

Bạn đang truy cập nguồn tài liệu chất lượng cao do www.mientayvn.com phát hành. Đây là bản xem trước của tài liệu, một số thông tin và hình ảnh đã bị ẩn đi. Bạn chỉ xem được toàn bộ tài liệu với nội dung đầy đủ và định dạng gốc khi đã thanh toán. Rất có thể thông tin mà bạn đang tìm bị khuất trong phần nội dung bị ẩn.

.....
Liên hệ với chúng tôi: thanhlam1910_2006@yahoo.com hoặc frbwrthes@gmail.com

.....
Thông tin về tài liệu

Số thứ tự tài liệu này là (số thứ tự tài liệu dùng để tra cứu thông tin về giá của nó): 1881

Định dạng gốc: .doc

.....
Xem giá cả và hình thức thanh toán tại đây: www.mientayvn.com/bg_thanh_toan.html

Tập tin có cài pass (bạn sẽ nhận được pass sau khi đã thanh toán):

www.mientayvn.com/DICH_THUAT/Ultrafast_and_intense_field_nonlinear_optics_1881.rar

.....
Các tài liệu được tặng miễn phí kèm theo: www.mientayvn.com/Tai_lieu_cung_chu_de/1881.doc

.....
CHÚNG TÔI RẤT MUỐN CUNG CẤP TÀI LIỆU NÀY MIỄN PHÍ CHO CÁC HỌC SINH, SINH VIÊN NGHÈO, HOẶC CÓ HOÀN CẢNH ĐẶC BIỆT KHÓ KHĂN. ĐỂ NHẬN ĐƯỢC TÀI LIỆU NÀY MIỄN PHÍ, HÃY THỰC HIỆN THEO CÁC YÊU CẦU Ở MỤC 1, 3, 5, 8, 9, 10 TRONG LIÊN KẾT SAU ĐÂY: http://mientayvn.com/Trao_doi_tai_nguyen.html

Theo yêu cầu của khách hàng, trong một năm qua, chúng tôi đã dịch qua 16 môn học, 34 cuốn sách, 43 bài báo, 5 sổ tay (chưa tính các tài liệu từ năm 2010 trở về trước) Xem ở đây

**DỊCH VỤ
DỊCH
TIẾNG
ANH
CHUYÊN
NGÀNH
NHANH
NHẤT VÀ
CHÍNH
XÁC
NHẤT**

Chỉ sau một lần liên lạc, việc dịch được tiến hành

Giá cả: có thể giảm đến 10 nghìn/1 trang

Chất lượng: Tao dựng niềm tin cho khách hàng bằng công nghệ 1. Bạn thấy được toàn bộ bản dịch; 2. Bạn đánh giá chất lượng. 3. Bạn quyết định thanh toán.

Tài liệu này được dịch sang tiếng việt bởi:

www.mientayvn.com

Từ bản gốc:

<https://docs.google.com/file/d/0B2JJMzJbJcwU3BNQTdnOXFQR28/edit>

Liên hệ:

thanhlam1910_2006@yahoo.com hoặc frbwrthes@gmail.com

Dịch tài liệu của bạn:

