



**HAL**  
open science

# Peut-on estimer la valeur du module d'Young de l'espace-temps à partir d'analogies simples basées sur les concepts de la résistance des matériaux? Réflexions et propositions

David Izabel

## ► To cite this version:

David Izabel. Peut-on estimer la valeur du module d'Young de l'espace-temps à partir d'analogies simples basées sur les concepts de la résistance des matériaux? Réflexions et propositions. 2017. hal-01558504

**HAL Id: hal-01558504**

**<https://hal.science/hal-01558504v1>**

Preprint submitted on 7 Jul 2017

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# **Peut-on estimer la valeur du module d'Young de l'espace-temps à partir d'analogies simples basées sur les concepts de la résistance des matériaux ?**

## **Réflexions et propositions**

David Izabel

Ingénieur et professeur

d.izabel@aliceadsl.fr

Juillet 2017

### Résumé

Einstein a démontré que la matière courbe l'espace-temps. Dans son modèle, l'espace-temps est une conceptualisation mathématique unifiant l'espace et le temps qui rend compte de phénomènes physiques mesurés (retard du périhélie de Mercure, déviation de la lumière par une masse importante, relativité des longueurs et du temps, propagation d'ondes gravitationnelles, provoquées notamment par des coalescences de trous noirs, qui se matérialisent par des déformations infinitésimales  $\frac{\Delta L}{L}$  de l'espace-temps ( $10^{-21}$ )), etc. La question qui vient alors à l'esprit est de se demander si la conceptualisation mathématique de l'espace-temps a une réalité physique ? Dans ce cas, de quel matériau est constituée la trame du tissu constituant l'espace-temps qui ondule ou se courbe sous des masses gigantesques en mouvement ? Où d'un point de vue mécanique peut-on trouver un module d'Young  $E$  équivalent caractéristique du tissu de l'espace-temps ? Un premier indice est la force de Casimir qui nous indique que le vide de l'espace n'est pas vide...A partir de récentes publications sur le sujet et d'analogies simples basées sur la résistance des matériaux, nous allons montrer que si ce module  $E$  de l'espace-temps existe, celui-ci semble incommensurablement grand quelle que soit l'approche considérée (plaques élastiques en 2 dimensions, plaques analysées par un calcul tensoriel en 4 Dimensions, cordes, force de Casimir). Dans tous les cas, seul une mesure de celui-ci permettrait de trancher définitivement la question.

## 1) Détermination du module d'Young du tissu de l'espace-temps par une analogie avec la mécanique classique puis avec un calcul tensoriel en 4 dimensions

### 1.1) Détermination des expressions de base

Nous avons montré dans de précédentes publications que la relation entre la courbure et l'énergie peut être écrite en 2 dimensions (théorie des plaques) et en 4 dimensions (théorie de la relativité générale) [23].

Nous avons donc :

- en théorie des plaques à deux dimensions :

$$\Delta U = \frac{D}{2} \left[ \left( \frac{\partial^2 w(x,y)}{\partial x^2} \right)^2 + 2\nu \frac{\partial^2 w(x,y)}{\partial x^2} \frac{\partial^2 w(x,y)}{\partial y^2} + 2(1-\nu) \left( \frac{\partial^2 w(x,y)}{\partial x \partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial^2 w(x,y)}{\partial y^2} \right)^2 \right] \Delta x \Delta y \quad (1)$$

Ou encore en faisant apparaître la courbure d'un côté et la densité d'énergie de l'autre :

$$\left[ \left( \frac{1}{R_x} \right)^2 + \left( \frac{1}{R_y} \right)^2 + 2(1-\nu) \left\{ \left( \frac{1}{R_{xy}} \right)^2 \right\} + 2\nu \left\{ \frac{1}{R_x} \frac{1}{R_y} \right\} \right] = \frac{24(1-\nu^2)}{E h^3} \times \frac{\Delta U}{\Delta x \Delta y} \quad (2)$$

- selon la relativité générale en faisant apparaître la courbure de l'espace-temps d'un côté et le tenseur énergie impulsion de l'autre :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (3)$$

Avec pour mémoire :

$$T_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} \frac{mc^2}{V} & \rho c v_x & \rho c v_y & \rho c v_z \\ \rho c v_x & \sigma_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \rho c v_y & \tau_{yx} & \sigma_{yy} & \tau_{yz} \\ \rho c v_z & \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_{zz} \end{bmatrix} \quad (4)$$

Si on suppose que le tissu de l'espace-temps est une superposition de feuilles minces d'épaisseur  $L_p$  (avec  $L_p$  la longueur de Planck), nous obtenons un multi sandwich.

