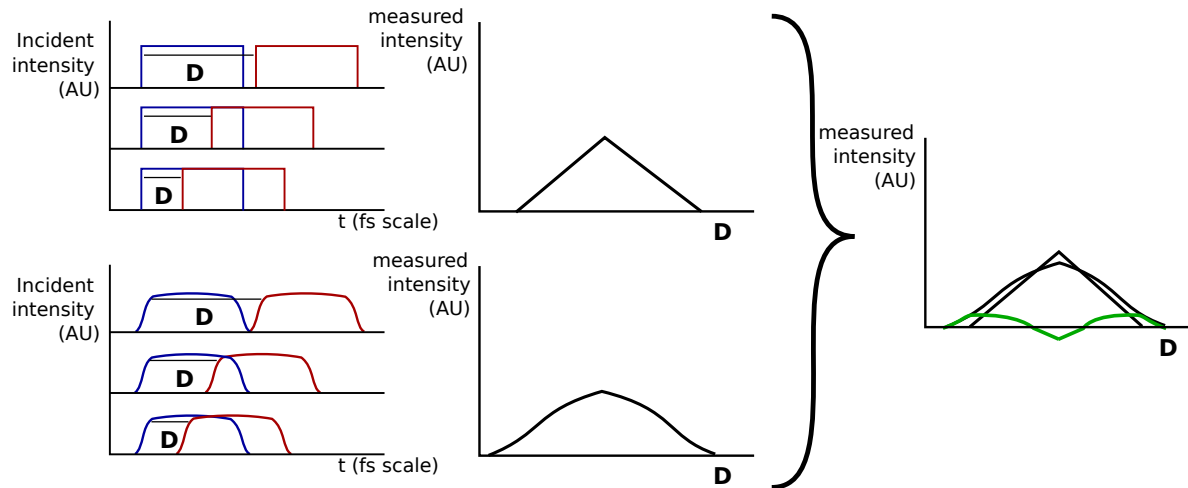
Applied Optics 46 (22): 5408–5418



Sanning method: Second-harmonic generation



- Scanning using non linear crystal: Second-harmonic generation



Sanning method: Other

- A lot of other methods exist, and some exist in commerce
 - Using the second harmonic
 - FROG setup
 - Ultrashort Pulse Characterisation Using an Acousto-Optic Bulk Pulse Shaper

Sanning method: Second-harmonic generation
Newport experience solutions

Seth Lucien Cousin Master in Photonics
<http://upcommons.upc.edu/pfc/bitstream/2099.1/10186/1/MSc%20Memory.pdf>

•
.....

Conclusions

- The vacuum is still pretty unknown, so fascinating and full of potential
- This kind of theory can reduce the number of parameters
- This kind of measurement is still rare, this field is unexplored
- This kind of experiments needs limited mean, with a high potential
- The current limit is done by GRBs analysis and is $< 0.3 \text{ fs.m}^{-1/2}$
- This experiment will crosscheck the french one

Even if this theory is not right, the fluctuation of the speed of light can come from various phenomenon and is nowadays unmeasured!

Perspectives

- Propagation in the matter ?
 - Contribution of the matter particles
 - Can be even harder to measure, or easier (more parameters)
- Quid of other particles (neutrino) ?
 - Interface with other fields
 - Neutrino measurement with km3net, opera, K2K...

Backup

Based on X. Sarazin work
(mostly in french)

FLOWER

Fluctuations of the Light velocity Whatever the Reason

François Couchot, Xavier Sarazin, Marcel Urban

*Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire
Université Paris-Sud 11, CNRS/IN2P3*



Plan de l'exposé

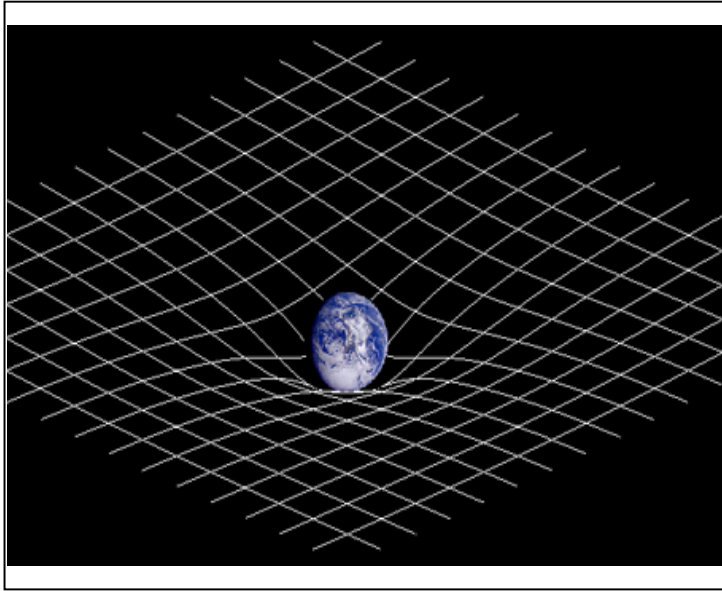
- FLOWER : regarder différemment le vide
- 1^{ère} étape : chercher une origine « quantique » aux propriétés électro-magnétiques du vide
 - ✓ ϵ_0 et μ_0 proviennent de la polarisation et magnétisation de paires de fermions éphémères dans le vide
 - ✓ La propagation d'un photon réel dans le vide est une succession d'interactions avec ces paires, conduisant à une vitesse finie de la lumière
 - ✓ Processus statistique
 - ⇒ fluctuation du temps de transit du photon dans le vide $\sigma_t \approx 50 \text{ as.m}^{-1/2}$
- Proposition de manips pour tester ces idées
 - ✓ *FLOWER*: Mesurer les fluctuations de c
 - ✓ *Light-Sabre*: Mesurer un « rebond » d'un pulse laser sonde sur des pulses PW

Le Vide...



- Au Moyen-Age:
 - Eglise*: Le Vide n'existe pas car Dieu est partout
 - Horror vacui*: Le Vide est l'Autre de Dieu,
Donc le vide est le Néant
- Torricelli: Expérience du baromètre à Mercure
 - ⇒ 1^{ère} observation du vide. Il est transparent !
- Pascal (1651): 1^{er} traité du vide
- Guericke (1654): 1^{ère} pompe à air et expérience des hémisphère
 - ⇒ On découvre que le vide est très puissant !
- Newton: Découverte d'une force agissant à distance
 - ⇒ hypothèse de l'éther comme support
- L'électromagnétisme et la polarisation transverse
 - ⇒ Ether lumineux immobile
- Expérience de Michelson-Morley
 - ⇒ On ne comprend plus grand-chose...

Le Vide géométrique...



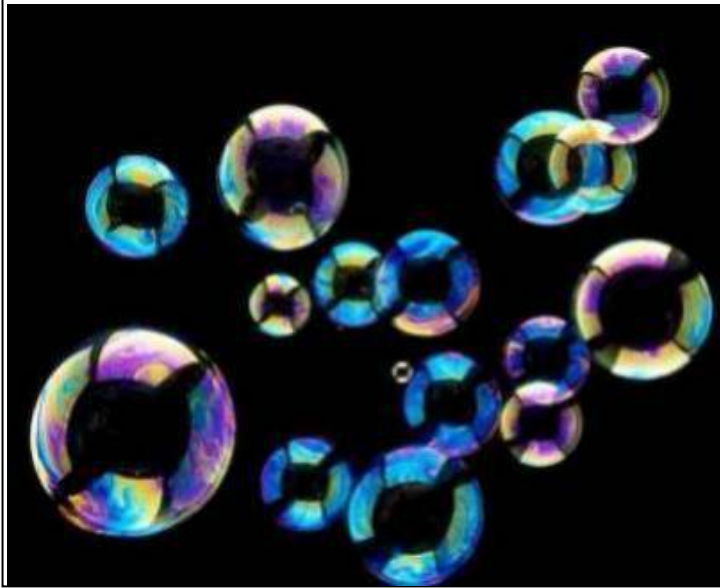
...en Relativité Générale

- L'espace vide n'est physiquement ni homogène ni isotrope
- La métrique de l'espace-temps (g_{mn}) est modifiée par la matière (ou énergie) qui se trouve au voisinage (Tenseur énergie-impulsion)

« D'après la théorie de la relativité générale, **l'espace est doué de propriétés physiques**; dans ce sens, par conséquent un éther existe. [...] **Cependant la notion de mouvement ne doit pas lui être appliquée.** »

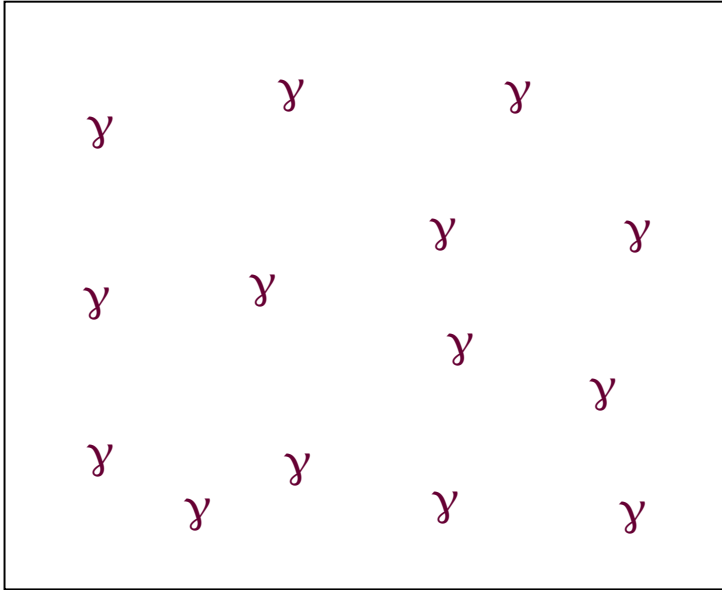
« L'éther et la théorie de la Relativité Générale »,
A. Einstein, Conférence Univ. de Leyde, 5 mai 1920
Trad. M. Solovine, Ed. Gauthier-Villars (1921)

Le Vide quantique...

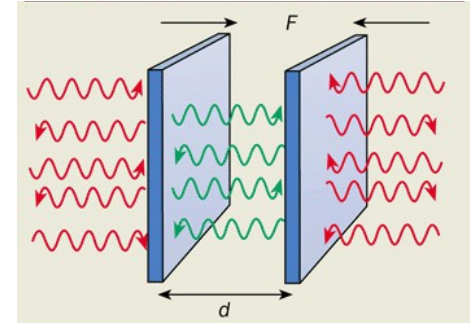
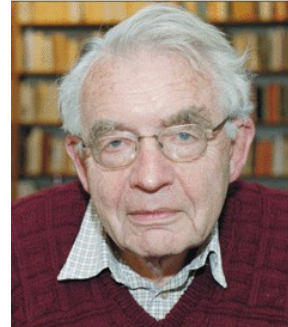


- Vide = état d'énergie minimal des champs quantiques
- Fluctuations liées au principe d'incertitude
- Création/annihilation de paires particules/antiparticules

Le Vide quantique... Effet Casimir



...rempli de photons

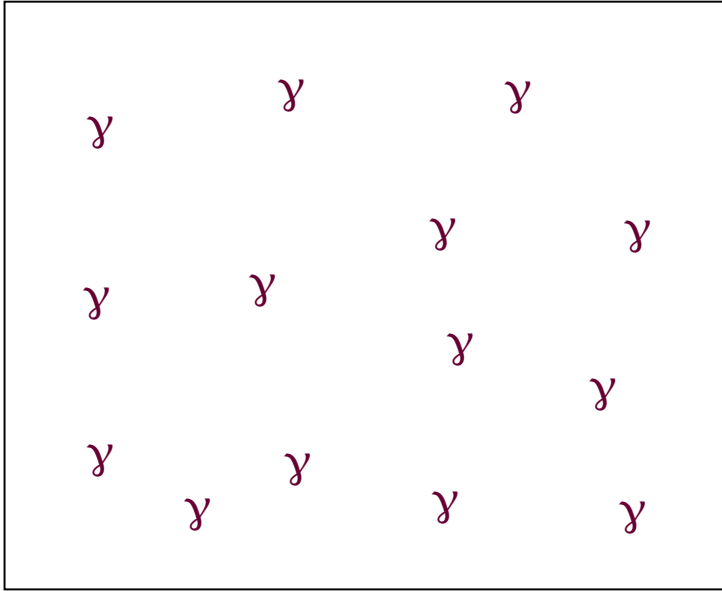


Force de Casimir produite par la différence de pression des photons du vide

Les mesures les plus précises sont faites en utilisant une sphère proche d'une plaque

*R.S. Decca, D. Lopez, E. Fischbach et al,
Phys. Rev. **D75** (2007) 077101*

Le Vide quantique... **Modification du taux d'émission spontanée**



➤ Emission spontanée = émission stimulée
par un photon du vide

➤ Observation d'une augmentation ou
réduction du taux d'émission spontanée
lorsque le vide est modifié !