<http://www.mientayvn.com/dich-tieng-anh-chuyen-nganh.html>

CHƯƠNG 13

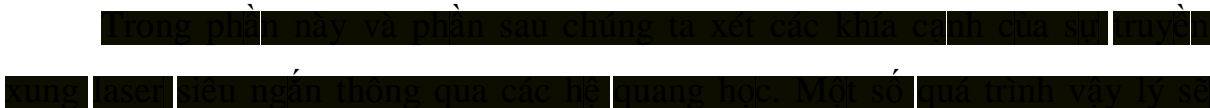
QUANG PHI TUYẾN TRƯỜNG

CƯỜNG ĐỘ CAO VÀ XUNG NHANH

13.1. Giới thiệu

Hiện tại người ta có sự quan tâm lớn đến vật lý của các xung laser siêu ngắn. Những tiên bộ gần đây đã tạo ra các xung laser với khoảng thời gian vào bậc 1 atto giây. Các xung lasersiêu ngắn có thể được dùng để dò được tính chất của vật chất ở thang thời gian cực kỳ ngắn. Trong phạm vi của quang phi tuyến, các xung laser siêu ngắn được quan tâm bởi 2 lý do riêng biệt. Lý do thứ nhất là bản chất của các tương tác quang phi tuyến thường được biến đổi một cách sâu sắc qua việc sử dụng các xung laser siêu ngắn. Phần thứ hai tiếp theo của chương này sẽ xét các khía cạnh khác nhau của sự điều chỉnh bản chất của các tương tác quang phi tuyến. Lý do thứ hai là các xung laser siêu ngắn có khuynh hướng có các cường độ peak (đỉnh) rất là cao bởi vì năng lượng xung laser có khuynh hướng được thiết lập bởi khả năng lưu trữ năng lượng của môi trường độ lợi laser, và vì vậy các xung laser ngắn có khuynh hướng có công suất peak cao hơn nhiều so với các xung dài. Nửa phần thứ hai của chương này được giành để khám phá các loại quá trình quang phi tuyến của hệ được kích thích bởi các trường laser cường độ rất cao.

13.2. Phương trình lan truyền xung siêu ngắn.



[REDACTED]

|

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

|

$$-\nabla^2 \tilde{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{D}^{(1)}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{P}}{\partial t^2}. \quad (13.2.1)$$

|

[REDACTED]

[REDACTED]

$$\tilde{E}(\mathbf{r}, t) = \int E(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega / 2\pi, \quad (13.2.2a)$$

|

$$\tilde{D}^{(1)}(\mathbf{r}, t) = \int D^{(1)}(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega / 2\pi, \quad (13.2.2b)$$

|

$$\tilde{P}(\mathbf{r}, t) = \int P(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega / 2\pi, \quad (13.2.2c)$$

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

$$D^{(1)}(\mathbf{r}, \omega) = \epsilon^{(1)}(\omega) E(\mathbf{r}, \omega) \quad (13.2.3)$$

|

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

|

|

$$\nabla^2 E(\mathbf{r}, \omega) + \epsilon^{(1)}(\omega)(\omega^2/c^2)E(\mathbf{r}, \omega) = -(4\pi\omega^2/c^2)P(\mathbf{r}, \omega). \quad (13.2.4)$$

$$\tilde{A}(\mathbf{r}, t)$$

$$\tilde{E}(\mathbf{r}, t) = \tilde{A}(\mathbf{r}, t) e^{i(k_0 z - \omega_0 t)} + \text{c.c.}, \quad (13.2.5)$$

$$\omega_0 \quad k_0$$

$$\tilde{A}(\mathbf{r}, t)$$

$$\tilde{A}(\mathbf{r}, t) = \int A(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega / 2\pi. \quad (13.2.6)$$

$$E(\mathbf{r}, t) \quad A(\mathbf{r}, t)$$

$$E(\mathbf{r}, \omega) \simeq A(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) e^{ik_0 z}. \quad (13.2.7)$$

$$A(\mathbf{r}, t)$$

$$\nabla_{\perp}^2 A + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + 2ik_0 \frac{\partial A}{\partial z} + [k^2(\omega) - k_0^2]A = -\frac{4\pi\omega^2}{c^2} P(\mathbf{r}, \omega) e^{-ik_0 z} \quad (13.2.8)$$

$$k^2(\omega) = \epsilon(\omega)(\omega^2/c^2). \quad (13.2.9)$$

$$k(\omega)$$

$$(\omega - \omega_0)$$

$$k(\omega) = k_0 + k_1(\omega - \omega_0) + D \quad (13.2.10)$$

$$D = \sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{n!} k_n (\omega - \omega_0)^n$$

$$k^2(\omega)$$

$$k^2(\omega) = k_0^2 + 2k_0k_1(\omega - \omega_0) + 2k_0D + 2k_1D(\omega - \omega_0) + k_1^2(\omega - \omega_0)^2 + D^2. \quad (13.2.11)$$

D

$$k_1(\omega - \omega_0)$$

$$k_1$$

$$\begin{aligned} \nabla_{\perp}^2 A + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + 2ik_0 \frac{\partial A}{\partial z} + 2k_0k_1(\omega - \omega_0)A + 2k_0DA + 2k_1D(\omega - \omega_0)A \\ + k_1^2(\omega - \omega_0)^2 A = (-4\pi\omega^2/c^2)P(z, \omega)e^{-ik_0z}, \end{aligned} \quad (13.2.12)$$