Il est alors possible par analogie entre les deux modèles (relativité générale d'Einstein et la théorie des plaques en résistance des matériaux) de trouver une évaluation du module d'Young  $E$  de l'espace-temps  $E$  (N/m<sup>2</sup>).

Pour cela il suffit, à courbure égale, de comparer les équations (2) et (3). Nous obtenons alors:

$$\frac{24(1-\nu^2)}{E h^2} \times \frac{U}{abh} \approx \frac{8\pi G}{c^4} \times \frac{U}{V} \quad (5)$$

En simplifiant par  $U/V$  de chaque côté de l'équation on obtient :

$$\frac{8\pi G}{c^4} \approx \frac{24(1-\nu^2)}{E h^2} \quad (6)$$

L'équation aux dimensions nous permet de vérifier que cette équivalence est raisonnable :

$$\frac{L^3}{MT^2 \frac{L^4}{T^4}} \Rightarrow \frac{1}{M \frac{L}{T^2}} = \frac{1}{\frac{M L}{L^2 T^2} L^2} \Rightarrow \frac{1}{M \frac{L}{T^2}} = \frac{s^2}{kgm} \quad (7)$$

Nous pouvons extraire de l'équation (6) une estimation du module d'Young du tissu de l'espace-temps. On remarquera que cette expression associe 3 constantes fondamentales de la physique, c, G et  $\hbar$ .

$$E_{\text{tissu de l'espace-temps}} = \frac{24(1 - \nu^2)c^4}{h^2 8\pi G} \quad (8)$$

En introduisant  $\kappa = \frac{8\pi G}{c^4}$  (9)

Nous obtenons le module d'Young E du tissu de l'espace-temps par analogie avec une feuille mince d'épaisseur h de l'espace-temps en flexion :

$$E_{\text{tissu de l'espace-temps}} = \frac{24(1 - \nu^2)}{h^2 \kappa} \quad (10)$$

$\nu$  est le coefficient de poisson de l'espace-temps.

Si nous supposons que l'épaisseur de la feuille mince est celle de la longueur de Planck  $L_p$  (plus petite qu'il soit possible d'atteindre), nous obtenons :

$$E_{\text{tissu de l'espace-temps}} = \frac{24(1 - \nu^2)}{L_p^2 \kappa} \quad (11) \text{ with } L_p = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}} \quad (12) \text{ et } \kappa = \frac{8\pi G}{c^4}$$

$$E_{\text{tissu de l'espace-temps}} = \frac{6(1 - \nu^2)c^7}{G^2 \hbar} = \frac{3(1 - \nu^2)c^7}{G^2 \hbar \pi} \quad (13)$$

## 1.2) Application numérique

Nous appliquons la formule (11) à partir des données suivantes :

$\nu = 0$  (hypothèse)

$G = 6.6726 \times 10^{-11} \text{ m}^3/\text{kg}/\text{s}^2$

$c = 299792458 \text{ m/s}$

$h = 6.62607004 \times 10^{-34} \text{ m}^2 \text{ kg}/\text{s}$

$\kappa = 2.07651 \times 10^{-43} \text{ s}^2/(\text{kg} \cdot \text{m})$

$L_p = 1.62 \times 10^{-35} \text{ m}$

Il en résulte pour le module d'Young la valeur suivante :

$$E_{\text{tissu de l'espace-temps}} = 4.4247E^{+113} \text{ N}/\text{m}^2$$

Nous constatons la valeur extrêmement élevée de ce module d'Young.

