

# Modélisation de l'atténuation gamma-gamma des émissions de haute énergie

Virginie Slagmolen

23 juin 2017

## Table des matières

<b>1</b>	<b>Paramètres influents de la section efficace</b>	<b>2</b>
1.1	Énergie seuil du photon incident pour un photon cible donné . . . . .	2
1.2	Énergie dans le centre de masse . . . . .	2
1.3	Angle entre les deux moments impulsionnels des photons . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Modélisation de l'atténuation gamma-gamma dans le cas isotrope</b>	<b>5</b>
2.1	Transmittance pour le CMB . . . . .	5
2.2	Transmittance pour un rayonnement infrarouge isotrope . . . . .	6

# Introduction

Dans ce stage, nous allons nous concentrer sur l'atténuation des photons gamma produits par le choc lors d'une nova dans le système binaire dont la naine blanche est issue.

Le processus d'atténuation qui va être étudié est celui de la création de paires ( $e^+ e^-$ ) pour des photons gamma qui interagissent avec des photons issus de la naine blanche et de son compagnon, une géante rouge.

Le stage se décompose en plusieurs étapes :

- Étape 1 : À partir de l'article de *Gould et al.* et des expressions de la section efficace d'interaction et de la conservation de l'énergie, voir l'énergie seuil du photon gamma incident pour différentes énergies du photon cible mais aussi voir la dépendance de la section efficace en l'énergie de la centre de masse et en l'angle pour ces mêmes énergies de photons cibles.
- Étape 2 : À partir de l'article de *Moskalenko et al.*, reproduire l'atténuation gamma-gamma pour deux cas précis, le CMB et un rayonnement infrarouge. Dans ces deux cas, la densité de photons cibles est constante le long de la ligne de visée.
- Étape 3 : Reprendre l'étape 3 pour une source de photons ponctuelle hors de la ligne de visée.
- Étape 4 : Ajouter de la géométrie au problème précédent en mettant la naine blanche et la géante rouge hors de la ligne de visée.

# 1 Paramètres influents de la section efficace

## 1.1 Énergie seuil du photon incident pour un photon cible donné

Nous allons voir le seuil énergétique d'un photon incident sur un photon cible d'énergie connue. Cela nous permettra de voir si l'interaction avec ce photon est possible (cf figure 1). Pour des photons cibles de grandes longueurs d'onde et donc de petites énergies, la condition de seuil implique que les photons incidents doivent avoir une plus grande énergie minimale contrairement aux photons cible de plus petites longueurs d'onde et donc de plus grande énergie.