D^2

$$\exp[-i(\omega - \omega_0)t]$$

$$(\omega - \omega_0).$$

$$\begin{aligned} \left[\nabla_{\perp}^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + 2ik_0 \left(\frac{\partial}{\partial z} + k_1 \frac{\partial}{\partial t} \right) + 2ik_1 \tilde{D} \frac{\partial}{\partial t} + 2k_0 \tilde{D} - k_1 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \tilde{A}(\mathbf{r}, t) \\ = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{P}}{\partial t^2} e^{-i(k_0z - \omega_0 t)}, \end{aligned} \quad (13.2.13)$$

\tilde{D}

$$\tilde{D} = \sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{n} k_n \left(i \frac{\partial}{\partial t} \right)^n = -\frac{1}{2} k_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \dots \quad (13.2.14)$$

$$\tilde{p}(\mathbf{r}, t)$$

$$\tilde{P}(\mathbf{r}, t) = \tilde{p}(\mathbf{r}, t)e^{i(k_0z - \omega_0t)} + \text{c.c.} \quad (13.2.15)$$

$$\tilde{p}(\mathbf{r}, t) = 3\chi^{(3)}|\tilde{A}(\mathbf{r}, t)|^2\tilde{A}(\mathbf{r}, t). \quad (13.2.16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial t} &= \left(-i\omega_0\tilde{p} + \frac{\partial \tilde{p}}{\partial t}\right)e^{i(k_0z - \omega_0t)} + \text{c.c.} \\ &= -i\omega_0\left[\left(1 + \frac{i}{\omega_0}\frac{\partial}{\partial t}\right)\tilde{p}\right]e^{i(k_0z - \omega_0t)} + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (13.2.17a)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{P}}{\partial t^2} = -\omega_0^2\left[\left(1 + \frac{i}{\omega_0}\frac{\partial}{\partial t}\right)^2\tilde{p}\right]e^{i(k_0z - \omega_0t)} + \text{c.c.} \quad (13.2.17b)$$

$$\begin{aligned} &\left[\nabla_{\perp}^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + 2ik_0\left(\frac{\partial}{\partial z} + k_1\frac{\partial}{\partial t}\right) + 2k_0\tilde{D} + 2ik_1\tilde{D}\frac{\partial}{\partial t} - k_1^2\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right]\tilde{A}(\mathbf{r}, t) \\ &= -\frac{4\pi\omega_0^2}{c^2}\left(1 + \frac{i}{\omega_0}\frac{\partial}{\partial t}\right)^2\tilde{p}. \end{aligned} \quad (13.2.18)$$

$$z' = z$$

$$\tau = t - \frac{1}{v_g}z = t - k_1z. \quad (13.2.19)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z'} - k_1 \frac{\partial}{\partial \tau} \quad \text{and} \quad \frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \tau}. \quad (13.2.20)$$

$$\left[\nabla_{\perp}^2 + \frac{\partial^2}{\partial z'^2} - 2k_1 \frac{\partial}{\partial z'} \frac{\partial}{\partial \tau} + k_1^2 \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + 2ik_0 \left(\frac{\partial}{\partial z'} - k_1 \frac{\partial}{\partial \tau} + k_1 \frac{\partial}{\partial \tau} \right) + 2k_0 \tilde{D} + 2ik_1 \tilde{D} \frac{\partial}{\partial \tau} - k_1^2 \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \right] \tilde{A}(\mathbf{r}, t) = -\frac{4\pi\omega_0^2}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^2 \tilde{p}. \quad (13.2.21)$$

$$\left[\nabla_{\perp}^2 - 2k_1 \frac{\partial}{\partial z'} \frac{\partial}{\partial \tau} + 2ik_0 \frac{\partial}{\partial z'} + 2k_0 \tilde{D} + 2ik_1 \tilde{D} \frac{\partial}{\partial \tau} \right] \tilde{A}(\mathbf{r}, t) = -\frac{4\pi\omega_0^2}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^2 \tilde{p}. \quad (13.2.22)$$