D. Kleppner, Phys. Rev. Lett. 47, 233 (1981)

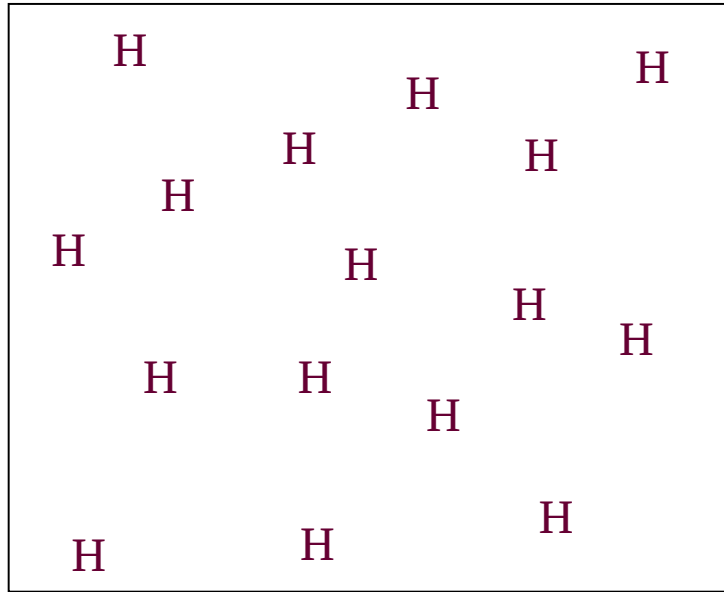
P. Goy, S. Haroche et al. Phys. Rev. Lett. 50, 1903 (1983)

R. G. Hulet, D. Kleppner et al., Phys. Rev. Lett. 55, 2137 (1985)

...rempli de photons

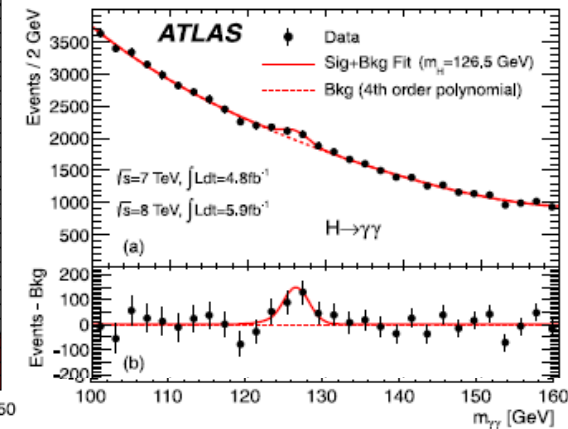
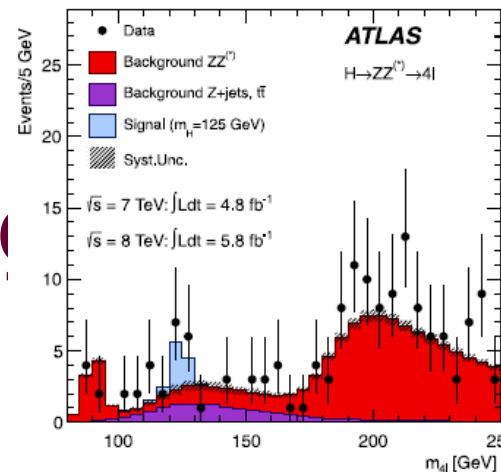
Le Vide quantique

Mécanisme de Englert-Higgs-Hagen-Guralnik-Kibble



...rempli de Higgs
⇒ masses

Découverte du Higgs au



ATLAS Collaboration / Physics Letters B 716 (2012) 1–29

Le Vide de FLOWER

Le Vide quantique.



Vide rempli de paires fermion-antifermion éphémères, de temps de vie

$$\tau = \frac{\hbar}{2} \times \frac{1}{\text{Energie empruntée au vide}}$$

➔ $\begin{cases} \epsilon_0: \text{polarisation des paires} \\ \mu_0: \text{magnétisation des paires} \end{cases}$

Propagation d'un photon réel dans ce vide:
Succession de captures par les paires éphémères
⇒ vitesse finie du photon dans le vide
= fluctuations statistiques du temps de transit d'un photon

...rempli de fermions ?

⇒ ϵ_0, μ_0, C

Trois définitions distinctes de la vitesse de la lumière

➤ C_{rel} : vitesse maximale définie en relativité restreinte $\Rightarrow E_{rest} = mc_{rel}^2$

➤ C_{phase} : vitesse de phase de l'onde E.M. $\Rightarrow c_{phase} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$

➤ C_{group} : vitesse de groupe du photon $\Rightarrow c_{group} = \frac{L_{propag}}{T_{propag}}$

A priori, on a (en moyenne) : $c_{rel} = c_{phase} = c_{group}$

Le vide de FLOWER

Version 1: “Toy Model”

Le vide est rempli continuellement de paires **éphémères** de fermions (f, \bar{f})

➤ Energie moyenne de la paire $W_f = K_W 2 E_{rest} = K_W 2 m_f c_{rel}^2$

➤ Durée de vie de la paire $\tau_f = \frac{\hbar}{2W_f} = \frac{1}{K_W} \frac{\hbar}{4m_f c_{rel}^2}$

➤ Charge électrique, couleur, moment cinétique total nuls
mais moments dipolaires électriques et magnétiques non nuls

➤ Tous les fermions chargés: leptons et quarks

➤ Densité de la paire (liée au principe d'exclusion)

$$N_f \approx \frac{1}{\Delta x^3} \approx \left(\frac{2\pi \hbar}{\Delta p} \right)^3 \approx \left(\frac{\sqrt{K_W^2 - 1}}{\lambda_{C_f}} \right)^3$$

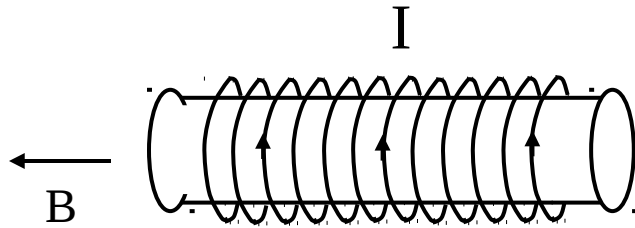
➤ Distance entre le fermion et l'antifermion de la paire

$$\delta_f = \lambda_{C_f}$$

K_W est le seul paramètre libre de ce modèle

$$\mu_0$$

Perméabilité du vide μ_0



$$B = \mu_0 \times (nI + M)$$

M = magnétisation de la matière

Si la matière est retirée: $B = \mu_0 nI \neq 0 !!!$

Le vide “*macroscopique*” apparaît paramagnétique

Dans notre modèle du vide: μ_0 provient de la magnétisation des paires virtuelles

➤ On suppose que le moment cinétique total de la paire est nul

⇒ spins (fermion, antifermion) = $\uparrow\downarrow$ ou $\downarrow\uparrow$

➤ Mais charges opposées ⇒ la paire possède un moment magnétique = 2 magneton Bohr:

$$2\mu_f = \frac{2eQ_f\hbar}{2m_f}$$

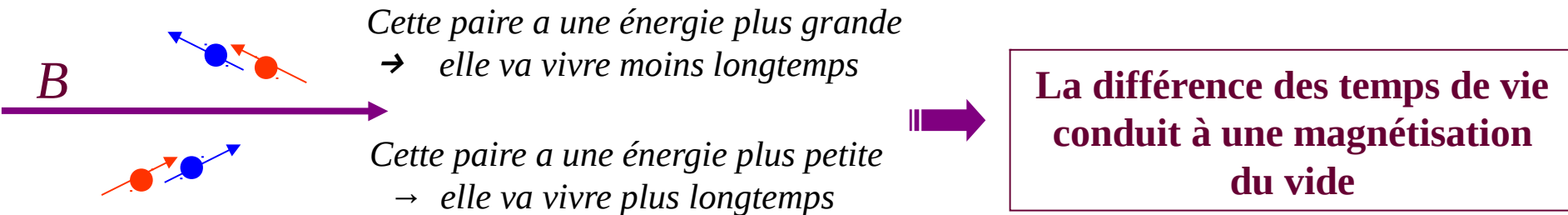
➤ On applique un champ magnétique B

⇒ Le moment magnétique de la paire s’aligne, le temps de sa durée de vie τ_f

- La durée de vie τ de la paire dépend de son énergie de couplage avec le champ B :

$$\tau_f(\theta) = \frac{\hbar/2}{W_f + W_{\text{coupling}}}$$

$$W_{\text{coupling}} = -2\mu_f B \cos \theta \tau_f(\theta) \quad \Rightarrow \quad \tau_f(\theta) = \frac{\hbar/2}{W_f - 2\mu_f B \cos \theta}$$



➤ En moyennant sur θ $\Rightarrow \langle \mathcal{M}_i \rangle = \frac{\int_0^\pi 2\mu_i \cos \theta \tau_i(\theta) 2\pi \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi \tau_i(\theta) 2\pi \sin \theta d\theta} \simeq \frac{4\mu_i^2}{3W_i} B.$

➤ Les fermions $f\bar{f}$ donnent une densité de polarisation : $M_i = 2N_i \langle \mathcal{M}_i \rangle$

➤ En sommant sur l'ensemble des fermions (3 familles)

$$\frac{1}{\tilde{\mu}_0} = \sum_i \frac{M_f}{B} = c_{\text{rel}}^2 e^2 \sum \frac{2N_f Q_f^2 \lambda_{Cf}^2}{3W_f}$$

$$\left. \begin{aligned} W_f &= K_W 2m_f c_{rel}^2 \\ N_f &= \left(\frac{\sqrt{K_W^2 - 1}}{\lambda_{C_f}} \right)^3 \\ \lambda_f &= h / (m_f c_{rel}) \end{aligned} \right\} \Rightarrow \boxed{\tilde{\mu}_0 = \frac{K_W}{\left(\sqrt{K_W^2 - 1} \right)^3} \times \frac{24 \pi^3 \hbar}{c_{rel} e^2 \sum_f Q_f^2}}$$

Les fermions $f f$ sont les 3 leptons chargés et les 6 quarks dans leurs trois états de couleur, soit $3+6 \times 3 = 21$ types de fermions.

$$\Rightarrow \sum_f Q_f^2 = e^2 \times \left(3 \times 1 + 3 \times 3 \times \left(\frac{4}{9} + \frac{1}{9} \right) \right) = 8 e^2$$

$$\Rightarrow \boxed{\tilde{\mu}_0 = \frac{K_W}{\left(\sqrt{K_W^2 - 1} \right)^3} \times \frac{3 \pi^3 \hbar}{c_{rel} e^2}}$$

$$\tilde{\mu}_0 = \mu_0 = 4 \pi \cdot 10^{-7} N \cdot A^{-2} \Rightarrow \boxed{\frac{\left(\sqrt{K_W^2 - 1} \right)^3}{K_W} = \frac{3 \pi^2}{4 \alpha}} \Rightarrow \boxed{K_W \approx 32}$$

Les paires ont une énergie moyenne qui est 32 fois leur énergie au repos ($2mc^2$)

Petite parenthèse : Pourquoi $K_W \sim 32$?