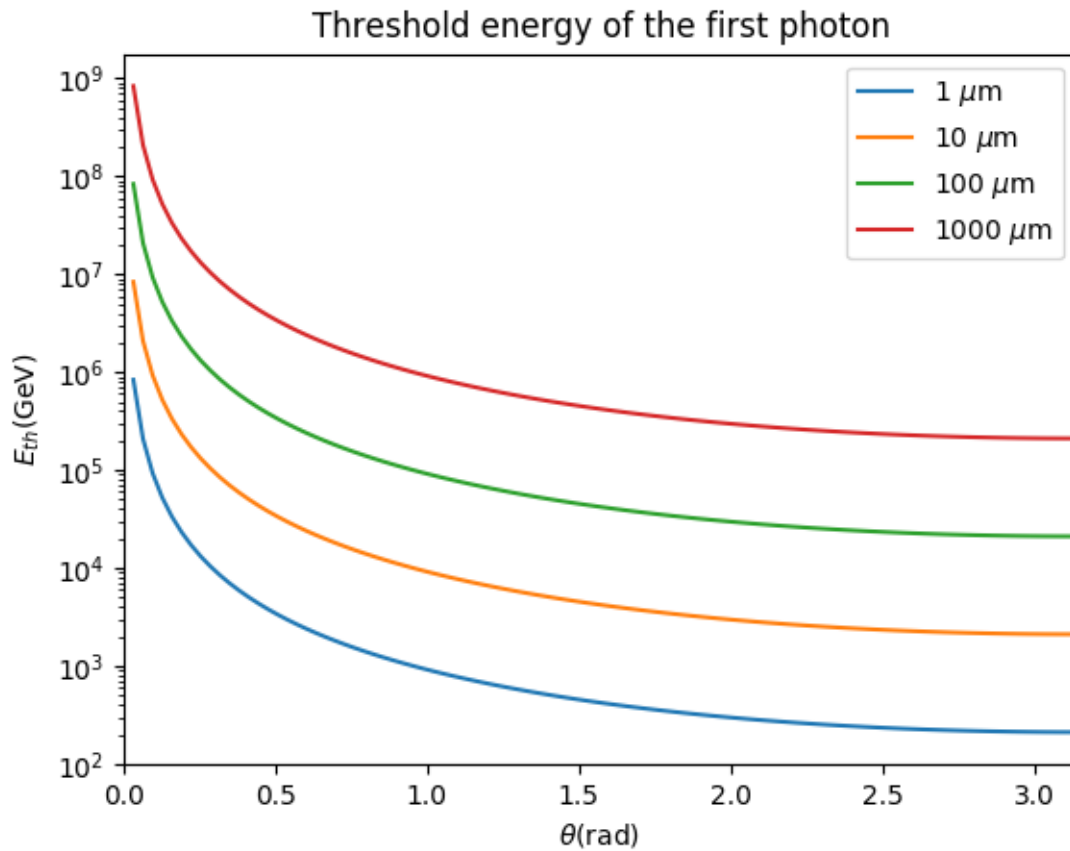


FIGURE 1 – Courbe des différentes énergies seuils pour des photons cibles de longueurs d'onde  $\lambda = 1 \mu m, 10 \mu m, 100 \mu m, 1000 \mu m$  et pour des angles d'incidence du photon cible par rapport au photon de haute énergie ( $\theta \in [0, \pi]$ )

## 1.2 Énergie dans le centre de masse

Ici nous nous intéressons danss un premier temps à la dépendance en l'énergie dans le centre de masse de la section efficace de l'interaction gamma-gamma (équation 1 de Gould et al. (1967), cf figure 2). Cette dépendance présente un maximum très piqué aux alentours de 1 MeV, c'est autour de cette valeur que l'interaction  $\gamma - \gamma$  sera efficace pour la création de paire  $e^+ - e^-$ .

