

# Áp suất của sóng xung kích sinh ra bởi quá trình đánh thủng trong không khí bằng laser

Pressure of shockwave induced by laser breakdown in air

Nguyễn Thị Phương Thảo<sup>a,b\*</sup>  
Nguyen Thi Phuong Thao<sup>a,b\*</sup>

<sup>a</sup>Viện Nghiên cứu và Phát triển Công nghệ Cao, Trường Đại học Duy Tân, Đà Nẵng, Việt Nam

<sup>a</sup>Institute of Research and Development, Duy Tan University, Da Nang, 550000, Vietnam

<sup>b</sup>Khoa Môi trường và Khoa học Tự nhiên, Trường Đại học Duy Tân, Đà Nẵng, Việt Nam

<sup>b</sup>Faculty of Environment and Natural Science, Duy Tan University, Danang, 550000, Vietnam

(Ngày nhận bài: 03/10/2022, ngày phản biện xong: 07/10/2022, ngày chấp nhận đăng: 15/11/2022)

## Tóm tắt

Chúng tôi quan sát sự lan truyền của một sóng xung kích sinh ra khi hội tụ một chùm tia laser trong không khí bằng phương pháp chụp bóng. Áp suất của sóng xung kích được tính toán từ vận tốc sóng, thông qua việc quan sát và đo đặc vị trí của sóng xung kích theo thời gian với độ phân giải nano giây. Kết quả cho thấy áp suất của sóng xung kích có thể đạt giá trị trên 6MPa vào thời điểm 100ns tính từ thời điểm chiếu chùm tia. Áp suất này suy giảm nhanh chóng khi sóng lan truyền và đạt giá trị xấp xỉ áp suất khí quyển sau khoảng 2000ns.

*Từ khóa:* Sóng xung kích; phương pháp chụp bóng; áp suất sóng xung kích; laser.

## Abstract

We observed the propagation of a shock wave induced by focusing a laser beam in the air using the shadowgraph imaging technique. The shock pressure is calculated from the shock propagation velocity, by observing and measuring the shockwave's position with time with the resolution of nanoseconds. The result shows that the pressure of the shock wave can reach a value larger than 6MPa at 100ns after irradiation. This pressure decreases rapidly as the wave propagates, reaching atmospheric pressure value after about 2000ns.

*Keywords:* Shock wave; shadowgraph imaging technique; shockwave pressure; laser.

## 1. Giới thiệu

Khi một xung laser có độ dài xung ngắn hoặc rất ngắn được hội tụ trong không khí, tại điểm hội tụ, mật độ năng lượng ánh sáng có thể đạt đến giá trị rất lớn, vào khoảng GW trên mỗi centimet vuông. Thông thường, một photon

đơn không có đủ năng lượng để kích thích một electron của phân tử khí từ vùng hóa trị lên vùng dẫn. Tuy nhiên, tại mật độ năng lượng rất cao, hiện tượng hấp thụ phi tuyến tính có thể xảy ra, khi đó phân tử khí có thể hấp thụ cùng lúc nhiều photon và bị ion hóa để tạo thành

\*Corresponding Author: Nguyễn Thị Phương Thảo, Viện Nghiên cứu và Phát triển Công nghệ Cao, Đại học Duy Tân, Đà Nẵng, Việt Nam; Khoa Khoa học Tự nhiên và Môi trường, Đại học Duy Tân, Đà Nẵng, Việt Nam.

Email: thaonguyen@duytan.edu.vn

plasma [1]. Sau khi được hình thành, plasma sẽ tiếp tục hấp thụ năng lượng tia sáng để đạt đến trạng thái năng lượng và áp suất cao. Plasma có thể được quan sát thấy bằng mắt thường dưới dạng một chớp sáng. Quá trình này được gọi là quá trình đánh thủng, trong đó một môi trường trong suốt đột ngột trở thành một môi trường hấp thụ ánh sáng tại mật độ năng lượng cao. Quá trình đánh thủng chất khí bằng xung laser có nhiều ứng dụng, có thể kể đến quang phổ laser, đánh lửa bằng laser, laser fusion v.v... [2].

Plasma ở trạng thái áp suất cao sẽ giãn nở với vận tốc lớn và tạo nên sóng xung kích trong không khí. Sóng xung kích được tạo nên có hình cầu và lan truyền với tốc độ lớn hơn tốc độ âm thanh của không khí nhiều lần [3]. Sóng xung kích khi va chạm với một bề mặt chất rắn, có thể kích thích sự tạo thành các sóng ứng suất và sóng bề mặt [4]. So với phương pháp kích thích sóng ứng suất bằng laser thông qua quá trình phá hủy, phương pháp kích thích sóng ứng suất bằng sóng xung kích có lợi thế khi nó không gây ảnh hưởng chất lượng bề mặt vật rắn, và có nhiều ứng dụng tiềm năng trong lĩnh vực kiểm tra không phá hủy [4, 5].