### 1.3) Comparaison des résultats obtenus avec l'état de l'art sur le sujet – calcul tensoriel en 4 dimensions

Dans la publication [5] : The Mechanics of Spacetime { A Solid Mechanics Perspective on the Theory of General Relativity T G Tenev \_ M F Horstemeyer

La même approche a été développée mais cette fois-ci en considérant une plaque en 4 dimensions et en effectuant les calculs tensoriels. Les auteurs arrivent à l'expression suivante :

Cf. formule 3.12 ou 4.45 suivant la date de la publication [5] considérée avec  $\nu = 1$  :

$$Y = 2(1 + \nu)\mu \text{ avec } \mu = \frac{12}{L_p^2 \kappa} \text{ et avec } \kappa = \frac{8\pi G}{c^4} \text{ et } L_p = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}} \text{ et } \nu = 1$$

$$Y = E_{\text{matrice espace temps}} = \frac{48}{L_p^2 \kappa} = \frac{24(1 + \nu)}{L_p^2 \kappa} \quad (14)$$

$$E_{\text{espace time fabric } (\nu=1)} = 8.8495E^{+113} \text{ N/m}^2$$

En prenant  $\nu = 0$  (coefficient de poisson) pour comparer avec nos résultats nous obtenons :

$$E_{\text{matrice espace temps}} = \frac{24}{L_p^2 \kappa} = \frac{24(1 + \nu)}{L_p^2 \kappa} \quad (15)$$

$$E_{\text{espace time fabric } (\nu=0)} = 4.43E^{+113} \text{ N/m}^2$$

## 2) Détermination du module d'Young du tissu de l'espace-temps par l'approche d'onde transmise par un milieu élastique

### 2.1) Détermination des équations de base

Nous pouvons considérer le tissu de l'espace-temps comme un assemblage de cordes extrêmement fines et courtes (voir figure 1).

Nous considérons également que c'est ce tissu (invisible à nos yeux puisqu'il est constitué d'éléments de la taille de la longueur de Planck) qui transmet les ondes gravitationnelles et se courbe en présence de matière.

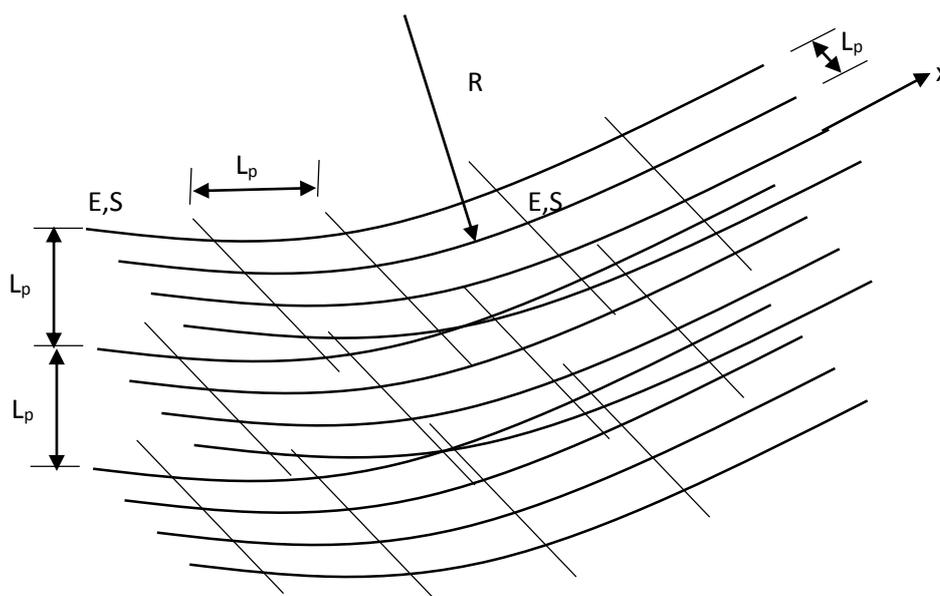


Figure 1 - Tissu de l'espace-temps constitué d'un assemblage de fines cordes ayant un module de Young  $E$  et une section  $S$

Par définition d'une force nous avons :

$$F = m\gamma \quad (16)$$

En notant  $S$  la section de la corde et  $\rho$  la densité du matériau la constituant, nous avons en notant  $u_{(x,t)}$  le déplacement d'un point de la corde :

$$\rho S \times \Delta x \times \frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial t^2} = F(x+dx) - F(x) \quad (17)$$

De plus :

$$F(x+\Delta x) = F(x) + \frac{\partial F(x)}{\partial x} \Delta x \quad (18)$$

En reportant l'expression (18) dans l'expression (17) on obtient :

$$\rho S \times \frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial t^2} = \frac{\partial F(x)}{\partial x} \quad (19)$$