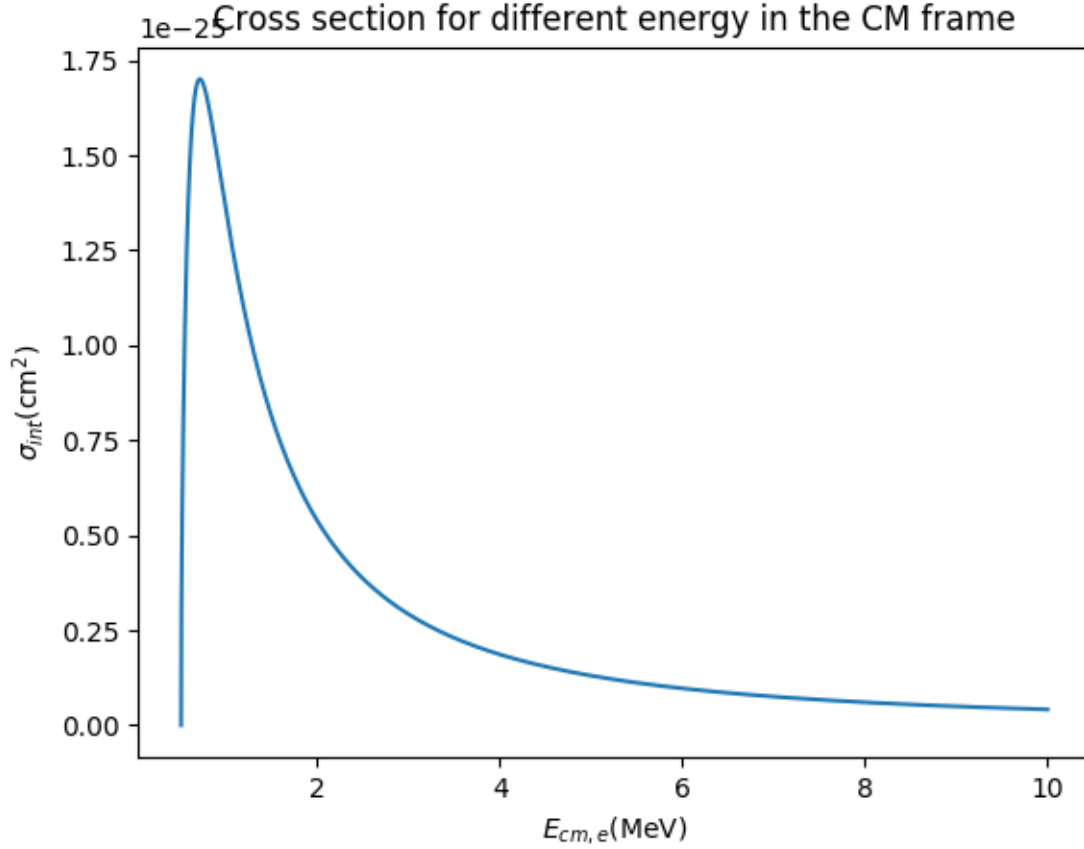


FIGURE 2 – Dépendance en l'énergie dans le centre de masse de la section efficace d'interaction

### 1.3 Angle entre les deux moments impulsionnels des photons

Ensuite, nous regarderons la dépendance en l'angle  $\theta$ , angle entre le photon incident et le photon cible, de la section efficace. Nous regarderons aussi les couples d'énergie (photon cible - photon incident) qui permet la création de paires, les différentes énergies sont récapitulées au tableau 1

Energie du photon incident	Longueur d'onde du photon cible
1 GeV	1 $\mu\text{m}$
100 GeV	10 $\mu\text{m}$
1 TeV	100 $\mu\text{m}$
10 TeV	1000 $\mu\text{m}$

TABLE 1 – Récapitulatif des différentes énergies pour le photon incident et le photon cible

Certains couples photon incident - photon cible ne permet pas d'atteindre la condition seuil quelque soit l'angle  $\theta$  et il n'y a pas création de paires. Pour d'autres couples, deux caractères se dégagent : soit la section efficace est très piquée soit elle possède un plateau. Ces deux comportements s'explique par la figure 2, la géométrie du problème permet dans certains cas d'être dans la condition de seuil sur une gamme d'angle plus étendue alors que pour d'autres géométrie la gamme est plus piquée. Deux exemples sont visibles aux figures 3 et 4.

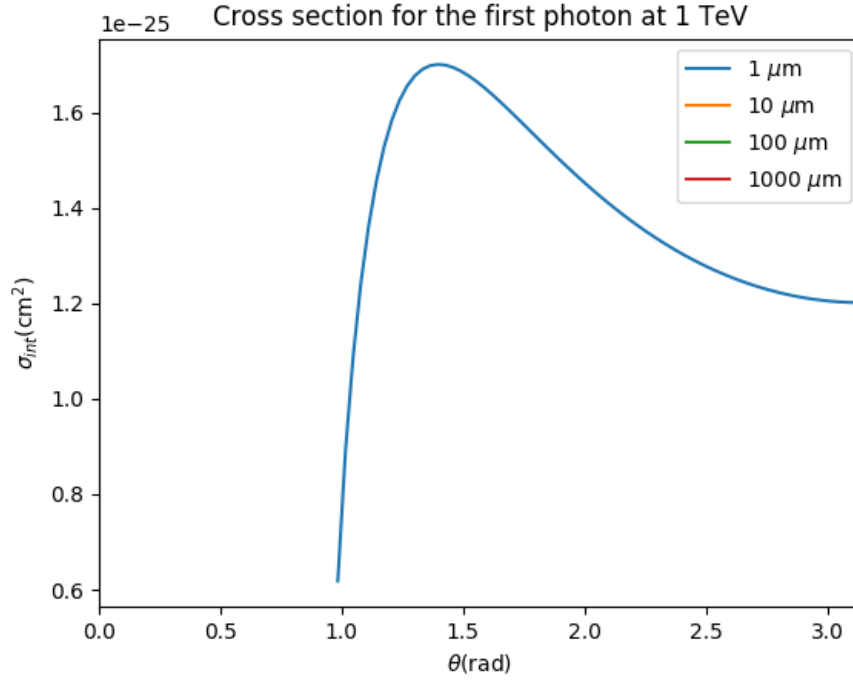


FIGURE 3 – Courbe de la section efficace en fonction de l'angle  $\theta$  pour une énergie du photon incident de 1 TeV et quatre énergies différentes du photon cible ( $1 \mu m$ ,  $10 \mu m$ ,  $100 \mu m$  et  $1000 \mu m$ )