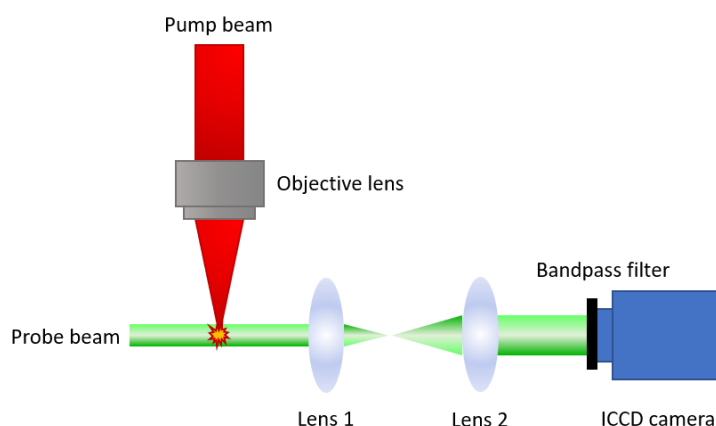
Trong nghiên cứu này, chúng tôi quan sát sự hình thành một sóng xung kích hình cầu được hình thành trong không khí khi hội tụ một chùm tia laser bước sóng 1064nm, độ dài xung 13ns

trong không khí. Hình ảnh sóng xung kích được quan sát bằng phương pháp chụp bóng. Áp suất của sóng xung kích được tính toán từ vận tốc sóng, thông qua việc quan sát và đo đạc vị trí của sóng xung kích trong không gian theo thời gian với độ phân giải lên đến nano giây.

## 2. Phương pháp

Quá trình đánh thủng không khí được thực hiện bằng cách hội tụ một chùm tia laser (1064nm, 13ns) bằng một thấu kính có tiêu cự 5 cm trong không khí. Năng lượng chùm tia đo được là 60mJ. Phương pháp chụp bóng được sử dụng để quan sát sự hình thành của sóng xung kích trong không khí.

Phương pháp chụp bóng là một phương pháp quang học cho phép phát hiện sự không đồng nhất trong các môi trường trong suốt như không khí, nước hoặc kính, v.v... Phương pháp này có sự tương đồng nhưng đơn giản hơn nhiều so với phương pháp chụp Schlieren và có thể được sử dụng để nghiên cứu động học sóng xung kích một cách hiệu quả. Về nguyên tắc, chúng ta không thể quan sát được bằng hình ảnh một sự biến đổi về nhiệt độ, áp suất, mật độ trong không khí. Tuy nhiên, tất cả các biến đổi này đều gây nên sự khúc xạ tia sáng, do vậy đều có thể tạo thành bóng đen nếu chúng ta quan sát hình ảnh của không khí trên một màn chắn.



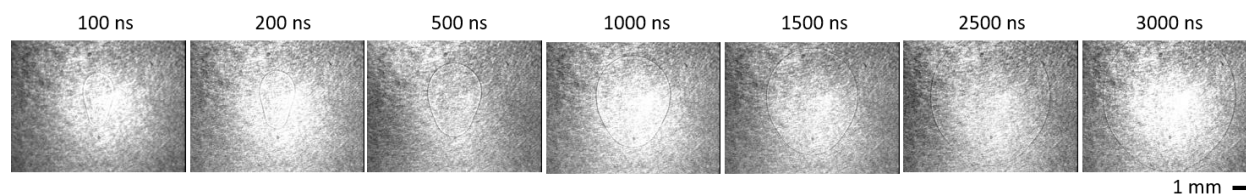
**Hình 1.** Sơ đồ nguyên lý thí nghiệm và hệ thống quan sát

Trong nghiên cứu này, chúng tôi sử dụng một hệ thống pump-and-probe điển hình cùng một camera tốc độ cao để chụp bóng của sóng xung kích. Chùm tia laser 1064nm là chùm bơm (pump), được sử dụng để gây nên hiện tượng đánh thủng không khí. Chùm chiếu (probe) có bước sóng 532nm được chiếu qua vùng bị đánh thủng và qua một hệ thống thấu kính để phóng đại. Ảnh được thu lại bằng một camera tốc độ cao. Một kính lọc sắc được đặt trước camera để loại bỏ ánh sáng nhiễu. Độ trễ thời gian giữa chùm chiếu và chùm bơm có thể được điều chỉnh nhờ sử dụng một hệ thống làm trễ. Sự lan truyền của sóng xung kích trong không gian được quan sát trong khoảng thời

gian từ 100 đến 3000ns tính từ thời điểm được tạo thành.