Par ailleurs, la loi de Hooke s'écrit :

$$F(x) = \sigma S = E\varepsilon S \quad (20)$$

Par définition d'une déformation :

$$\varepsilon = \frac{\partial u(x)}{\partial x} \quad (21)$$

$$F(x) = \sigma S = E\varepsilon S = ES \frac{\partial u(x)}{\partial x} \quad (22)$$

Donc pour une onde plane en reportant l'équation (22) dans l'équation (19):

$$\rho S \times \frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial t^2} = ES \frac{\partial^2 u(x)}{\partial x^2} \quad (23)$$

Nous obtenons alors l'équation d'Alembert :

$$\frac{\rho}{E} \times \frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 u(x)}{\partial x^2} \quad (24)$$

Par définition d'une déformation nous avons pour une onde plane:

$$\frac{\partial u(x,t)}{\partial x} = \varepsilon(x,t) = -\frac{a}{C} f' \left( t - \frac{x}{C} \right) \quad (25)$$

Par la loi de Hooke nous avons :

$$F(x) = \sigma S = E\varepsilon S$$

$$\sigma(x,t) = -\frac{aE}{C} f' \left( t - \frac{x}{C} \right) \quad (26)$$

$$\frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial x^2} = \frac{a}{C^2} f'' \left( t - \frac{x}{C} \right) \quad (27)$$

De plus nous avons :

$$\frac{\partial u(x, t)}{\partial t} = a \times f' \left( t - \frac{x}{c} \right) \quad (28)$$

$$\frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t^2} = a \times f'' \left( t - \frac{x}{c} \right) \quad (29)$$

Par introduction de ces deux équations (27) et (29) dans la formule d'Alembert nous obtenons :

$$\frac{\rho}{E} a \times f'' \left( t - \frac{x}{c} \right) = \frac{a}{c^2} f'' \left( t - \frac{x}{c} \right) \quad (30)$$

Et finalement, nous obtenons :

$$\frac{\rho}{E} = \frac{1}{c^2} \quad (31)$$

Nous déduisons de l'expression (31) le module d'Young équivalent des fibres qui constituent le tissu de l'espace-temps

$$\frac{\rho}{E} = \frac{1}{c^2} \Rightarrow E = \rho c^2 \quad (32)$$

Si nous considérons que le tissu de l'espace-temps est constitué d'une infinité de ces fibres/cordes et que les ondes gravitationnelles se propagent à la vitesse de la lumière, nous pouvons évaluer le module Young E de l'espace-temps.

## 2.2) Application numérique (cf. [30])

Nous envisageons deux hypothèses, car l'état de l'art de la physique actuelle donne deux valeurs de la densité d'énergie du vide.

a) Hypothèse n°1 : l'énergie du vide provient de la constante cosmologique

La densité d'énergie du vide :  $\rho_{\text{cosmologique}}$  est  $1E^{-9} \text{ J/m}^3$

La densité du vide par  $E_v = mc^2 \Rightarrow E_v/c^2 = m$  ce qui implique  $\rho_{\text{cosmologique}} = 1.11E^{-26} \text{ kg/m}^3$  ou  $10^{-29} \text{ g/cm}^3$

Le module d'Young E équivalent obtenu est donc  $1.11E^{-26} \times 299792458^2 = 1E^{-9} \text{ N/m}^2$

$$E_{\text{tissu de l'espace-temps}} = 1E^{-9} \text{ N/m}^2$$

b) Hypothèse n°2 : l'énergie du vide provient d'un calcul selon la mécanique quantique

La densité d'énergie du vide  $\rho_{\text{quantique}}$  est  $1E^{+113} \text{ J/m}^3$

La densité du vide par  $E_v = mc^2 \Rightarrow E_v/c^2 = m$  se qui implique  $\rho_{\text{quantique}} = 1.11E^{+96} \text{ kg/m}^3$

Le module d'Young E équivalent est donc  $1.11E^{96} \times 299792458^2 = 1E^{113} \text{ N/m}^2$

$$E_{\text{tissu de l'espace-temps}} = 1E^{113} \text{ N/m}^2$$

L'hypothèse de la mécanique quantique semble plus réaliste vu les résultats précédemment obtenus.

### 3) Détermination du module d'Young du tissu de l'espace-temps par l'approche quantique – théorie des champs et force de Casimir

#### 3.1) Détermination des équations de base

Le principe de la force de Casimir est donné à la figure 2 ci-dessous. L'énergie du vide de part et d'autre des plaques crée une force  $F$  qui rapproche ces dernières.