$K_W \sim 32$ proche de la valeur attendue si le spectre en énergie des paires $f\bar{f}$ est $p(E) = \frac{1}{E^2}$

$$\langle E_f \rangle = \frac{\int_{2mc^2}^{E_{Planck}} E \cdot p(E) \cdot dE}{\int_{2mc^2}^{E_{Planck}} p(E) \cdot dE} = \frac{\int_{2mc^2}^{E_{Planck}} \frac{dE}{E}}{\int_{2mc^2}^{E_{Planck}} \frac{dE}{E^2}} \ln \left(\frac{E_{Planck}}{2m_f c^2} \right) 2m_f c^2$$



$$\begin{cases} K_W \sim 51 \text{ pour les } e^+e^- \\ K_W \sim 43 \text{ pour les } t\bar{t} \end{cases}$$

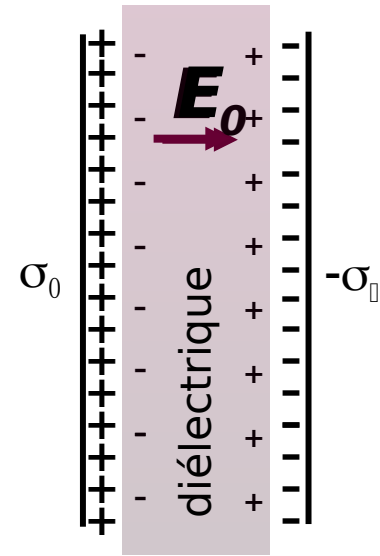


Pourquoi $p(E) = \frac{1}{E^2}$?

\mathcal{E}

\mathcal{O}

Permittivité du vide ϵ_0



- Dans un condensateur plan, les densités de charge $\pm\sigma_0$ sur les armatures créent un champ $E_0 = \sigma_0 / \epsilon_0$.

- Si on place un diélectrique entre les armatures, il se polarise :

$$P = \chi \epsilon_0 E = \epsilon_r E$$

- Cette polarisation crée des charges liées au diélectrique sur les faces proches des armatures σ qui compensent en partie l'effet des charges libres. Le champ est la somme des contributions des deux types de charges :

$$E = (\sigma + \sigma_0) / \epsilon_0 = -\chi E + \sigma_0 / \epsilon_0 . \quad \text{D'où } E = \sigma_0 / (1 + \chi) \epsilon_0$$

- On définit partout: $D = \epsilon_0 E + P = \epsilon E$.
 - D se calcule à partir des densités de charges libres.
 - Dans le vide, il reste $D = \epsilon_0 E$ qui peut être notée P_0 , c'est la polarisation électrique du vide.

ε_0 provient de la polarisation des paires $f\bar{f}$ du vide

Le mécanisme est similaire à μ_0

- On suppose que les fermions des paires sont séparés en moyenne de leur longueur d'onde Compton

$$\delta_i = \lambda_i$$

- Cela donne aux paires un moment dipolaire électrique moyen égal à :

$$d_i = Q_i e \delta_i = Q_i e \lambda_i$$

- Les paires sont polarisées uniquement durant leur durée de vie τ

- τ dépend de l'énergie de couplage de la paire avec le champ E

$$\tau_i(\theta) = \frac{\hbar/2}{W_i - d_i E \cos \theta}$$

- τ est plus grand lorsque la paire est alignée avec E \Rightarrow **POLARISATION**

En moyennant sur θ
 En sommant sur l'ensemble des fermions (3 familles) $\Rightarrow \tilde{\epsilon}_0 = e^2 \sum 2N_i Q_i^2 \frac{\delta_i^2}{3W_i}$

$$\left. \begin{aligned} W_f &= K_W \frac{2m_f c_{rel}^2}{\lambda_{C_f}} \\ N_f &= \left(\frac{\sqrt{K_W^2 - 1}}{\lambda_{C_f}} \right)^3 \\ \lambda_f &= h / (m_f c_{rel}) \end{aligned} \right\} \Rightarrow \tilde{\epsilon}_0 = \frac{\left(\sqrt{K_W^2 - 1} \right)^3}{K_W} \times \frac{c_{rel} e^2}{24 \pi^3 \hbar} \times \sum_f Q_f^2$$

$$\sum_f Q_f^2 = 8 \Rightarrow \tilde{\epsilon}_0 = \frac{\left(\sqrt{K_W^2 - 1} \right)^3}{K_W} \times \frac{c_{rel} e^2}{3 \pi^3 \hbar}$$

$$\text{Avec } K_W \approx 32 \Rightarrow \tilde{\epsilon}_0 = \epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$$

Quelques commentaires

- On peut résumer ce qui précède par les formules

$$\frac{1}{\tilde{\mu}_0 c_{rel}} = \tilde{\varepsilon}_0 c_{rel} = \frac{1}{3\hbar K_W} \left(\frac{\sqrt{K_W^2 - 1}}{2\pi} \right)^3 \sum_f q_f^2$$

⇒ On retrouve la relation de dispersion de **Maxwell** de façon purement “*corpusculaire*”

$$\tilde{\mu}_0 \tilde{\varepsilon}_0 c_{rel}^2 = 1 \quad \Rightarrow \quad c_{phase} = c_{rel}$$

- Cette relation est indépendante de K_W et du nombre de familles de fermions
- Si on augmente le nombre de familles de fermion ($\sum q_f^2$), on obtient une valeur différente de K_W

Quelques commentaires (suite)

- Le vide est considéré ici comme un aspect particulier de la matière
- On raisonne ici dans l'espace des longueurs et du temps (x,t) , et non dans l'espace énergie/impulsion (p,E)
- Les fermions du vide donnent des échelles d'énergie, de longueur et de temps
- ε_0 et μ_0 sont retrouvés avec un mécanisme utilisant l'énergie de couplage des paires de fermions du vide aux champs électromagnétiques
- On introduit ici une discontinuité de l'espace-temps à une échelle bien supérieure à l'échelle de Planck
- D'autres auteurs (Gerd Leuchs et al.) sont arrivés aux mêmes conclusions à partir d'un point de vue voisin !

Nous venons ensemble de soumettre deux papiers conjoints à *Eur. Phys. Journal D*

(A suivre...)

➤ Spectre en énergie

- Il faudrait maintenant définir le spectre en énergie des paires de fermions $f\bar{f}$
- Si les paires sont produites par annihilation de deux γ du vide, le spectre en énergie des paires $f\bar{f}$ pourrait être fixé par le spectre en énergie des γ du vide
⇒ Casimir ? Emission spontanée ?
- Si on arrive à déduire le spectre des paires $f\bar{f}$, alors K_w sera fixé !

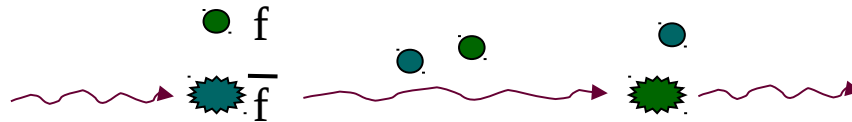
➤ Gravitation

- Si on suppose que les anti-fermions anti-gravitent, la durée de vie des paires dépend du champ de gravitation
- On obtient alors un « *indice du vide* » modifié dans un potentiel de gravitation ⇒ Equivalence GR en champ faible / indice du vide en espace plat
- (A suivre)

Etudions maintenant la propagation d'un photon
« réel »
dans ce vide rempli de fermions « éphémères »

Interaction d'un photon avec les paires de fermion du vide

- Les photons sont capturés par les paires virtuelles, jusqu'à ce qu'elles disparaissent, en redonnant aux photons leur impulsion initiale
- Le temps de capture, de l'ordre de la durée de vie de la paire, retarde la propagation des photons \Rightarrow vitesse c finie du photon



- Entre deux paires, c'est le « **Vide vide** »
 - \Rightarrow il n'y a ni échelle de temps ni échelle de longueur
 - \Rightarrow le photon se déplace instantanément entre deux paires successives
- Un photon d'hélicité donnée interagit uniquement avec un fermion d'hélicité opposée, pour faire basculer son spin.

Vitesse de propagation du photon

➤ On note σ_f = section efficace de piégeage d'un photon par une paire $f\bar{f}$

➤ Sur un trajet de longueur L:

Le nombre moyen d'arrêts du photon sur les paires $f\bar{f}$ est $N_{stop,f} = L \times N_f \times \sigma_f$

Et son temps d'arrêt sur ces paires est en moyenne de $\bar{T}_f = N_{stop,f} \times \frac{\tau_f}{2}$

➤ Le temps de parcours moyen total du photon est donc $\bar{T} = \sum_f N_{stop,f} \times \frac{\tau_f}{2}$

➤ La vitesse de propagation du photon est donc:

$$c_{group} = \frac{L}{\bar{T}} = \frac{1}{\sum \sigma_f \times N_f \times \tau_f / 2}$$

Remplaçant N_f et τ_f



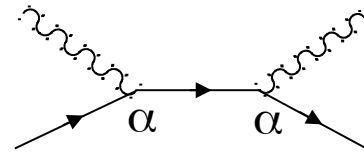
$$c_{group} = \frac{K_W}{(K_W^2 - 1)^{3/2}} \frac{16\pi}{\sum \sigma_f^2 / \lambda_{C_f}^2} c_{rel} \quad ?$$

Section efficace d'interaction

- La section efficace de piégeage d'un photon par une paire $f\bar{f}$ peut être intuitée à partir de la section efficace de la diffusion Thomson

$$\sigma_{\text{Thomson}} = \frac{8\pi}{3} \times \alpha^2 \times Q_f^2 \times \lambda_f^2$$

\swarrow
 facteur



α^2

- Dans notre cas, le photon est obligatoirement libéré avec une probabilité de 100% dès que la paire disparaît (on doit obligatoirement rendre au vide ce qui appartient au vide) \Rightarrow facteur α

$$\Rightarrow \sigma_f = k \times 2 \times \frac{8\pi}{3} \times \alpha \times Q_f^2 \times \lambda_f^2$$

- Facteur 2 tient compte des deux membres de la paire
- Un photon d'hélicité donnée interagit uniquement avec un fermion d'hélicité opposée, pour faire basculer son spin

Vitesse de propagation du photon

$$\left. \begin{aligned} c_{group} &= \frac{K_W}{(K_W^2 - 1)^{3/2}} \frac{16\pi}{\sum \sigma_f^2 / \lambda_{C_f}^2} \dot{c}_{rel} \\ \sigma_f &= k \times 2 \times \frac{8\pi}{3} \times \alpha \times Q_f^2 \times \lambda_f^2 \\ K_W &= 31.9 \end{aligned} \right\} \Rightarrow c_{group} = \frac{2}{k} \times c_{rel}$$

On obtient bien la vitesse de la lumière si $k = 2$

La contrainte $\frac{(\sqrt{K_W^2 - 1})^3}{K_W} = \frac{3\pi^2}{4\alpha}$ marche encore ici !

Le modèle est auto cohérent:

$$c_{groupe} = c_{phase} = c_{relativiste} \left\{ \begin{array}{l} c_{groupe} = \text{vitesse du photon (particule)} \\ c_{phase} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \\ c_{relativiste} : E = mc_{relativiste}^2 \end{array} \right.$$

Fluctuations de la vitesse de la lumière

Propagation du photon \equiv Mécanisme "stop and go", purement corpusculaire

Les captures successives sont indépendantes les unes des autres

\Rightarrow Le nombre d'arrêt sur une distance donnée fluctue selon une loi de Poisson
(les temps de capture fluctuent aussi)

\Rightarrow Le temps de parcours des photons sur une longueur donnée doit donc fluctuer

Fluctuation apparente de la vitesse de la lumière

$$\Rightarrow \sigma_t(L) = \sqrt{L} \times \frac{1}{c} \times \sqrt{\frac{\lambda_{Ce}}{96 \pi K_w}}$$

$$K_w \approx 32 \Rightarrow \sigma_t(L) = 50 \text{ as} \times \sqrt{L(m)}$$

Attention: aucune dispersion en **fréquence** ni de fluctuation de **phase** n'est attendue

En effet l'énergie (fréquence) et l'impulsion (phase) du photon sont conservées lors de sa propagation dans le vide

.... car tout ce qui est emprunté au vide lui est entièrement rendu

Encore quelques commentaires...