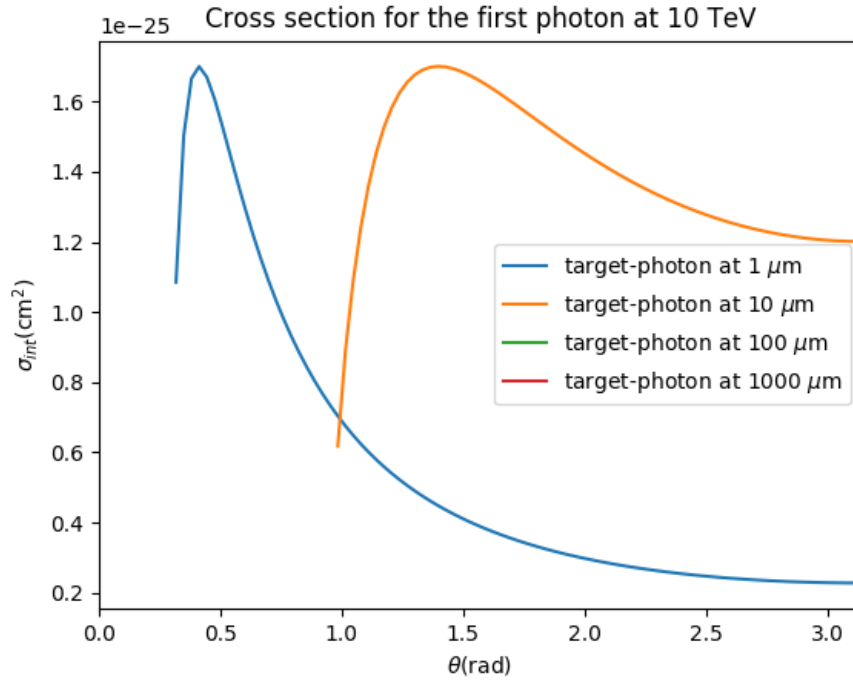


FIGURE 4 – Courbe de la section efficace en fonction de l'angle  $\theta$  pour une énergie du photon incident de 10 TeV et quatre énergies différentes du photon cible ( $1 \mu m$ ,  $10 \mu m$ ,  $100 \mu m$  et  $1000 \mu m$ )

Les autres couples photon incident - photon cible ne remplissent pas la condition de seuil et il n'y a pas de création de paires.

## 2 Modélisation de l'atténuation gamma-gamma dans le cas isotrope

La profondeur optique (*optical depth*) de l'interaction gamma-gamma peut s'écrire de manière générale comme l'intégration le long de la ligne de visée, sur une certaine gamme d'énergie et sur l'angle solide contenant les photons cibles d'une certaine quantité pour une énergie  $E$  du photon gamma incident définie par

$$\frac{dn(\epsilon, \omega, z)}{d\epsilon d\omega} \sigma_{\gamma\gamma}(\epsilon_c)(1 - \cos \theta) \quad (1)$$

où  $\frac{dn(\epsilon, \Omega, \mathbf{x})}{d\epsilon d\Omega}$  est la densité de photons cibles par énergie (photons/cm<sup>3</sup>/sr/keV) et angle solide à une certaine position  $z$ ,  $\epsilon$  est l'énergie des photons cibles,  $\omega$  est un angle solide,  $\sigma_{\gamma\gamma}$  est la section efficace de la création de paires,  $\epsilon_c = [\frac{1}{2}\epsilon E(1 - \cos \theta)]$  est l'énergie du photon cible dans le référentiel du centre de masse,  $\theta$  est l'angle formé des deux quantités de mouvement dans le référentiel de l'observateur et  $z$  est la coordonnée le long de la ligne de visée.

