

Sources térahertz créées par des impulsions ultrabrèves

Des impulsions laser femtosecondes opérant à des longueurs d'onde différentes sont focalisées dans un gaz pour produire un plasma excitant un rayonnement térahertz [THz] par conversion de fréquence. Des calculs analytiques démontrent l'efficacité d'une impulsion à deux couleurs pour créer un tel rayonnement. Des simulations numériques mettent en évidence les effets de propagation de l'impulsion totale dans ce processus. En accord avec des expériences directes, elles montrent aussi que la quantité de rayonnement THz augmente avec la pression du gaz.

L. Bergé CEA-DAM Île-de-France

I. Babushkin Institut Weierstraß, Berlin, Allemagne

W. Kuehn · K. Reimann · M. Woerner · J. Herrmann · T. Elsaesser Institut Max Born, Berlin, Allemagne

C. Köhler · S. Skupin Institut Max Planck, Dresde et Université de Friedrich Schiller, Jena, Allemagne

Initialement étudié en astronomie, le domaine térahertz (THz) s'est ouvert à d'autres champs de recherche grâce aux progrès récents en photonique et en nanotechnologie. Dans le domaine de la sécurité par exemple, une analyse spectrale THz permet de distinguer des substances illégales ou des explosifs d'autres éléments semblant identiques à l'œil nu ou par photographie infrarouge [1]. Les ondes de fréquence THz ayant la propriété de se propager à travers les emballages, des éléments illicites ou pathogènes peuvent être détectés directement sans ouvrir les contenants. Le rayonnement THz est localisé dans la plage de fréquences entre 100 GHz et 30 THz. Parmi les sources THz classiques, on trouve les lasers à cascade quantique, les matériaux photoconducteurs et les générateurs exploitant des non-linéarités optiques [2].

Génération THz par des impulsions laser ultracourtes

Outre les techniques précédentes, des sources THz peuvent être générées par le couplage de deux impulsions femtosecondes de fréquences ω_0 (fondamental) et $2\omega_0$ (harmonique deux). En géométrie fortement focalisée, celles-ci produisent un plasma qui donne naissance à des impulsions dont la fréquence est une combinaison des deux premières, c'est-à-dire non seulement $2\omega_0 + \omega_0$ et $2\omega_0 - \omega_0$, mais aussi une différence de fréquence ($\sim \omega_0 - \omega_0$) proche de zéro. Cette fréquence résiduelle est à l'origine du rayonnement THz. Il a été montré que des impulsions optiques de quelques dizaines de femtosecondes en durée étaient capables de créer des champs THz d'amplitude > 100 kV/cm [3]. Le mécanisme de génération THz restait cependant indéterminé. Ce point important a été récemment

levé [4], tout d'abord par une étude analytique du courant d'électrons créé par un champ laser bicolore :

$$E(t) = A_1 \cos(\omega_0 t) + A_2 \cos(2\omega_0 t + \theta) \quad (1)$$

dont les composantes fondamentale et harmonique deux, d'amplitudes respectives A_1 et A_2 , ont pour