- Notre modèle est peut-être stupide...
- Il faut le considérer comme un « Toy Model »
- Il permet de montrer que c , ε_0 et μ_0 ne sont pas forcément des constantes fondamentales mais des paramètres issus du vide quantique
- Ces constantes peuvent varier si les paramètres du vide varient (densités ou durées de vie des paires par exemple...)
- On voit aussi que c_{group} pourrait fluctuer à une échelle de l'ordre de λ_C , échelle bien plus grande que l'échelle de Planck

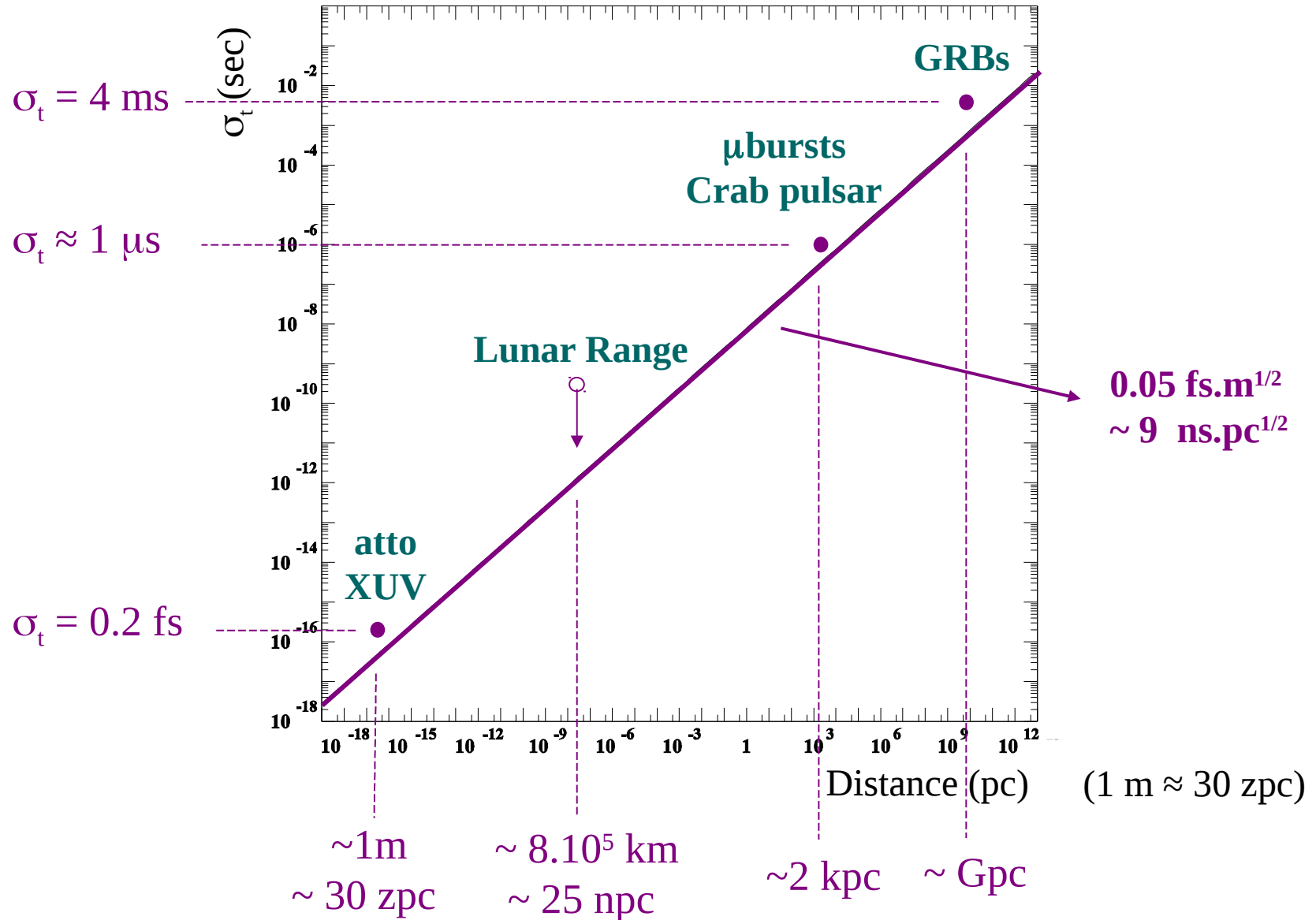
La relativité restreinte ne
serait vraie qu'en « *moyenne* »
?...

Méthode expérimentale

Mesurer l'élargissement temporel
d'une impulsion de lumière
en fonction de la longueur de vide
traversée

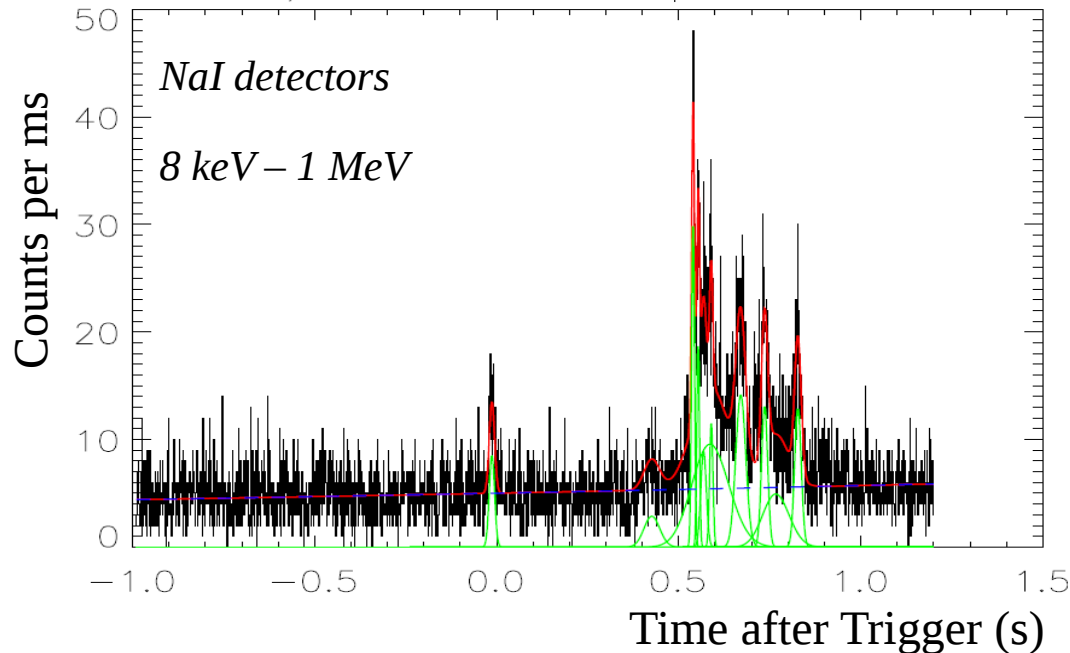
*Le spectre en fréquence et
la phase
ne sont en revanche pas
modifiés*

Available constraints



Gamma Ray Burst

- Around 20 short GRB's have been observed by SWIFT, Konus-Wind of FERMI with a reliable measured redshift
- An analysis of their light curve is in progress, in coll. with N. Bhat (Univ. Alabama in Huntsville)
- Preliminary results (after analysing only FERMI GRBs):
Shortest peaks observed with GRB-090510 (Abdo et al., Nature 462, 331, 2009)



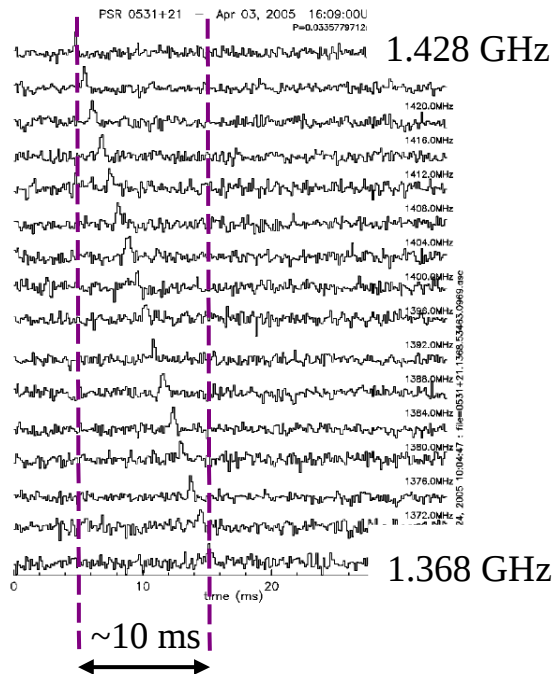
$$\Delta t \approx 10 \text{ ms (FWHM)}$$
$$z = 0.9 \Rightarrow d_L \approx 2.10^{26} \text{ m}$$



$$\sigma_t \leq 0.3 \text{ fs.m}^{-1/2}$$

Similar results for the high energy detectors (150 keV to 40 MeV)

Millisecond pulsars

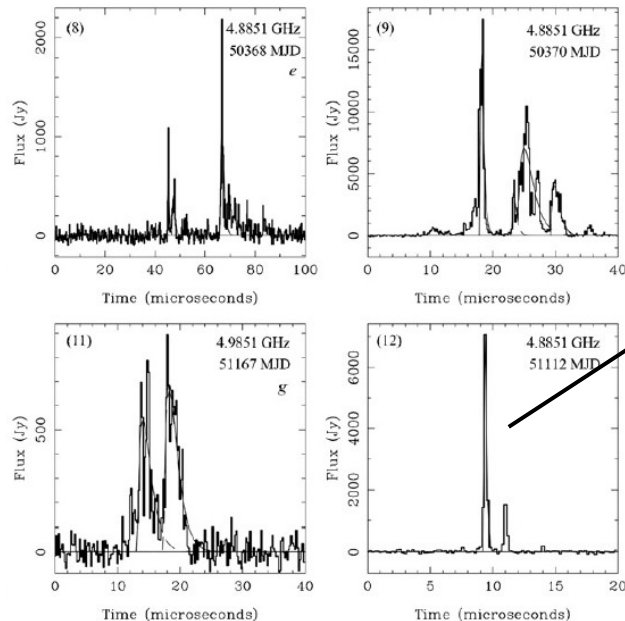


Very short pulses observed from the crab pulsar with Arecibo Radio Telescope (0.1 – few GHz)