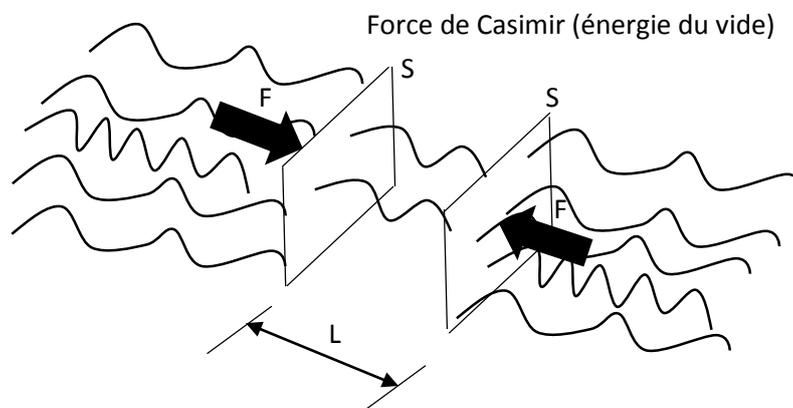


Figure 2 – Définition de la force de Casimir confirmée expérimentalement

Dans le cas d'une approche à une dimension, l'énergie due à la force de Casimir prends l'expression suivante (voir [25] à [29]) :

$$U = \frac{\pi \hbar c}{24L} \quad (33)$$

Pour obtenir la force associée, on utilise le fait qu'une force dérive d'un potentiel:

$$F = \text{grad} (U) \quad (34)$$

Nous obtenons donc en dérivant l'énergie par rapport à  $L$  :

$$F = -\frac{\pi \hbar c}{24L^2} \quad (35)$$

De plus, nous pouvons assimiler le déplacement des deux plaques dû à la force  $F$  de Casimir à une application de la loi de Hooke au tissu de l'espace-temps situé entre ces deux plaques (Voir figure 3).

Dans ce cas, il peut être considéré entre les deux plaques de surface  $S$  distantes d'une longueur  $L$ , un matériau élastique de module d'Young  $E$ .

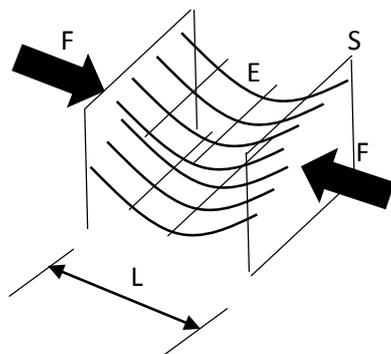


Figure 3 – Matériau équivalent (tissu de l'espace-temps) entre les deux plaques chargées par la Force de Casimir

L'énergie de déformation d'un tel système s'écrit pour un effort normal F constant:

$$U_{\text{déformation élastique}} = \frac{1}{2} \int_0^L \frac{(N(x))^2}{ES} dx = \frac{1}{2} \times \frac{F^2 L}{ES} \quad (36)$$

En supposant que  $U = U_{\text{déformation élastique}}$  et en considérant la force F de Casimir nous obtenons pour l'énergie de déformation élastique du tissu de l'espace-temps situé entre les deux plaques :

$$U_{\text{def}} = U_{\text{cas}} = \frac{\hbar c \pi}{24L} = \frac{1}{2} \times \frac{\left(-\frac{\hbar c \pi}{24L^2}\right)^2 L}{ES} \quad (37)$$

Soit :

$$\frac{\hbar c \pi}{24L} = \frac{1}{2} \times \frac{\hbar^2 c^2 \pi^2 L}{24^2 ES L^4} \quad (38)$$

Ou encore :

$$\frac{\hbar c \pi}{24L} = \frac{1}{ES} \times \frac{1}{2} \times \frac{\hbar^2 c^2 \pi^2}{24^2} \times \frac{1}{L^3}$$

Après simplification nous obtenons :

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{ES} \times \frac{\hbar c \pi}{24L} \times \frac{1}{2L^2} \quad (39)$$

Avec :

$$U = \frac{\pi \hbar c}{24L} \quad (40)$$

Nous obtenons :

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{2} \times \frac{1}{ES} \times \frac{U}{L^2} \quad (41)$$