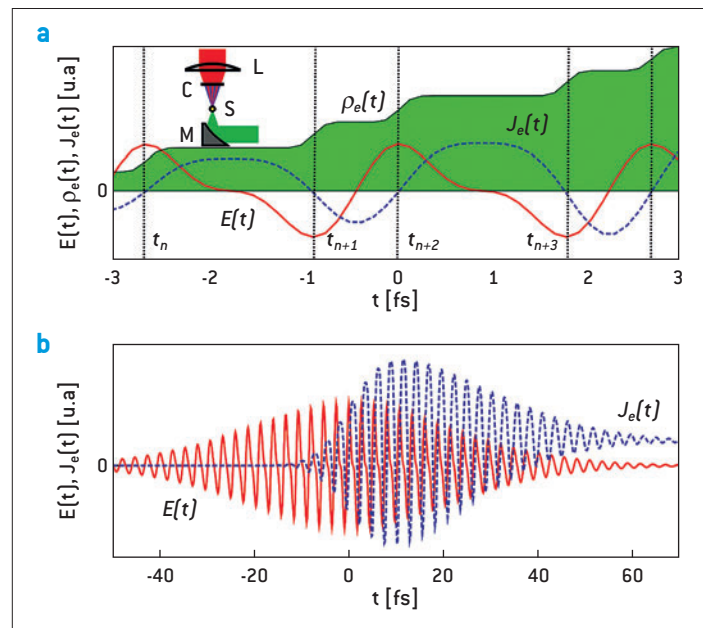


Figure 1. [a] Mécanisme schématisant la génération THz : un champ électrique laser à deux couleurs ionise le milieu et produit des électrons libres avec des modulations en forme de saut. L'ionisation prend place aux instants t_n correspondant aux maxima du champ total rendu asymétrique par la combinaison des deux couleurs. Ceci conduit à la génération d'un courant de charges J_e [b] dont la composante basse fréquence agit comme une source de rayonnement THz. L'insert de la figure [a] résume le dispositif expérimental.

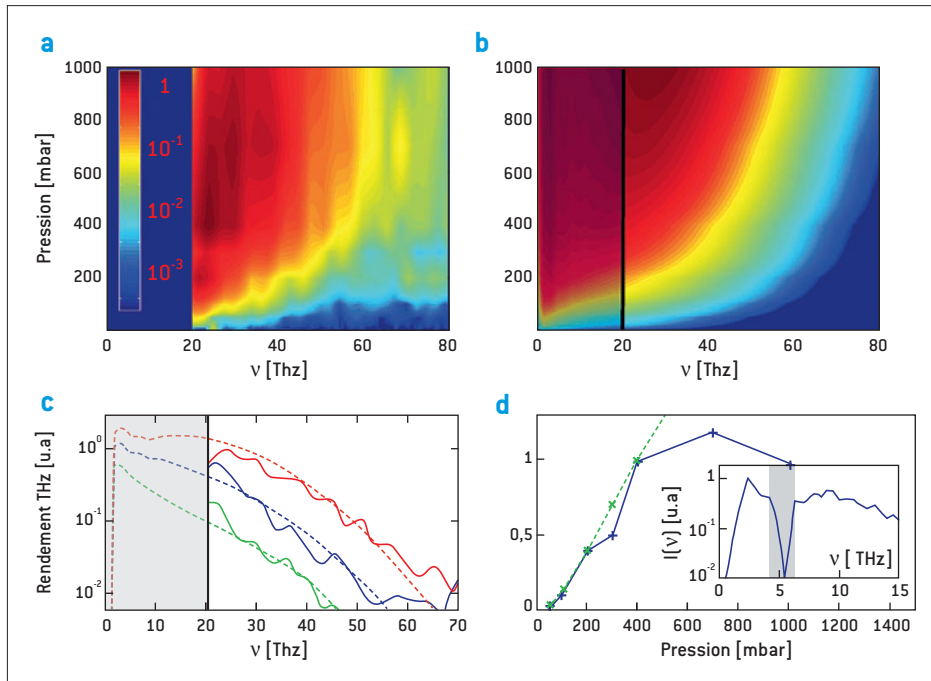


Figure 2. Spectres THz (a) mesurés expérimentalement et (b) simulés numériquement pour de l'argon sous pression entre 1 mbar et 1 bar. (c) Spectres expérimentaux (courbes solides) et numériques (courbes brisées) pour des pressions variées (rouge: 0,4 bar, bleu: 0,2 bar, vert: 0,1 bar). (d) Quantité de rayonnement THz en fonction de la pression du gaz (courbe bleue: mesure expérimentale; courbe verte: simulations numériques). L'insert détaille l'intervalle en fréquence non accessible par le dispositif expérimental (zone ombragée).