Crossley et al., Astrophys. J. , 722 (2010) 1908

Strong Dispersion ~ 1 ms / 6 MHz @ GHz

\Rightarrow Requires Dedispersion Technique (computing)



$$\sigma_t \approx 1 \mu\text{s} @ 5 \text{ GHz}$$

$$\sigma_t \leq 0.2 \text{ fs.m}^{-1/2}$$

gon, backups from X. Sarazin seminary

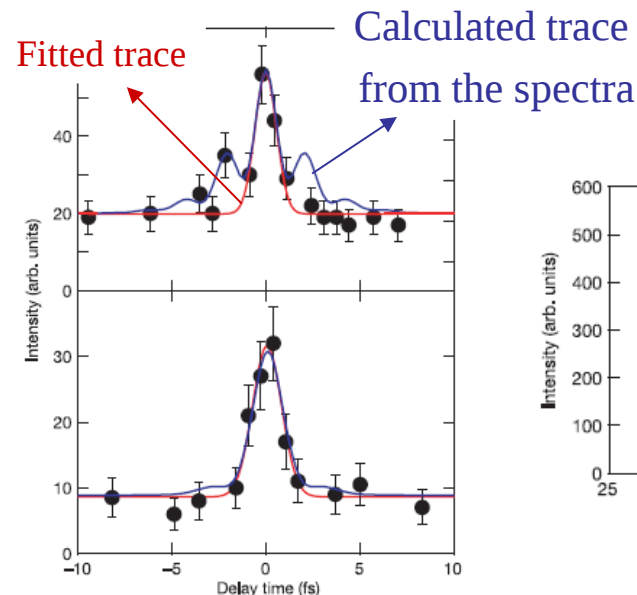
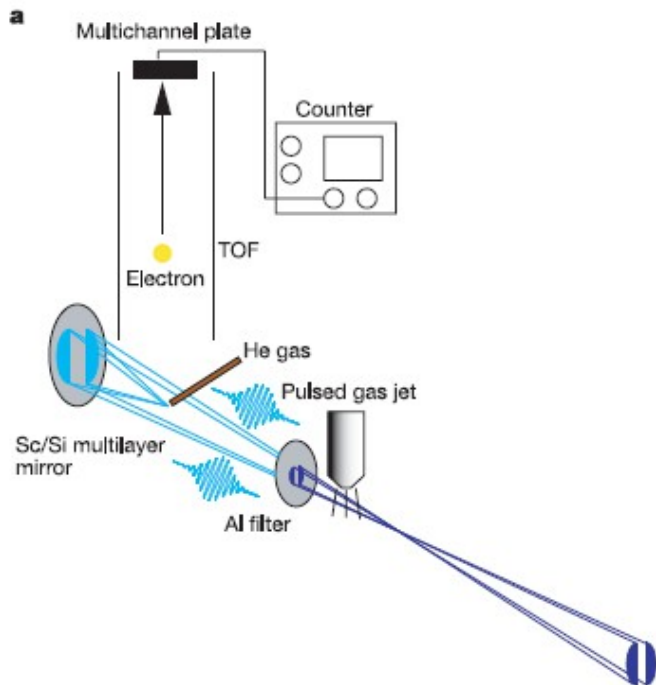
Attosecond XUV Pulses

T. Sekikawa et al., Nature, 432, 605-607 (2004)

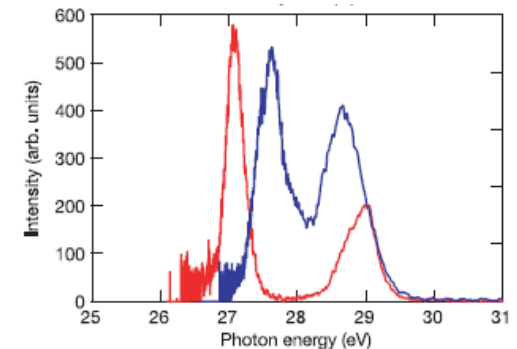
Measurement of XUV pulses duration by an autocorrelation technique, based on two-photon above-threshold ionization (ATI) of helium atoms



They measure: $\sigma_t \approx 0.4$ fs



Autoco. traces



Energy spectra
of the ATI photoelectrons

Attosecond XUV Pulses

Y. Nabekawa et al., *Phys. Rev. Lett.* 96, 083901 (2006)

- Direct observation of an attosecond XUV pulse train with a mode-resolved autocorrelation technique
- The electron spectra produced by the two-photon above threshold ionization (two-photon ATI) are used as mode-resolved signals of the autocorrelation measurements
- Initial Ti:Sapphire laser pulse 40fs 13mJ



They measure: $\sigma_t \approx 0.2$ fs

But the length of flight of the XUV pulses < 1 m ?

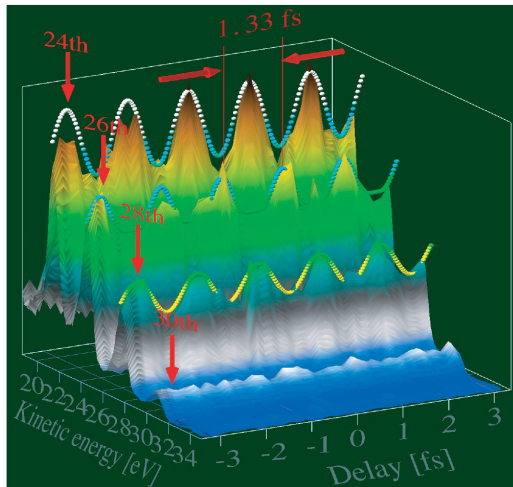


FIG. 2 (color). Energy spectra of ATI electrons depending on delay. This 3D graph corresponds to the mode-resolved autocorrelation of the synthesized harmonic field.

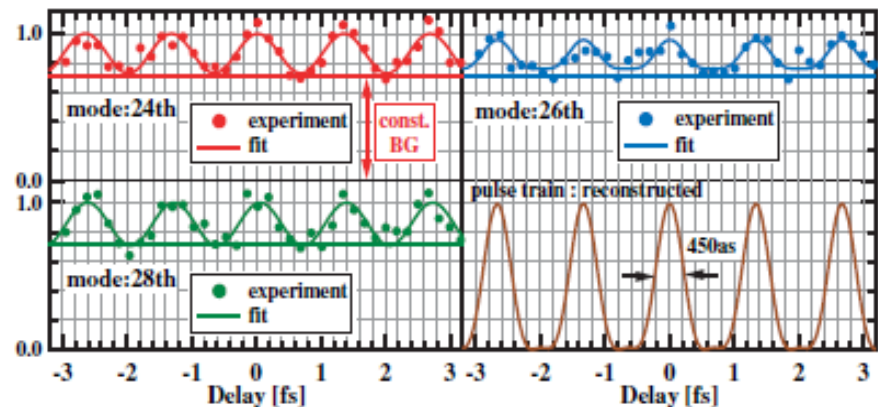


FIG. 3 (color). Autocorrelation traces at three individual modes and the pulse train reconstructed.

Projets d'expériences

- Atto-FLOWER
- Moon-FLOWER
- Slim-FLOWER
- Light Saber

The *atto-FLower* experimental project

We propose to measure the duration of attosecond XUV pulse
after crossing few tens of meter of vacuum

$$\text{Assuming XUV pulse } \sigma_t = 0.2 \text{ fs} \xrightarrow[\sigma = 0.05 \text{ fs.m}^{1/2}]{2 \times 25 \text{ m}} \sigma_t \approx 0.4 \text{ fs} ?$$

New collaboration with CELIA (Bordeaux)

Eric Constant, Eric Mevel, Fabrice Catoire, Ph. D. Ondrej Hort

Main issues:

- Measurement of the pulse duration
- Intensity for a direct autoco measurement (2 photons ATI)
- High XUV Mirror reflectivity



The Moon-*FLOWER* experimental project



Expérience APPOLO mesure le temps d'aller-retour Terre-Lune d'un pulse laser

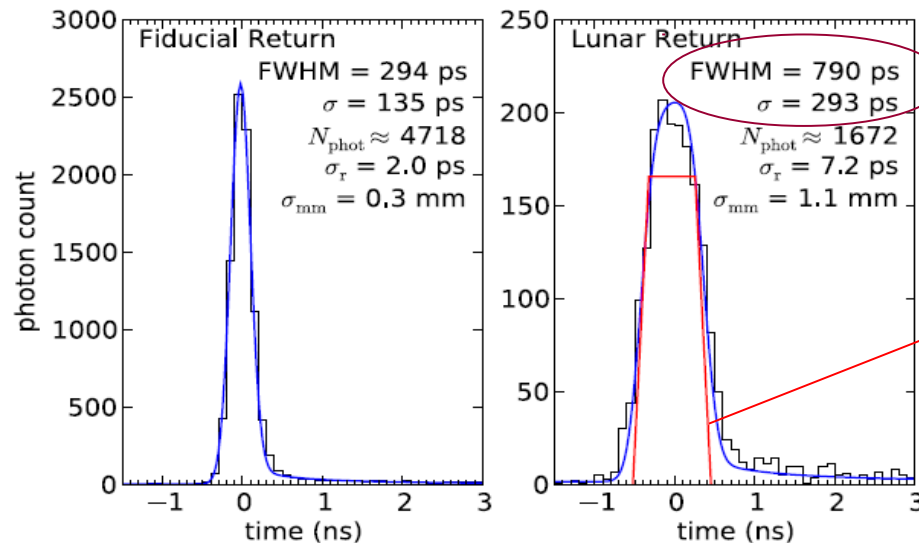
Laser : $\Delta t = 100$ ps, 115 mJ/pulse, 532nm, 20 Hz

Telescope: Apache Point Obs. (New Mexico) $\Phi = 3.5$ m, divergence laser beam $< \mu\text{rad}$

Mesure en moyenne 3 photons réfléchis par le retroreflector APPOLO-15 (le plus grand)



Réseau 10x10
miroirs cubes



FWHM ~ 800 ps

Tilt of the retroreflector
array $\Rightarrow \sim 1$ ns

T. Murphy et al., *Class. Quantum Grav.* **29**, 184005 (2012)

Si fluctuation de c dans le vide de $\sigma \sim 50 \text{ as.m}^{1/2}$, on attend $\sigma_t \sim 1.4$ ps (fwhm ~ 3.3 ps)



The *Moon-FL*OWER experimental project



- Si fluctuation de c dans le vide: on attend $\text{fwhm} \sim 3.3 \text{ ps}$
- On propose d'utiliser un laser type **Teramobil: 1 ps (fwhm), 300 mJ**, 10 Hz, 800 nm et de mesurer le temps d'arrivée des photons avec une **Streak Camera Hamamatsu C10910-type: resolution 1 ps (fwhm)**
- Permet de résoudre les cubes individuellement
 - ✓ Amélioration de la mesure du temps de vol
 - ✓ Tester les fluctuations stochastique du temps de vol $\sigma_t \sim 1.5 \text{ ps}$

La vitesse du photon dans la matière: un autre phénomène étrange...

Propagation du photon dans la matière:

- Théorie ondulatoire des dipôles secondaires rayonnant est bancale :
 - Quelle est l'épaisseur d'interface 1 \AA , 1λ ?
 - Problème de causalité
 - Comment peut-on définir et comprendre un indice dans un gaz très dilué, avec moins de 1 molécule par λ^3 ?
- Une description « corpusculaire » de la propagation du photon dans la matière pourrait remédier à ces problèmes:
 - ⇒ Processus « *stop and go* » similaire à celui dans le vide:
 - Section efficace de capture photon/molécule
 - Durée de capture inversement prop. à l'emprunt d'énergie $\Delta E = E_{\text{excitation}} - E_y$
 - vitesse c du photon entre deux captures
 - ⇒ Nombre fini de captures
 - ⇒ Temps de propagation du photon fluctue dans la matière ?