$$\left[\nabla_{\perp}^2 + 2ik_0 \frac{\partial}{\partial z'} \left(1 + \frac{ik_1}{k_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) + 2k_0 \tilde{D} \left(1 + \frac{ik_1}{k_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \right] \tilde{A}(\mathbf{r}, t) = -\frac{4\pi\omega_0^2}{c^2} \left(1 + \frac{1}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^2 \tilde{p}. \quad (13.2.23)$$

$$k_1/k_0 = v_g^{-1} / \left(\frac{n\omega_0}{c} \right) =$$

$$n_g/(n\omega_0) \dots n_g = n \dots k_1/k_0 = 1/\omega_0 \dots$$

$$\left[\nabla_{\perp}^2 + 2ik_0 \frac{\partial}{\partial z'} \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) + 2k_0 \tilde{D} \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \right] \tilde{A}(\mathbf{r}, t) \quad (13.2.24)$$

$$= -\frac{4\pi\omega_0^2}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^2 \tilde{p},$$

$$\left[\left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^{-1} \nabla_{\perp}^2 + 2ik_0 \frac{\partial}{\partial z'} + 2k_0 \tilde{D} \right] \tilde{A}(\mathbf{r}, t) \quad (13.2.25)$$

$$= -\frac{4\pi\omega_0^2}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \tilde{p}.$$

$$\tilde{p} = 3\chi^{(3)} |\tilde{A}|^2 \tilde{A} + 10\chi^{(5)} |\tilde{A}|^4 \tilde{A}$$

$$\chi^{(3)}$$

$$\chi^{(3)}$$

██████████

|

██████████

$$\chi^{(3)}(\omega) \equiv \chi^{(3)}(\omega = \omega + \omega - \omega)$$

|

$$\chi^{(3)}(\omega) = \chi^{(3)}(\omega_0) + (\omega - \omega_0) \frac{d\chi^{(3)}}{d\omega}. \quad (13.2.26)$$

|

██████████ ω_0 ██████████ $p(\omega)$ ██████████

$$p(\omega) = 3 \left[\chi^{(3)}(\omega_0) + (\omega - \omega_0) \frac{d\chi^{(3)}}{d\omega} \right] |A(\omega)|^2 A(\omega). \quad (13.2.27)$$

|

██████████

|

$$\tilde{p}(\tau) = 3 \left[\chi^{(3)}(\omega_0) + \frac{d\chi^{(3)}}{d\omega} i \frac{\partial}{\partial \tau} \right] |\tilde{A}|^2 \tilde{A}. \quad (13.2.28)$$

|

██████████ \tilde{p} ██████████

██████████

██████████ $(\omega - \omega_0)$ ██████████

██████████ $\partial/\partial\tau$ ██████████

██████████

██████████ $\partial/\partial\tau$ ██████████

$$\left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^2 = \left(1 + \frac{2i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{1}{\omega_0^2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \right) \approx \left(1 + \frac{2i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right), \quad (13.2.29)$$

|

██████████

$$\begin{aligned} \nabla_{\perp}^2 + 2ik_0 \frac{\partial}{\partial z'} \left[\left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) + 2k_0 \tilde{D} \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \right] \tilde{A}(\mathbf{r}, t) \\ = (-12\pi/c^2) \omega_0^2 \chi^{(3)}(\omega_0) \left[1 + \left(2 + \frac{\omega_0}{\chi^{(3)}(\omega_0)} \frac{d\chi^{(3)}}{d\omega} \right) \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right] |\tilde{A}|^2 \tilde{A}. \end{aligned}$$

(13.2.30)

|

|

██████████

[REDACTED]

|

| [REDACTED] [REDACTED] [REDACTED] [REDACTED] [REDACTED] [REDACTED] [REDACTED] [REDACTED] [REDACTED] [REDACTED]

[REDACTED] [REDACTED] [REDACTED] [REDACTED] [REDACTED] [REDACTED] [REDACTED] [REDACTED]

|

|

|

|

|

[REDACTED]