Pour résoudre cette intégrale il est nécessaire de définir un système de coordonnées simples.

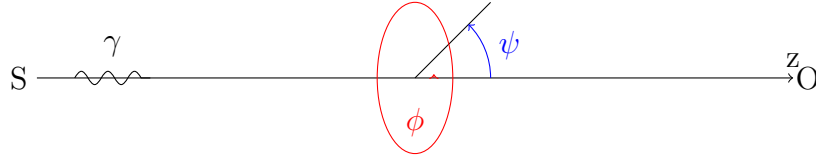


FIGURE 5 – Coordonnées choisies pour le calcul de l'intégrale,  $z$  est le long de la ligne de visée,  $\psi$  est l'angle azimutal (si  $\psi$  est nul, la collision est frontale et si  $\psi$  vaut  $\pi$  les deux photons sont dans le même sens et la même direction) et  $\phi$  est l'angle polar autour de la ligne de visée.  $S$  est la source et  $O$  l'observateur.

Une fois le choix des coordonnées nous pouvons intégrer la quantité (1), ce qui nous donne la profondeur optique, comme suit

$$\tau_{\gamma\gamma}(E) = \int_L dz \int d\epsilon \int d\Omega \frac{dn(\epsilon, \omega, z)}{d\epsilon d\omega} \sigma_{\gamma\gamma}(\epsilon_c)(1 - \cos \theta) \quad (2)$$

où  $d\Omega = d\cos\psi d\phi$ .  $L$  est la distance parcourue par le photon gamma depuis la source d'émission à l'observateur.

Dans ce système de coordonnées, l'angle  $\theta$  se calcule simplement,  $\theta = \pi - \psi$ .

Maintenant que le système de coordonnées est défini, nous pouvons intégrer numériquement l'intégrale (2). Nous définissons la transmittance par  $\exp(-\tau_{\gamma\gamma})$

### 2.1 Transmittance pour le CMB

Si les photons cibles sont ceux du CMB, la densité de photon est isotrope et l'intégrale (2) se simplifie. L'intégrale le long de la ligne de visée devient une simple multiplication par la distance parcourue et la densité ne dépend plus que de l'énergie des photons cibles et est donnée par la distribution de Planck.