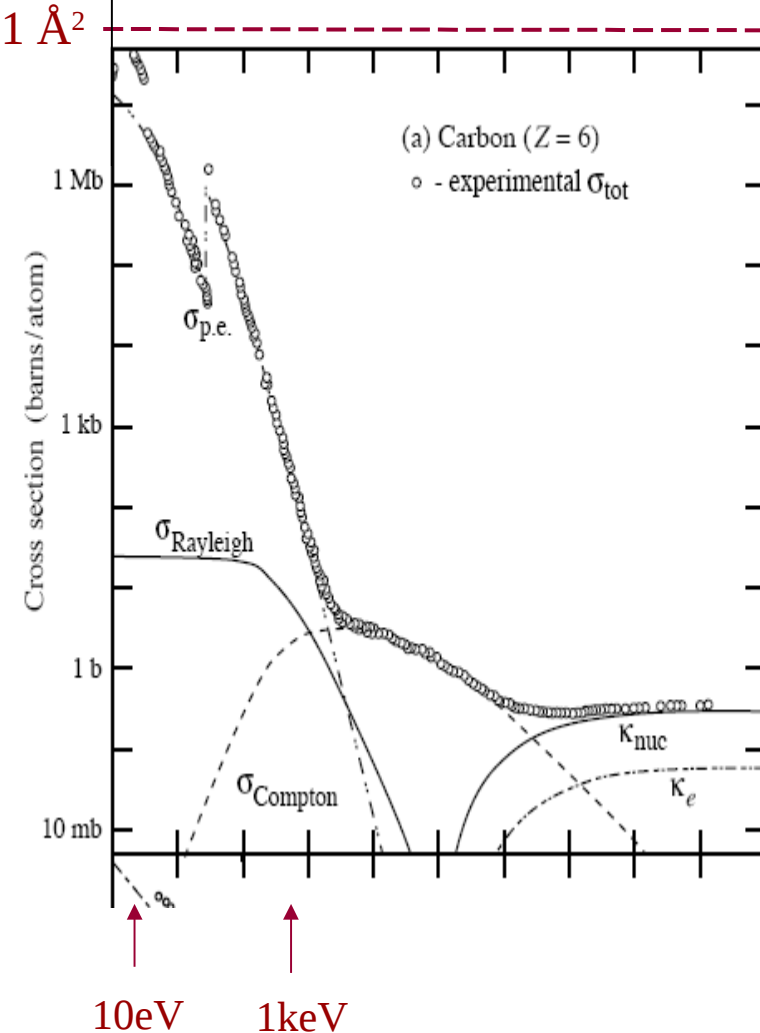


Le projet **SLIM** *Statistical fluctuation of Light Interacting with Matter*

M. Urban et al., arXiv:0906.3018

Les SLIMs dans la silice

Section efficace γ – Carbone



σ = section efficace photon / molecule SiO_2
 N = densité de molécule = $2 \cdot 10^{28} \text{ molec/m}^3$
 L = longueur traversée de SiO_2

Fluctuations du temps de propagation

$$\sigma_t = \frac{\sqrt{L}}{2c} \sqrt{\frac{e^{-\sigma \cdot N \cdot L}}{N^{1/3}(1 - e^{-\sigma \cdot N \cdot L})}}$$

Seule la section efficace σ est inconnue

- Si σ grande \Rightarrow aucune fluctuation
- Si σ petite \Rightarrow fluctuations importantes

Si $\sigma \approx \sigma_{\text{géométrique}} \approx 13 \text{ \AA}^2 \Rightarrow \sigma_t \approx 20 \text{ fs}$

C'est la limite de sensibilité de nos mesures faites au LOMA (Bordeaux)

SiO₂ dispersion measurements by autocorrelation

Measurement performed in collaboration with LOMA in 2010-2011

Marc Tondusson, Jérôme Degert, Eric Freysz, Jean Oberlé

COLA Platform: *tuned pulsed laser (OPG/OPA) to generate frequencies around the minimum SiO₂ dispersion $\lambda=1272$ nm*

SiO₂ rod **20 cm long** $\left\{ \begin{array}{l} \text{Suprasil-311 from Hereaus,} \\ \text{High uniformity and purity } \Delta n/n \sim 10^{-6} \end{array} \right.$

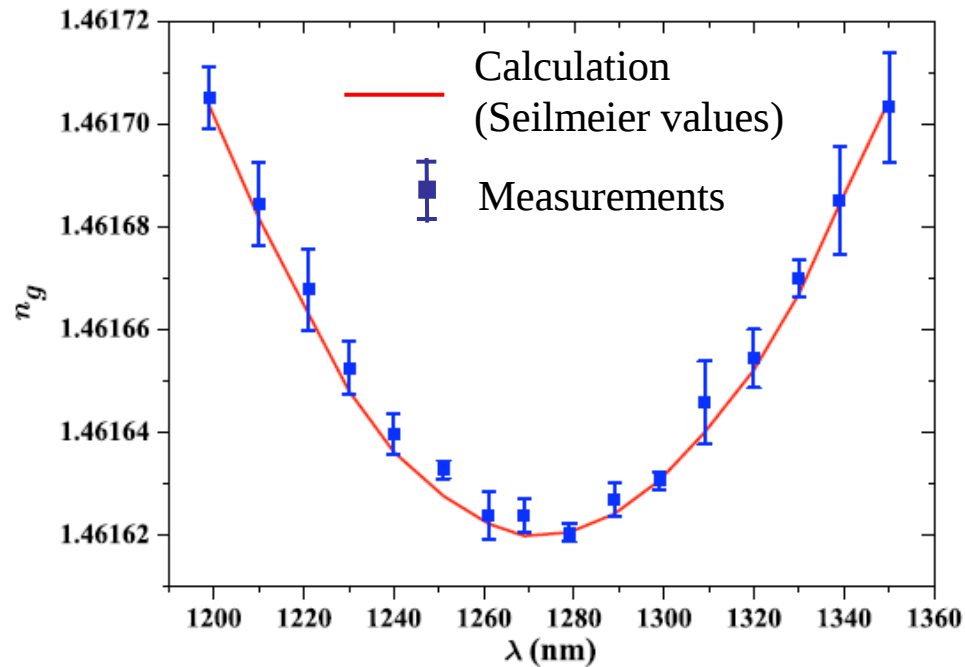


Dispersion measurement by intensity autocorrelation

- Measure the standard expected dispersion (Maxwell formalism)
- Test if intrinsic fluctuations due to possible cross-section of photons with SiO₂ molec.

- First direct measurement of group index (pulse velocity) with very high accuracy $\sim 10^{-5}$
Results in agreement with expected values at the level of **10^{-5}**

Tondusson et al., J. Opt. Soc. Am. B, 29, 2797 (2012)



Dispersion measurement

Tondusson et al., J. Opt. Soc. Am. B, 29, 2797 (2012)

λ range: 1200 – 1340 nm

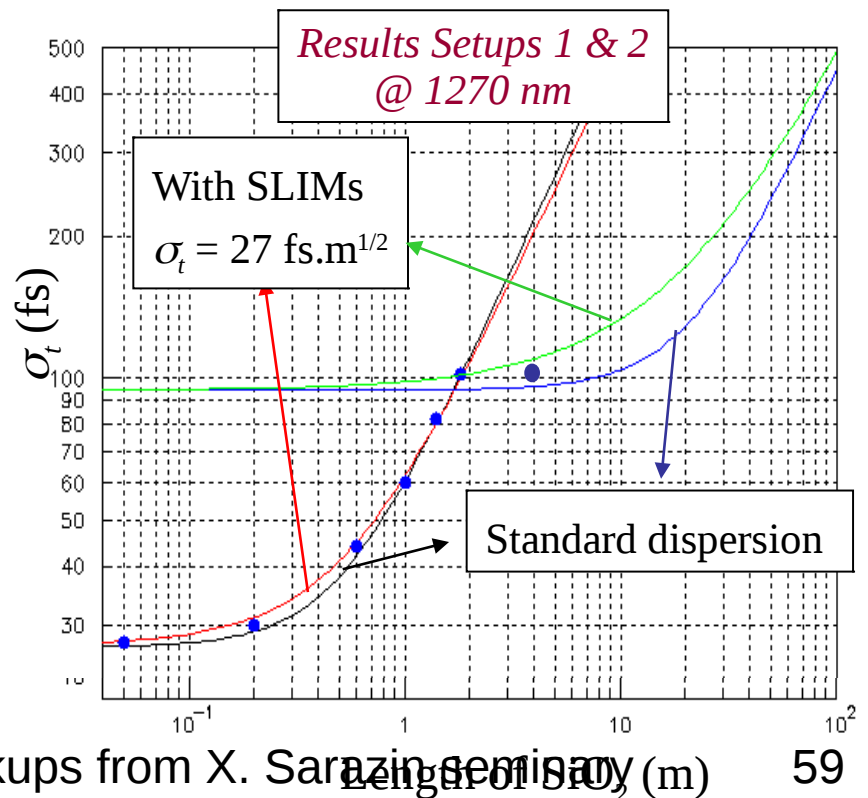
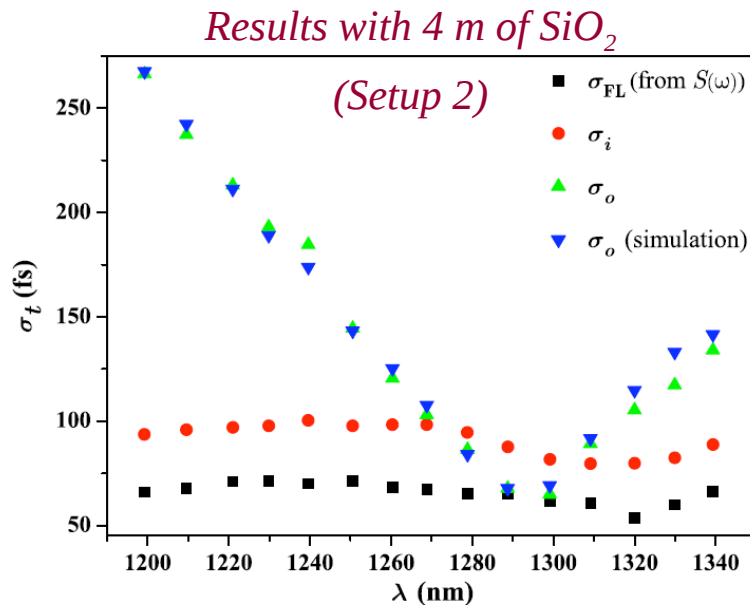
Two setups

- Laser $\sigma_t \sim 30$ fs, up to 1.8 m of SiO₂
- Laser $\sigma_t \sim 95$ fs, up to 4 m of SiO₂ (Herriot cell)

Metallic gold mirrors

➤ Observed dispersion in agreement with the known dispersion of SiO₂

➤ But limit sensitivity $\sigma_{SLIM} \lesssim 30 \text{ fs.m}^{1/2}$
 ⇒ It corresponds to the expected fluctuations if $\sigma \approx \sigma_{\text{géométrique}}$



Measure des SLIMs

(A suivre...)

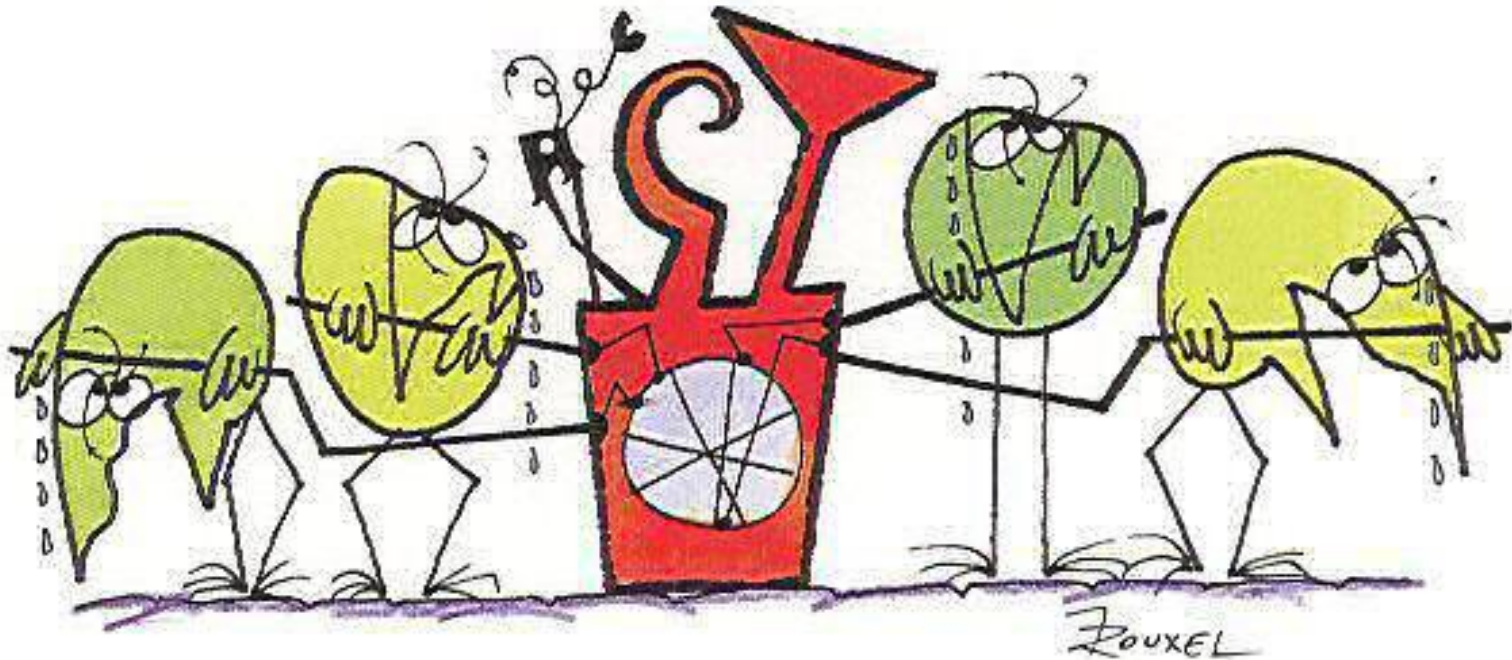
- La mesure des SLIMs est une mesure de précision difficile
- Il faudrait refaire la manip avec:
 - Un barreau de 2 m de long en réduisant le nombre de réflexions
 - Un faisceau non chirpé avec $\sigma_t \sim 100$ fs
 - Dans un gaz
- Avis aux amateurs ?