13.3. Giải thích phương trình lan truyền xung siêu ngắn.

$$\frac{\partial A(\mathbf{r}, t)}{\partial z'} = \left[\frac{i}{2k_0} \nabla_{\perp}^2 - \frac{i}{2} k_2 \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + \frac{6\pi i \omega_0}{n_0 c} \chi^{(3)}(\omega_0) |\tilde{A}|^2 \right] \tilde{A}. \quad (13.3.1)$$

$$L_{\text{dif}} = \frac{1}{2} k_0 \omega_0^2 \quad \text{Độ dài nhiễu xạ} \quad (13.3.2a)$$

$$L_{\text{dis}} = T^2 / |k_2| \quad \text{Độ dài tán sắc} \quad (13.3.2b)$$

$$L_{\text{NL}} = \frac{n_0 c}{6\pi \omega_0 \chi^{(3)} |A|^2} = \frac{1}{(\omega/c) n_2 I} \quad \text{Độ dài phi tuyến} \quad (13.3.2c)$$

[REDACTED]

|

[REDACTED] ω_0 [REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED] $n_2 = 3.5 \times 10^{16} \text{ cm}^2/\text{W}$ [REDACTED] $k_2 = 446 \text{ fsec}^2/\text{cm}$ [REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

Sự truyền dọc xung

|

[REDACTED] $[1 + (i/\omega_0)\partial/\partial\tau]$ [REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED] z, t [REDACTED] z', τ [REDACTED]

[REDACTED] $k_1 \partial \tilde{A} / \partial t = (1/v_g) =$

$(n_0^{(g)}/c) \partial \tilde{A} / \partial t$ [REDACTED]

[REDACTED]

|

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} - \frac{n_0^{(g)}}{c} \frac{\partial \tilde{A}}{\partial t} = \frac{i}{2k_0} \nabla_{\perp}^2 \tilde{A} - \frac{i}{2} k_2 \frac{\partial^2 \tilde{A}}{\partial t^2} + \frac{i 6\pi \omega_0}{n_0 c} \chi^{(3)}(\omega_0) |\tilde{A}|^2 \tilde{A} + \frac{i 6\pi \omega_0}{n_0 c} \chi^{(3)}(\omega_0) \left(2 + \frac{\omega_0}{\chi^{(3)}(\omega_0)} \frac{d\chi^{(3)}}{d\omega} \right) \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} |\tilde{A}|^2 \tilde{A}. \quad (13.3.3)$$

|

[REDACTED] γ_1 [REDACTED] γ_2 [REDACTED]

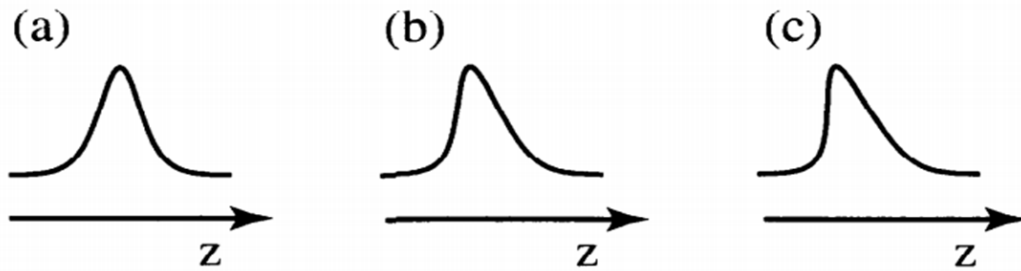
$$\gamma_1 = \frac{6\pi\omega_0}{n_0c} \chi^{(3)}(\omega_0) \quad \text{and} \quad \gamma_2 = \frac{6\pi\omega_0}{n_0c} \chi^{(3)}(\omega_0) \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\omega_0}{\chi^{(3)}} \frac{d\chi^{(3)}}{d\omega} \right). \quad (13.3.4)$$

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} - \frac{n_0^{(g)}}{c} \frac{\partial \tilde{A}}{\partial t} = \frac{i}{2k_0} \nabla_{\perp}^2 \tilde{A} - \frac{i}{2} k_2 \frac{\partial^2 \tilde{A}}{\partial t^2} + i\gamma_1 |A|^2 A - 2\gamma_2 \frac{1}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} (|\tilde{A}|^2 A). \quad (13.3.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (|\tilde{A}|^2 \tilde{A}) &= \frac{\partial}{\partial t} (\tilde{A}^2 \tilde{A}^*) = \tilde{A}^2 \frac{\partial \tilde{A}^*}{\partial t} + 2\tilde{A}^* \tilde{A} \frac{\partial \tilde{A}}{\partial t} \\ &= 2|\tilde{A}|^2 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial t} + \tilde{A}^2 \frac{\partial \tilde{A}^*}{\partial t}. \end{aligned} \quad (13.3.6)$$