L'équation aux dimensions de  $1/ES$  est:

$$\frac{1}{ES} \Rightarrow \frac{1}{\text{MPa} \cdot \text{m}^2} = \frac{1}{\frac{\text{MN}}{\text{m}^2} \cdot \text{m}^2} = \frac{1}{\text{MN}} = \frac{1}{\text{kg} \frac{\text{m}}{\text{s}^2}} = \frac{\text{s}^2}{\text{kgm}} = \frac{\text{T}^2}{\text{ML}} \quad (42)$$

De l'expression (39) nous pouvons extraire le module d'Young équivalent du tissu de l'espace-temps qui est ici aussi celui de l'énergie du vide issue des créations désintégrations des particules en continue instantanément (cf. théorie quantique des champs).

$$E = \frac{\hbar c \pi}{48SL^2} \quad (43)$$

$$E = \frac{N \cdot m \times s \times m}{s \times m^2 \times m^2} = \frac{N}{m^2} \quad (44)$$

### 3.2) Application numérique :

Par hypothèse on considère pour L la distance de Planck  $L_p$  afin de pouvoir comparer avec les résultats obtenus précédemment ( $S=L^2=L_p^2$ ).

$$\hbar = 1.05457E^{-34} \text{ J.s}$$

$$L_p = 1.616252E^{-35} \text{ m}$$

$$c = 299792458 \text{ m/s}$$

$E_{\text{tissu de l'espace-temps}} = 3.03 E^{112} \text{ N/m}^2$
---

Le résultat obtenu est tout à fait comparable avec ceux obtenus précédemment.

### 4) Conclusions

Les résultats sont donc similaires quelles que soit les approches simplifiées envisagées (cf. tableau 1 ci-dessous). Le module d'Young E du tissu de l'espace-temps semble donc extrêmement grand. **E semble être de l'ordre  $E^{+113} \text{ N/m}^2$**  Cela reste toutefois à confirmer par l'expérience et la mesure.

Hypothèse	Théorie suivie	Formule du module d'Young E équivalent obtenu	Application numérique à l'échelle de Planck E in $\text{N/m}^2$
Tissu de l'espace-temps en compression entre deux plaques	Force de Casimir développée en 1 dimension et utilisation de la loi de Hooke	$E = \frac{\hbar c\pi}{48SL^2}$	$L = L_p$ $S = L_p^2$  $E = 3.03 E^{112}$
Propagation des ondes gravitationnelles dans un milieu élastique constitué par le tissu de l'espace-temps	Equation d'Alembert	$E = \rho c^2$	$\rho$ issue de la théorie quantique des champs $E = 1E^{113}$
L'espace-temps est un multi sandwich constitué d'une multitude de plaques minces	Par analogie entre la relation courbure et énergie issue de la théorie des plaques et de la relativité générale	$E = \frac{24(1 - \nu^2)}{h^2\kappa}$	$h = L_p$ if $\nu = 0$  $E = 4.43E^{+113}$
Théorie élastique tensorielle des plaques en 4 dimensions	Voir [5]	$E = \frac{48}{L_p^2\kappa} = \frac{24(1 + \nu)}{L_p^2\kappa}$	$h = L_p$ si $\nu=1$ $E = 8.8495E^{+113}$ si $\nu=0$ (ajouté par DI) $E = 4.43E^{+113}$

**Table 1 – Comparaison des différentes approches et valeurs obtenues pour le module d'Young E du tissu de l'espace-temps**

## Références Bibliographiques

### Pour la mécanique des structures

[1] S. Timoshenko, (1949) « Résistance des matériaux Traduit de l'anglais sur la 2e édition par Ch. Laffitte »

[2] D. Izabel (2007) « Formulaire de résistance des matériaux tome 1 à 5 » Sebtpt

[3] S. Timoshenko, (1951) « Théorie des plaques et des coques, Traduit de l'anglais par L. Vial Reliure inconnue » (1951) p 46 chap 12 and p37 chap 10

[4] Ménad CHENAF Jean-Vivien HECKCSTB Guide PPRT (2007)  
Compléments technique relatif a l'effet de surpression  
Recommandations et précautions en vue de réduire les risques – rapport d'étude

### Pour la relativité générale

[5] T.G. Tenev M.F. Horstemeyer (2016) « The Mechanics of Spacetime { A Solid Mechanics Perspective on the Theory of General» Foundations of Physics manuscript arXiv:1603.07655v3 » p 24