Dernière idée un peu folle:
Et si on pompait le vide ?



Le Projet “*Light Saber*”

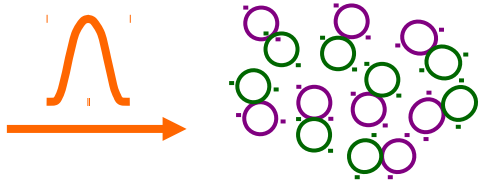
Les devises Shadok



IL VAUT MIEUX POMPER MÊME S'IL NE SE PASSE
RIEN QUE RISQUER QU'IL SE PASSE QUELQUE CHOSE
DE PIÈRE EN NE POMPANT PAS.

Effet SHADOK

The probe pulse, circularly polarized +1, moves with a velocity c

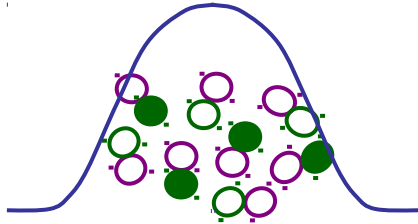


$$c = \frac{1}{\sum \sigma_i \times N_i \times \tau_i / 2} = 3 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$$

Virtual fermion
antifermion pair

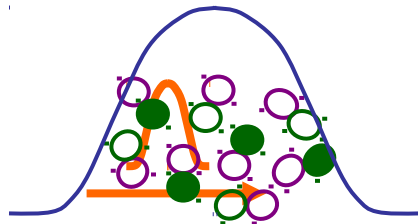
$$\begin{matrix} \text{purple circle} & \sigma \\ \text{green circle} & \underline{\sigma} = +1/2 \end{matrix}$$

A pump laser, circularly polarized +1, with ultra high intensity, masks some virtual pairs



Number of occupied pairs $\Delta N = N_y \sum (\sigma_i \times N_i)$

The probe pulse (circularly polarized +1) will move with a higher velocity c^*



$$c^* \approx \frac{1}{\sum \sigma_i \times (N_i - \Delta N_i) \times \tau_i / 2} \approx \frac{c}{1 - N_y / (64 N_e)}$$

$$\frac{\delta c}{c} = 1 - n \approx \frac{N_y}{64 N_e}$$

N_e is the e^+e^- pair density in vacuum

Les derniers seront les premiers



C. Hugon, backups from X. Sarazin seminary

Light Saber

$$1 - n \approx \frac{N_\gamma}{64 N_e}$$

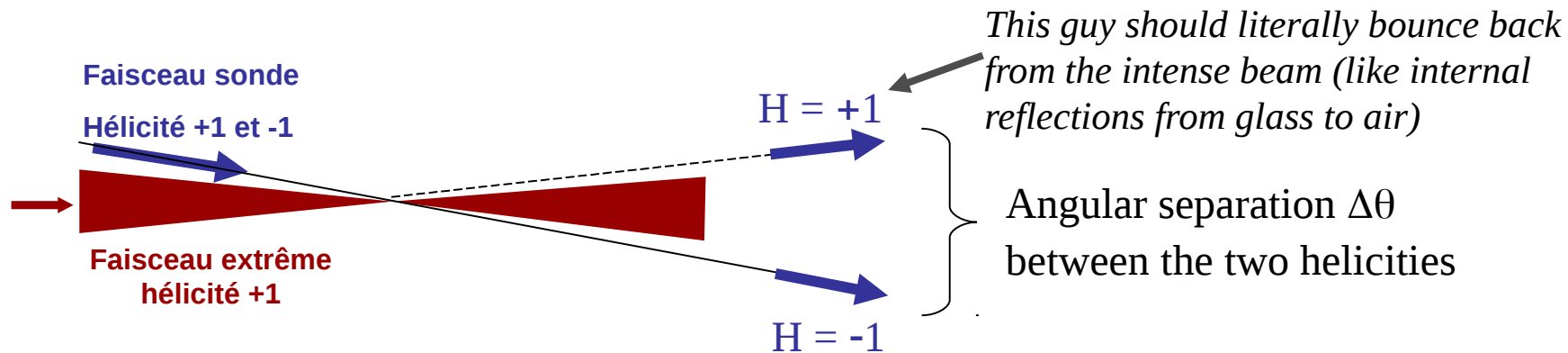
with $N_e \approx \left(\frac{\sqrt{K_W^2 - 1}}{\lambda_C} \right)^3 \approx \left(\frac{32}{\lambda_C} \right)^3 \approx \left(\frac{1}{76 \text{ fm}} \right)^3 \approx 2 \cdot 10^{39} \text{ cm}^{-3}$

APPOLO-10P Laser Project @ ILE

- 150 J, 15 fs
- $10^{23} - 10^{24} \text{ W/cm}^2$
- 1 shot/mn

$$\begin{aligned} \tilde{N}_\gamma &\approx 10^{21} \text{ photons/pulse} \\ V_{pulse} &\approx 4 \cdot 10^{-17} \text{ m}^3 \end{aligned}$$

$$1 - n \approx 2 \cdot 10^{-4}$$



$$\Delta\theta \approx \sqrt{2(1-n)} \approx 20 \text{ mrad}$$

Conclusions

- ✓ Le vide est un sujet d'étude fascinant et passionnant
- ✓ On ne sait quasiment rien du vide.
- ✓ ε_0 , μ_0 et c sont trois observables du vide dont on ne connaît pas l'origine
- ✓ On propose un mécanisme donnant une origine quantique à ε_0 , μ_0 et c : la présence de paires de fermions éphémères
 - ⇒ Publication en cours, simultanément avec Gerd Leuchs et al. qui proposent indépendamment un modèle similaire
- ✓ ε_0 , μ_0 et c n'apparaissent plus comme des constantes fondamentales mais comme des propriétés du vide
- ✓ Deux conséquences possibles:
 - Le vide serait discontinu à des énergies bien plus faibles que l'énergie de Planck, entraînant des fluctuations du temps de propagation des photons
 - Le vide pourrait commencer à se « saturer » au sein des futurs pulses laser PW
- ✓ On propose donc deux expériences:
 - Mesurer les fluctuations du temps de propagation des photons dans le vide
 - Mesurer un « rebond » d'un pulse laser sonde sur des pulses PW

A black and white photograph of Albert Einstein, looking towards the camera with a slight smile. He is pointing his right index finger towards the text on the chalkboard. The text is written in a stylized, hand-drawn font. The word 'FLOWER' is in all caps and has a rectangular box behind it. The words 'is the way' are in a cursive-like script. The words 'to go' are in a simple sans-serif font, with 'to' and 'go' on separate lines and a horizontal line under 'to'.

FLOWER is the way
to go

BACKUP

Wave function of the photon

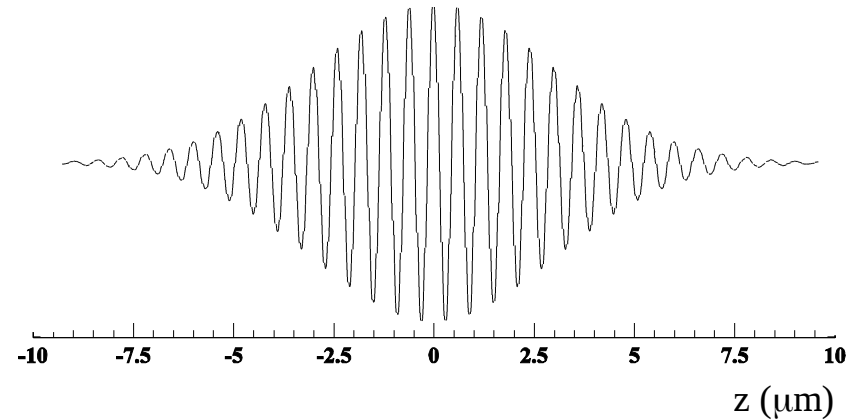
Envelop = (z,t) amplitude distribution

Sine wave = oscillation of the E.M. field (600 nm, 500 THz) with a phase

$$\Phi_0=0$$

At the emission

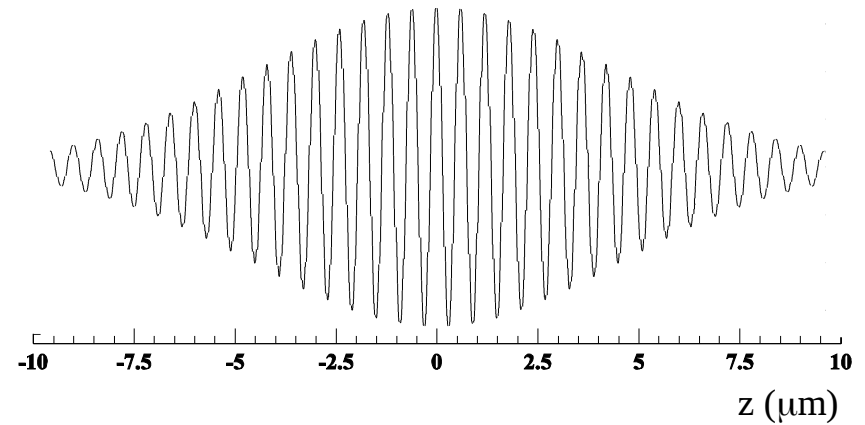
$$a(z,t) = A e^{-\frac{(t-z/c)^2}{2\sigma_t^2(0)}} \cos(2\pi\nu_0(t-z/c) - \Phi_0)$$



After crossing a distance L of vacuum

$$a(z,t) = \frac{A}{\sqrt{\sigma_t(L)}} e^{-\frac{(t-z/c)^2}{2\sigma_t^2(L)}} \cos(2\pi\nu_0(t-z/c) - \Phi_0)$$

$$\sigma_t^2(L) = \sigma_t^2(0) + \sigma_0^2 z$$



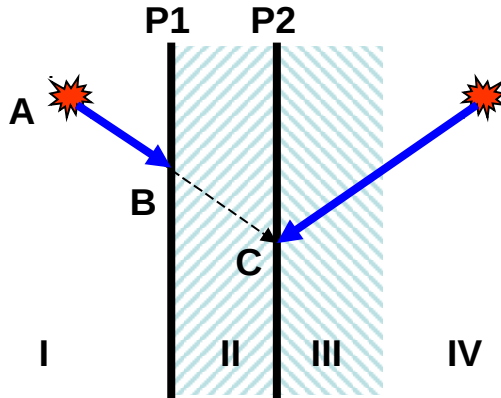
Impédance du vide

➤ Impédance du vide
$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = \frac{24\pi^3\hbar}{K_w^2 \sum_f q_f^2}$$

- Si on donne à K_w un sens "physique", les seules constantes intervenant ici sont la charge de l'électron et la constante de Planck
- On est content de voir que Z_0 est une constante

Effet Casimir

Regardons ce qui tombe sur P_2



1- P1 absorbs the ephemeral photon coming from A

=> region I does not act upon P2

2- regions II and III cancel each other

=> null result on P2

3- **region IV, only, acts upon P2**

suppose the density of ephemeral photons is: $\frac{4\pi p^2}{\hbar^3} dp dV$ + their life time to be: $\tau = \frac{\hbar}{pc}$

The pressure we get is $\frac{\pi}{70} \frac{\hbar c}{a^4} = 0.0449 \frac{\hbar c}{a^4}$

To be compared to $pressure_{Casimir} = \frac{\pi^2}{240} \frac{\hbar c}{a^4} = 0.0411 \frac{\hbar c}{a^4}$

1- Our starting hypotheses on ephemeral photons are not bad! Especially when we know that experiments seem to favor a slightly higher pressure than predicted by Casimir

2- Maxwell predicts that the vacuum pressure in a sphere tends to make it explode. Our prediction is exactly the opposite.