### 3. Kết quả và thảo luận

Hình 2 trình bày hình ảnh sóng xung kích sinh ra trong quá trình đánh thủng không khí được quan sát trong khoảng thời gian từ 100 đến 3000ns bằng phương pháp chụp bóng. Trong hình ảnh này, tia laser được chiếu tới từ phía trên. Hình ảnh sóng xung kích trong không khí có thể được quan sát rõ ràng. Chúng ta có thể thấy ban đầu sóng xung kích có hình quả lê với đầu lớn hướng về phía nguồn tia laser. Trong quá trình giãn nở, sóng xung kích dần dần có dạng hình tròn, như có thể được quan sát ở mốc thời gian 3000ns.



**Hình 2.** Hình ảnh sóng xung kích sinh ra bởi hiện tượng đánh thủng điện môi trong không khí, quan sát bằng phương pháp chụp bóng. Tia laser chiếu tới từ phía trên.

Khi xung laser được hội tụ trong không khí, phần năng lượng đầu tiên sẽ ion hóa chất khí để tạo nên plasma. Sau khi được tạo ra, plasma sẽ hấp thụ phần năng lượng của xung và phát triển về phía nguồn cung cấp năng lượng. Hiện tượng này tương tự như quá trình hình thành plasma khi hội tụ một xung laser lên bề mặt chất rắn. Do quá trình này nên plasma sẽ có dạng lớn hơn ở phía trên (gần nguồn năng lượng) và nhỏ hơn ở phía dưới (xa nguồn năng lượng). Khi giãn nở, plasma sẽ tạo nên sóng xung kích mang hình dáng của plasma, do đó sóng xung kích sinh ra cũng có hình dạng quả lê như đã mô tả. Sóng xung kích lan truyền trong không khí với vận tốc rất lớn. Sau một khoảng thời gian vào khoảng vài ngàn nano giây, độ chênh lệch giữa kích thước hai đầu là không đáng kể so với kích thước của sóng xung kích, do vậy, sóng xung kích sẽ có hình dạng

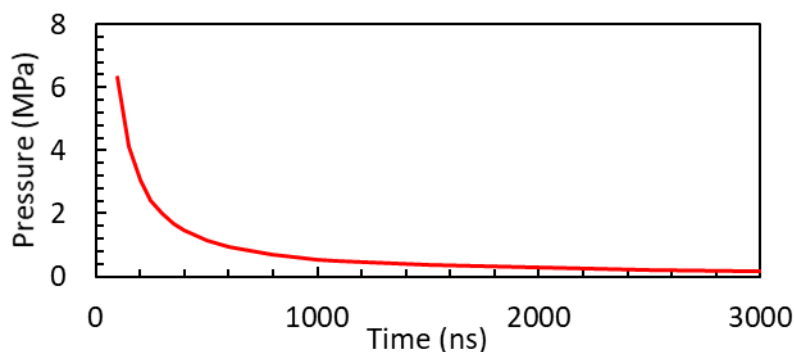
gần với hình tròn nếu được quan sát ở các thời điểm muộn của quá trình.

Để tính toán áp suất của sóng xung kích, chúng tôi đo đặc kích thước của sóng theo thời gian. Kích thước theo phương ngang của sóng được đo tại điểm lớn nhất của mặt sóng. Để tìm vận tốc sóng, đầu tiên chúng tôi làm khớp số liệu thực nghiệm với mô hình Talor-Sedov, mô hình mô tả kích thước của một sóng hình cầu trong không gian [6], sau đó lấy đạo hàm bậc 1 của phương trình có được. Áp suất sóng sau đó được tính toán dựa trên vận tốc của sóng xung kích theo phương trình [7]:

$$p_s = \left[ \frac{7}{6} \left( \frac{u_s}{c_0} \right)^2 - \frac{1}{6} \right] \times P_0$$

Trong đó  $u_s$  là vận tốc sóng,  $c_0$  là vận tốc âm thanh và  $P_0$  là áp suất khí quyển.

Sự biến đổi của áp suất sóng xung kích theo thời gian được thể hiện trên Hình 3.



**Hình 3.** Sự biến đổi áp suất sóng xung kích theo thời gian.

Vào thời điểm 100ns sau khi được tạo thành, sóng xung kích có áp suất trên 6Mpa. Giá trị này giảm dần khi sóng lan truyền trong không gian. Áp suất của sóng xung kích giảm xuống 1 Mpa vào thời điểm 500ns và giảm đến gần áp suất khí quyển vào khoảng sau 2000ns tính từ thời điểm được hình thành. Tại thời điểm 500ns, sóng xung kích lan truyền được một khoảng cách 1 mm tính từ vị trí hội tụ chùm tia. Sóng xung kích gần như trở thành sóng âm từ sau 3000ns.