[6] M. R. Beau (2014) « Théorie des champs des contraintes et des déformations en relativité générale et expansion cosmologique ». - Foundations of Physics manuscript arXiv:1209.0611v2 p4 and Annales de la Fondation Louis de Broglie, Volume 40, 2015

[7] T. Damour (2006) – « La Relativité Générale aujourd'hui » Institut des Hautes Etudes Scientifiques Bures-sur-Yvette, France - Séminaire Poincaré 1-40 p

[8] T. Damour (2005) « Einstein et la physique du vingtième siècle » Membre de l'Académie des sciences p 4

[9] M. R. Beau (2014) « Sur l'hypothèse concernant l'existence d'un champ de gravité de type vectoriel couplant avec l'accélération des masses » Hal archive ouvertes 00683021v2 point c p13

[10] Collective (2016) Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger physical review letter

[11] Cours de physique « tenseur énergie impulsion »

<http://physique.coursgratuits.net/relativite-generale/tenseur-d-energie-impulsion.php>

[12] Cours en ligne de richard Taillet univ grenoble– initiation à la relativité générale et restreinte

### Pour la mécanique quantique

[13] C. De Beule (2016) “Graphical interpretation of the Schrodinger equation” university antwerpen

- [14] Michael Fowler (2007) "Schrödinger's Equation in 1-D: Some Examples Curvature of Wave Functions"
- [15] Steven Errede (2016) UIUC Physics 406 Acoustical Physics of Music, Department of Physics, University of Illinois at Urbana-Champaign, IL,
- [16] Xinzhong Wu (2015) Probability and Curvature in Physics School of History and Culture of Science, Shanghai Jiaotong University, Shanghai, China Journal of Modern Physics, 2015, 6, 2191-2197
- [17] Dalibard : Cour en ligne de mécanique quantique X polytechnique
- [18] Cours en ligne : calcul variationnel et relativité restreinte X polytechnique

**Pour l'ensemble des sujets**

- [19] Feynman (1963) The Feynman Lectures on Physics, Addison-Wesley 1963, vol.II, p.38-10.
- [20] C.W. Misner, K.S. Thorne, J.A. Wheeler, Gravitation, W.H. Freeman 1973; x17.5, pp.426-428
- [21] Paty Michel (2005) HAL L'espace-temps de la théorie de la relativité
- [22] Bernard Guy (2016) Relier la mécanique et la relativité générale ? Réflexions et propositions
- [23] David Izabel (2017) HAL Peut-on comprendre et unifier les fondamentaux de la relativité générale et de la mécanique quantique à partir des concepts de la résistance des matériaux ? Réflexions et propositions
- [24] David Izabel (2017) HAL Prise en compte de la rigidité de l'espace-temps dans la relativité générale - Compréhension par une analogie simple basée sur les concepts de la résistance des matériaux

**Pour la force de Casimir :**

- [25] Gert-Ludwig Ingold (2014) Casimir effect from a scattering approach Gert-Ludwig Ingold Institut für Physik, Universität at Augsburg, Universitätsstraße 1, D-86135 Augsburg, Germany arXiv:1404.6919v1 [quant-ph] 28 Apr 2014 p5 chapter 5
- [26] G. Bressi,<sup>1</sup> G. Carugno,<sup>2,3</sup> R. Onofrio,<sup>2,3</sup> and G. Ruoso<sup>2,3</sup>, (2002) "Measurement of the Casimir Force between Parallel Metallic Surfaces" VOLUME 88, NUMBER 4 PHYSICAL REVIEW LETTERS p 3
- [27] Mubassira Nawaz, Remco J. Wiegerink, Theo S. J. Lammerink, Miko Elwenspoek "PARALLEL PLATE STRUCTURES FOR OPTICAL MODULATION AND CASIMIR FORCE MEASUREMENT" Paper ID : 142
- [28] Matthew Schwartz (2008) lecture 14 the casimir effect
- [29] Joseph P. Straley (University of Kentucky), Luke S. Langsjoen (University of Virginia), Hussain Zaidi (University of Virginia) "Casimir effect due to a single boundary as a manifestation of the Weyl problem" arXiv:1002.1762v1
- [30] <http://physiquereussite.fr/energie-du-vide/>