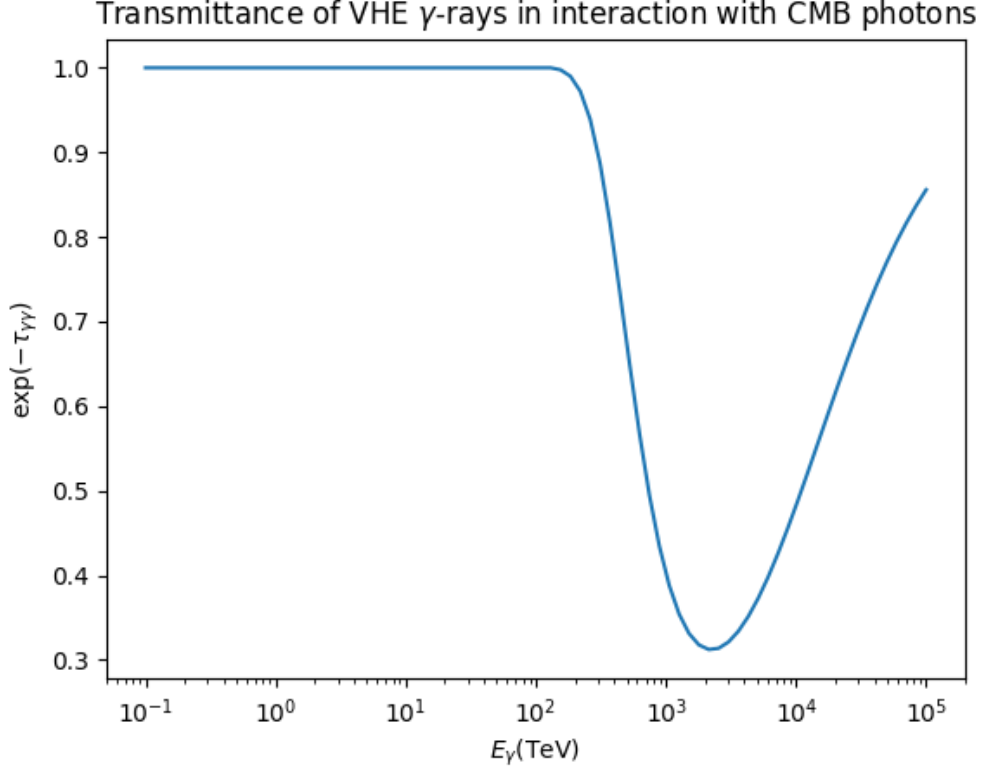


FIGURE 6 – Transmittance de photons gamma à des énergies entre  $10^{-1}$  et  $10^5$  TeV traversant un champ de photons CMB. Le calcul de cette transmittance a été fait sur base de l'équation (2) pour la densité de corps noir (3) à la température de 2.7 K

$$\frac{dn(\epsilon, \omega, z)}{d\epsilon d\omega} = \frac{2\epsilon^2}{(hc)^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{\epsilon}{kT}\right) - 1} \quad (3)$$

En injectant cette expression dans celle de l'intégrale (2) et en simplifiant, l'intégrale devient

$$\tau_{\gamma\gamma}^{CMB}(E) = -\frac{4kT}{(\hbar c)^3 \pi^2 E^2} L \int_{m_e c^2}^{\infty} d\epsilon_c \epsilon_c^3 \sigma_{\gamma\gamma}(\epsilon_c) \ln(1 - e^{-\epsilon_c^2/EkT}) \quad (4)$$

où  $kT$  est la température du CMB et  $m_e c^2$  est la masse au repos de l'électron (positron).

Les figures suivantes ((6) et (8)) nous montrent la transmittance de photons gamma incidents d'une énergie comprise entre  $10^{-1}$  et  $10^5$  TeV. Nous pouvons remarquer que la transmittance a un minimum aux alentours de  $10^{-3}$  TeV et vaut l'unité, tout est transmis, rien n'est atténué par ce procédé, pour les autres énergies.

En comparant les deux transmittances (cf figures (6) et (8)), nous pouvons remarquer que les deux méthodes nous donnent exactement la même transmittance, ce qui est vérifié à la figure suivante (7).

## 2.2 Transmittance pour un rayonnement infrarouge isotrope

Nous allons nous concentrer sur un cas de corps gris, la densité de photon de ce corps est diluée d'un facteur  $\frac{u}{aT^4}$  où  $u$  est la densité d'énergie du corps,  $a$  est la constante de radiation et  $T$  est la température du corps.