So với phương pháp tạo sóng bề mặt bằng laser thông qua quá trình nhiệt [8] hoặc phá hủy [9], phương pháp kích thích sóng bề mặt từ sóng xung kích còn khá mới và ít được nghiên cứu [4]. Trong một nghiên cứu gần đây, Hosoya và cộng sự đã thành công trong việc kích thích sóng Lamb bằng cách sử dụng sóng xung kích sinh ra trong quá trình đánh thủng không khí. Tuy nhiên sự biến đổi áp suất của sóng xung kích theo thời gian chưa được tính toán trong nghiên cứu này [4]. Kết quả quan sát của chúng tôi cho thấy sự biến đổi áp suất sóng xung kích theo thời gian, từ đó có thể lựa chọn vùng áp suất phù hợp cho các ứng dụng kích thích sóng bề mặt hoặc sóng ứng suất trong lòng chất rắn.

#### 4. Kết luận

Chúng tôi đã quan sát trực tiếp một sóng xung kích được sinh ra khi hội tụ chùm tia laser nano giây trong không khí. Sóng xung kích sinh ra lan truyền với tốc độ siêu thanh trong không

khí. Trong quá trình lan truyền, áp suất sóng giảm dần theo thời gian. Vào thời điểm 100ns sau khi được tạo thành, áp suất sóng có thể đạt giá trị trên 6MPa. Áp suất này giảm về gần với áp suất khí quyển sau khoảng 2000ns.

#### Lời cảm ơn

Các kết quả thực nghiệm trình bày trong bài báo này dựa trên các thí nghiệm được thực hiện tại Phòng Thí nghiệm Laser, khoa Cơ khí, Trường Đại học Công nghệ Nagaoka. Chúng tôi trân trọng cảm ơn sự hỗ trợ của Giáo sư Ito và Tiến sĩ Tanabe-Yamagishi.

#### Tài liệu tham khảo

- [1] C. Schaffer, N. Nishimura, E. Glezer, A. Kim, and E. Mazur (2002), *Dynamics of femtosecond laser-induced breakdown in water from femtoseconds to microseconds*, Opt. Express, vol. 10, no. 3, pp. 196-203.
- [2] K. T. Yen, C. H. Wu, P. H. Wang, P. H. Tuan, and K. W. Su (2022), *Investigating the Threshold Conditions of Air Breakdown with Mode-Locked Q-Switched Laser Pulses, and the Temporal Dynamics of Induced Plasma with Self-Scattering Phenomenon*, Appl. Sci., vol. 12, p.41.
- [3] T. T. P. Nguyen, R. Tanabe, and Y. Ito (2013), *Laser-induced shock process in under-liquid regime studied by time-resolved photoelasticity imaging technique*, Appl. Phys. Lett., vol. 102, no. 12, p. 124103.
- [4] N. Hosoya, A. Yoshinaga, A. Kanda, and I. Kajiwara (2018), *Non-contact and non-destructive Lamb wave generation using laser-induced plasma shock wave*, Int. J. Mech. Sci., vol. 140, pp. 486–492.
- [5] Y. Zhang, C. Yang, H. Qiang, and P. Zhong (2019), *Nanosecond shock wave-induced surface acoustic waves and dynamic fracture at fluid-solid boundaries*, Phys. Rev. Res., vol. 1, no. 3, p. 33068.

- [6] T. T. P. Nguyen, R. Tanabe, and Y. Ito (2018), *Comparative study of the expansion dynamics of laser-driven plasma and shock wave in in-air and underwater ablation regimes*, Opt. Laser Technol., vol. 100, pp. 21–26.
- [7] S. M. O'Malley, B. Zinderman, J. Schoeffling, R. Jimenez, J. J. Naddeo, and D. M. Bubb (2014), *Nanosecond laser-induced shock propagation in and above organic liquid and solid targets*, Chem. Phys. Lett., vol. 615, pp. 30–34.
- [8] M. V. Shugaev and L. V. Zhigilei (2021), *Thermoelastic modeling of laser-induced generation of strong surface acoustic waves*, J. Appl. Phys., vol. 130, 185108.
- [9] T. T. P. Nguyen, R. Tanabe-Yamagishi, and Y. Ito (2022), *Rayleigh wave and super-shear evanescent wave excited by laser-induced shock at a soft solid-liquid interface observed by photoelasticity imaging technique*, J. Appl. Phys., vol. 131, 123102.