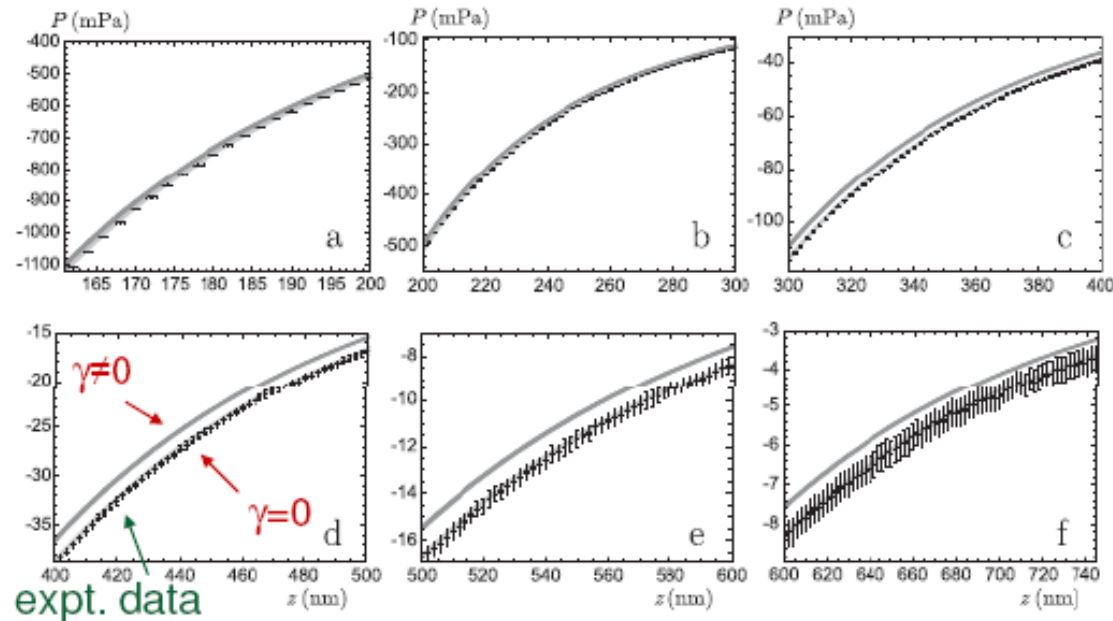


FIG. 1. Experimental data for the Casimir pressure as a function of separation z . Absolute errors are shown by black crosses in different separation regions (a–f). The light- and dark-gray bands represent the theoretical predictions of the impedance and Drude model approaches, respectively. The vertical width of the bands is equal to the theoretical error, and all crosses are shown in true scale.

Experimental results deviate from theoretical expectations

- Les densités de photons éphémères sont les mêmes pour expliquer le spontaneous decay et Casimir.
- Ces densités sont plusieurs ordres de grandeur plus fortes que dans la physique du solide.
- On ne sait rien de ces densités à des énergies supérieures à quelques dizaines d'eV...Sauf que $K_w=30!$

Emission spontanée

L'émission spontanée = émission stimulée par des photons éphémères du vide.

Spontaneous decay $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\hbar} \frac{\omega}{3\pi\epsilon_0} \frac{1}{c^3} |\langle f | \frac{e\vec{p}}{m} | i \rangle|^2$ with $\langle f | \frac{e\vec{p}}{m} | i \rangle = ie\omega \langle f | \vec{r} | i \rangle$

We have $\frac{1}{\tau} = \frac{4}{3} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} c \frac{\omega^3}{c^3} |\langle f | \vec{r} | i \rangle|^2 = \frac{4}{3} \alpha c \frac{\omega^3}{c^3} |\langle f | \vec{r} | i \rangle|^2$ When 2P => 1S $|\langle f | \vec{r} | i \rangle|^2 = |4\sqrt{6} \left(\frac{2}{3}\right)^5 a_0|^2 \approx 1.6a_0^2$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{4\pi}{3} \left[\frac{E}{\hbar c} \right]^3 c \frac{\alpha}{\pi} 1.6a_0^2$$

We can rewrite it as $\frac{1}{\tau} = \Phi\sigma = \rho c\sigma$

Φ is the flux per m² and per seconde of ephemeral photons falling upon the excited atom.

ρ is the number of these photons per m³ and σ is the cross section for the stimulation to happen.

$$\frac{1}{\tau} = \frac{4\pi}{3} \left[\frac{E}{\hbar c} \right]^3 c \frac{\alpha}{\pi} 1.6a_0^2$$



$$\rho = \frac{4\pi}{3} \left[\frac{E}{\hbar c} \right]^3$$

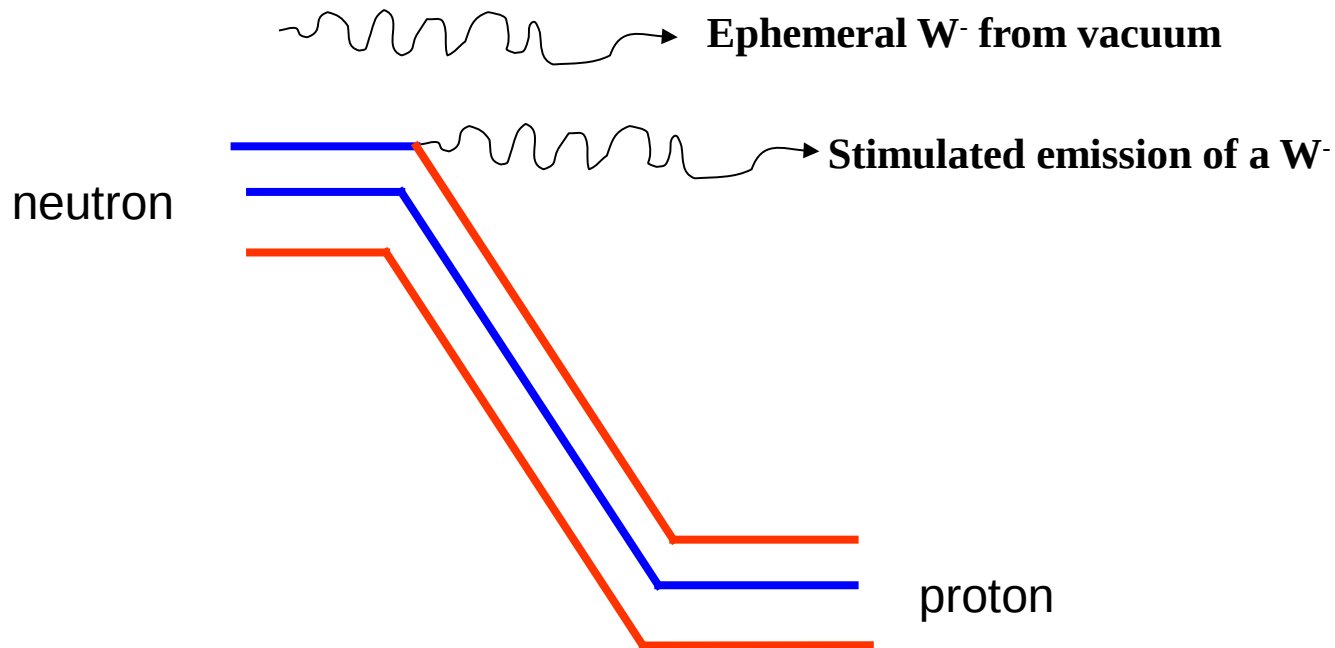
$$\sigma = \frac{\alpha}{\pi} 1.6a_0^2$$

This will be the density we will suppose in our treatment of the Casimir effect

Nous obtenons la densité de photons éphémères mais seulement jusqu'à des énergies de quelques dizaines d'eV.

Durée de vie du neutron

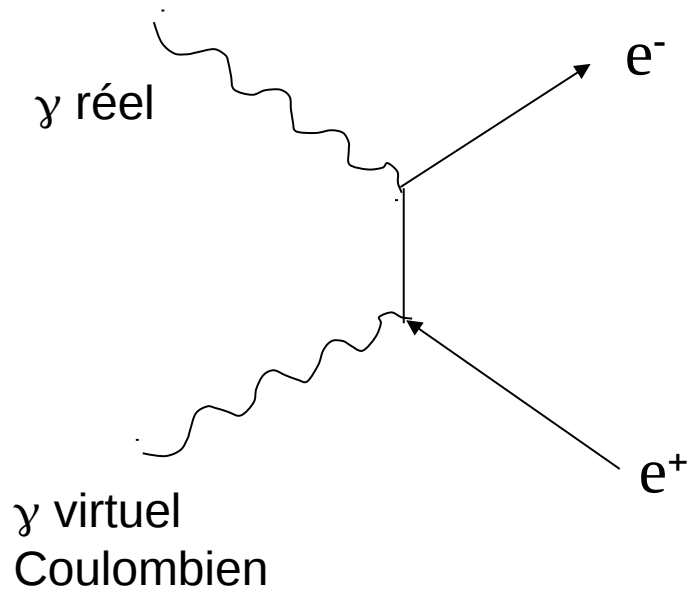
Spontaneous decay of neutron can be seen as...



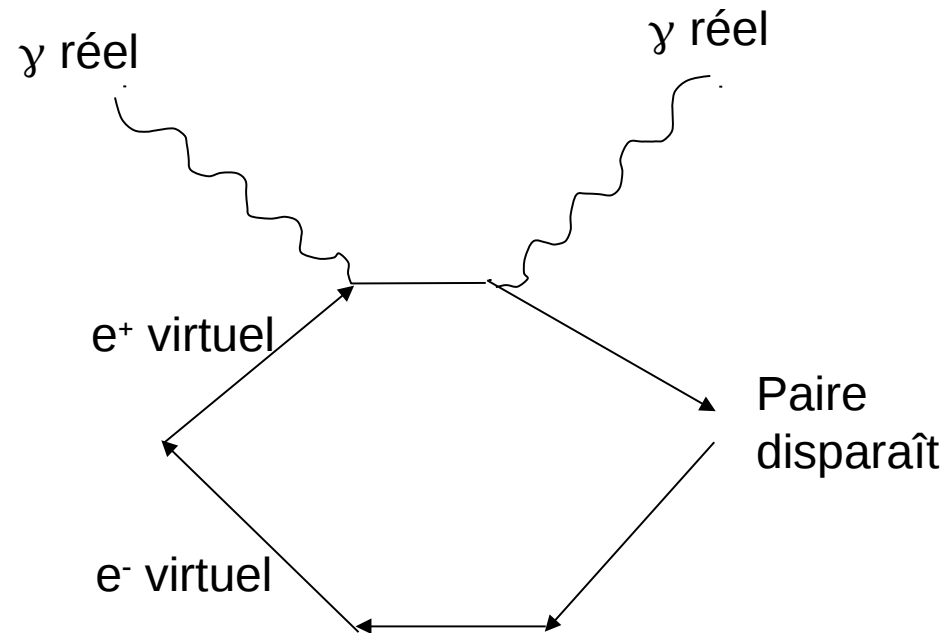
1- life time should vary along the year (a few 10^{-10} staying on Earth orbit => spatial probe towards the Sun)

2- Should have been higher at the time of big bang nucleosynthesis because the vacuum was denser

Création de paire



Stop en Go



Optical Setup at CELIA