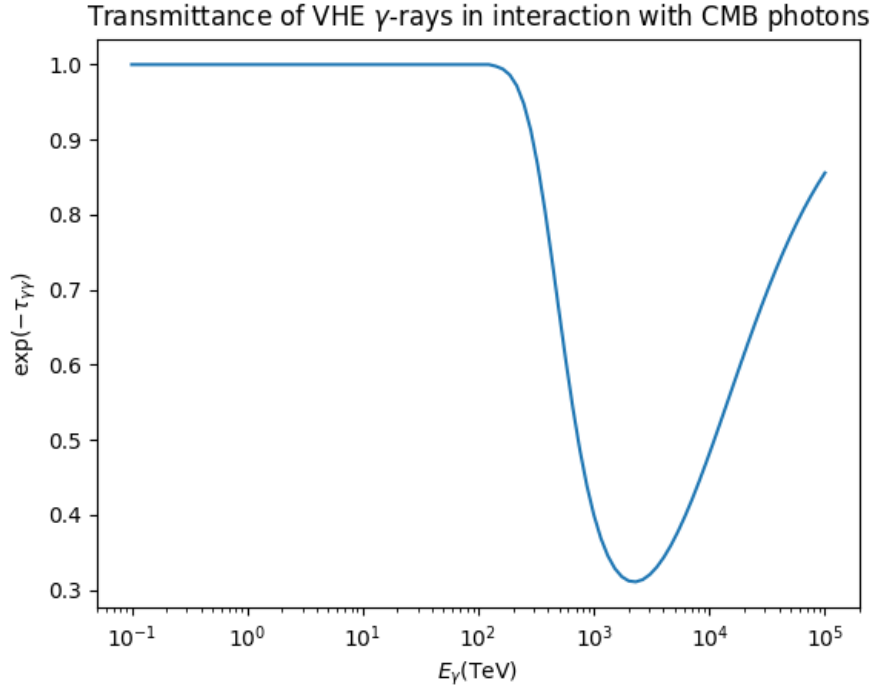


FIGURE 7 – Transmittance de photons gamma à des énergies entre  $10^{-1}$  et  $10^5$  TeV traversant un champ de photons CMB. Le calcul de cette transmittance a été fait sur base de l'équation (4) à la température de 2.7 K

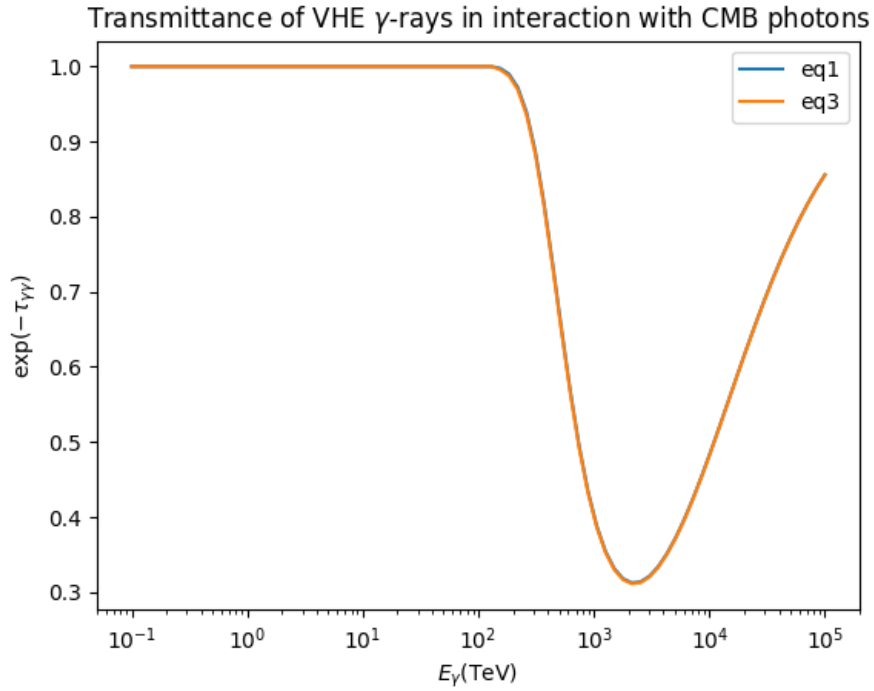


FIGURE 8 – Transmittance de photons gamma à des énergies entre  $10^{-1}$  et  $10^5$  TeV traversant un champ de photons CMB. En bleu est le résultat pour l'équation (2), équation 1 du papier de *Moskalenko et al.* et en orange est représenté le résultat pour l'équation (4), équation 3 du papier de *Moskalenko et al.*