phase relative θ . Dans la limite $A_2/A_1 \ll 1$, les extrema du champ électrique (1) se situent aux instants discrets $\omega_0 t_n \approx n\pi - (-1)^n 2(A_2/A_1) \sin \theta$ avec n entier. La densité de courant produite à ces instants implique une densité d'électrons libres $\rho_e(t)$ associée à des fronts d'ionisation que l'on peut assimiler à des fonctions sauts d'amplitude discrète ρ_n , de sorte que $\partial_t \rho_e = \sum_n \rho_n \delta(t - t_n)$. On montre alors que cette densité de courant, gouvernée par l'équation $\partial_t J_e = q_e^2 \rho_e(t) E(t) / m_e$, où q_e et m_e désignent la charge et la masse d'un électron, peut aussi s'écrire sous forme discrète $J_e = \sum_n J_n$ avec :

$$J_n(t) \approx (q_e^2 \rho_n / m_e \omega_0) [\sin(\omega_0 t) - \sin(\omega_0 t_n)] \quad (2)$$

La première contribution dans le terme entre crochets correspond au courant produit par l'onde de pompe. La deuxième contribution correspond à une composante basse fréquence ($\sim 1/\omega$ par transformée de Fourier) associée à la génération THz, qui n'existe que si θ et A_2 sont non nuls. La figure 1 résume ce mécanisme en mettant en évidence la croissance en sauts de la densité électronique ainsi que les comportements asymétriques du champ laser (1) pourvu d'enveloppes gaussiennes et de sa densité de courant. Cette asymétrie, causée par la présence de l'harmonique deux, est à l'origine d'un courant basse fréquence.

Des simulations numériques exploitant le code UPPE3D (Unidirectional Pulse Propagation Equation) ont ensuite validé ce mécanisme et mis en évidence les effets de propagation de la double impulsion sur la conversion THz. En particulier, il a été démontré que les élargissements fréquentiels subis par l'impulsion fondamentale influencent directement la forme et le maximum du spectre THz [4].

Enfin, des comparaisons simulations-expériences ont démontré le rôle important de la pression du gaz

sur la quantité de rayonnement THz. Le principe de l'expérience est schématisé dans l'insert de la figure 1. Une impulsion laser de 40 fs à 800 nm est doublée en fréquence par un cristal BBO, produisant environ 10% d'harmonique deux. L'ensemble des deux composantes (800 nm + 400 nm) est ensuite focalisé sur quelques cm dans un gaz d'argon à pression variable. Le rayonnement THz est collecté par un miroir parabolique et analysé par interférométrie Michelson. Les résultats montrent que ce rayonnement augmente presque linéairement avec la pression du milieu (figure 2). Les comportements expérimentaux sont en accord remarquable avec les résultats des simulations numériques.

Conclusion

Les études menées en 2010 ont permis d'expliquer le mécanisme clé de génération de sources THz à partir d'impulsions ultrabrèves combinant deux longueurs d'onde différentes. Les prochains travaux consisteront à augmenter le rayonnement basse fréquence en utilisant un nombre de composantes optiques supérieur et en exploitant des régimes de filamentation sur de longues distances.

RÉFÉRENCES

- [1] M. TONOUCHI, "Cutting-edge terahertz technology", *Nat. Photonics*, **1**, p. 97-105 (2007).
- [2] K. REIMANN, "Table-top sources of ultrashort THz pulses", *Rep. Prog. Phys.*, **70**, p. 1597-1632 (2007).
- [3] K. Y. KIM, A. J. TAYLOR, J. H. GLOWNIA, G. RODRIGUEZ, "Coherent control of terahertz supercontinuum generation in ultrafast laser-gas interactions", *Nat. Photonics*, **2**, p. 605-609 (2008).
- [4] I. BABUSHKIN *et al.*, "Ultrafast spatiotemporal dynamics of terahertz generation by ionizing two-color femtosecond pulses in gases", *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 053903 (2010).