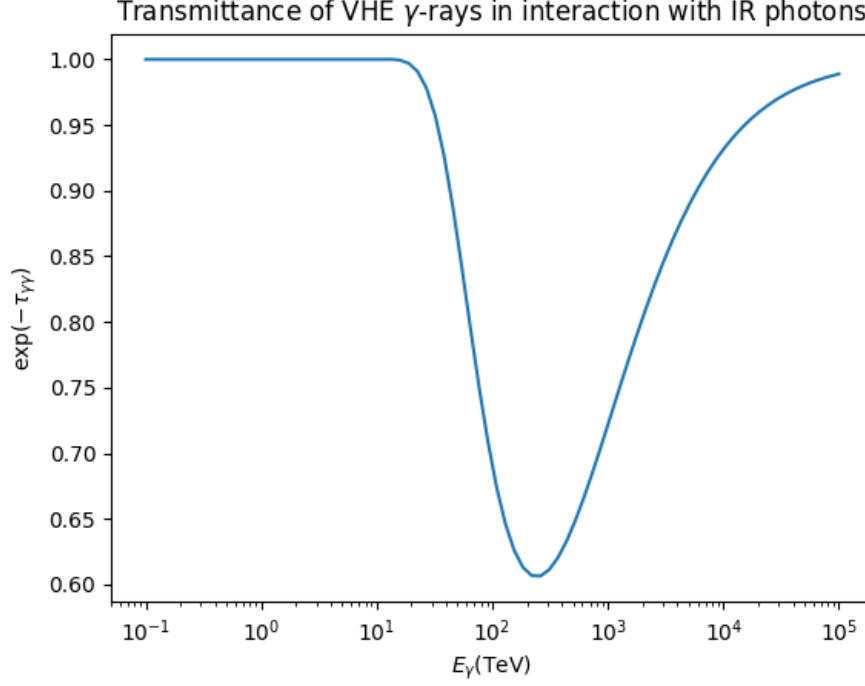


FIGURE 9 – Transmittance de photons gamma à des énergies entre  $10^{-1}$  et  $10^5$  TeV traversant un champ de photons IR à une température de 25 K et une densité d'énergie de  $1 \text{ eV/cm}^3$ .

En reprenant la densité du corps noir (3) multipliée par le facteur de dilution et l'expression de la profondeur optique, nous obtenons l'atténuation suivante (ccf figure (9)) pour un corps gris infrarouge à une température de 20 K et une densité d'énergie de  $0.5 \text{ eV/cm}^3$ .

La figure (10) nous montre la comparaison entre l'atténuation due aux photons du CMB et celle due aux photons infrarouges. La transmittance due aux premiers photons débute sa décroissance aux alentours de 200 TeV et a un minimum aux alentours de 2000 TeV alors que celle due aux seconds photons débute aux alentours de 10 TeV et a un minimum aux alentours de 100 TeV.

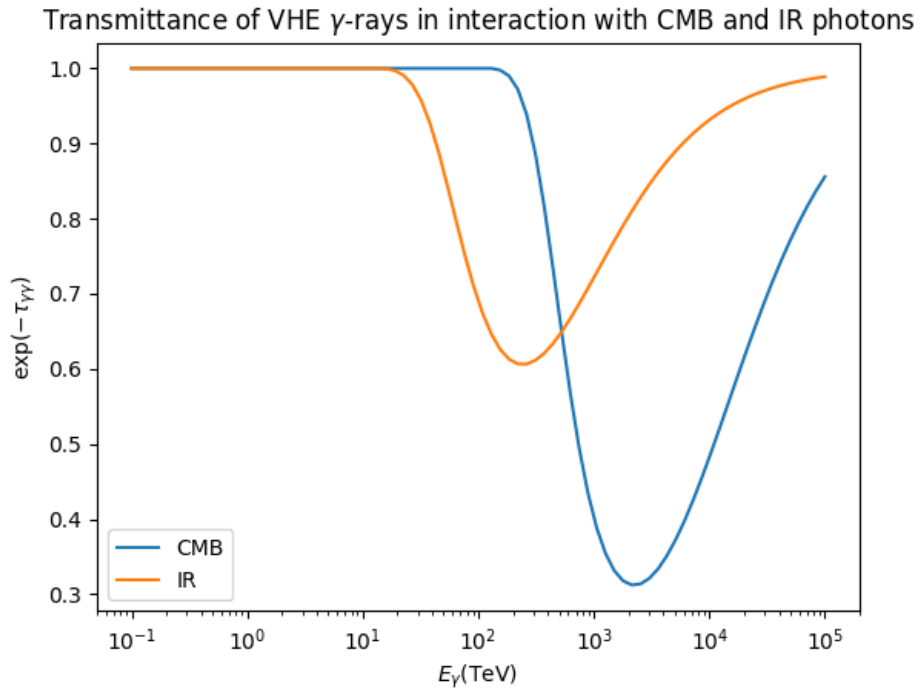


FIGURE 10 – Comparaison des transmittances de photons gamma à des énergies entre  $10^{-1}$  et  $10^5$  TeV traversant un champ de photons IR à une température de 25 K et une densité d'énergie de  $1 \text{ eV/cm}^3$  et un champ de photon CMB.