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} - \frac{n_{\text{eff}}^{(g)}}{c} \frac{\partial \tilde{A}}{\partial t} = \frac{i}{2k_0} \nabla_{\perp}^2 \tilde{A} - \frac{i}{2} k_2 \frac{\partial^2 \tilde{A}}{\partial t^2} + i\gamma_1 |A|^2 A - \frac{2\gamma_2}{\omega_0} \tilde{A}^2 \frac{\partial \tilde{A}^*}{\partial t} \quad (13.3.7)$$

$$n_{\text{eff}}^{(g)} = n_0^{(g)} + \frac{4\gamma_2 c}{\omega_0} |\tilde{A}|^2 \equiv n_0^{(g)} + n_2^{(g)} I. \quad (13.3.8)$$



Hình 13.3.1 Sự tự làm dốc và sự tạo sóng xung kích quang học.

- (a) Xung quang học tới được giả định có sự tiến triển theo thời gian Gauss.
 (b) Sau khi lan truyền qua môi trường phi tuyến, xung thể hiện sự tự làm dốc, đặc trưng bởi sườn sau.
 (c) Nếu sự tự làm dốc trở nên đủ rõ ràng để cường độ thay đổi một cách tức thời, sóng xung kích quang học được hình thành.

$$n_2^{(g)} = \frac{48\pi^2}{n_0^2 c} \chi^{(3)}(\omega_0) \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\omega_0}{\chi^{(3)}(\omega_0)} \frac{d\chi^{(3)}}{d\omega} \right]. \quad (13.3.9)$$

$n_2^{(g)}$

[REDACTED]

|

[REDACTED] (1967) bởi Yang và Shen (1989), và Gao

[REDACTED]

[REDACTED] rằng cần chú ý rằng chúng ta có thể tìm thấy rằng khoảng cách từ tâm

[REDACTED]

$$L_{ss} = \frac{cT}{n_2^{(g)} I}. \quad (13.3.10)$$

[REDACTED] $n_2^{(g)} \approx n_2$ [REDACTED]

[REDACTED] $cT \gg 1/k_0$ [REDACTED] các ứng dụng ngắn, và vì vậy [REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

|

[REDACTED]

[REDACTED] $[1 + (i/\omega_0)\partial/\partial\tau]^{-1}$ [REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

$$\left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau}\right)^{-1} \nabla_{\perp}^2 \tilde{A}(\mathbf{r}, t) + 2ik_0 \frac{\partial}{\partial z'} \tilde{A}(\mathbf{r}, t) = 0. \quad (13.3.11)$$

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED] phương trình này [REDACTED]

$$\nabla_{\perp}^2 \tilde{A}(\mathbf{r}, t) + \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) 2ik_0 \frac{\partial}{\partial z'} \tilde{A}(\mathbf{r}, t) = 0. \quad (13.3.12)$$

|

Đặt tên chung là ray sóng \tilde{a} thì ta có $\tilde{a}(\mathbf{r}, t) = a(\mathbf{r})e^{-i\delta\omega t}$ với $\omega_0 = \omega_0 + \delta\omega$ trong đó $\delta\omega$ là tần số lệch của ray vào phương trình (13.3.12) và thu được

$$\nabla_{\perp}^2 a(\mathbf{r}) + \left(1 + \frac{\delta\omega}{\omega_0}\right) 2ik_0 \frac{\partial}{\partial z'} a(\mathbf{r}) = 0, \quad (13.3.13)$$

$$\nabla_{\perp}^2 a(\mathbf{r}) + 2i \left(k_0 + \delta k\right) \frac{\partial}{\partial z'} a(\mathbf{r}) = 0 \quad (13.3.14)$$

Ở đây $\delta k = k_0(\delta\omega/\omega_0)$ là sự lệch của số sóng k_0 của ray $\omega_0 + \delta\omega$ so với số sóng k_0 của ray ω_0 . Phương trình (13.3.14) mô tả sự lan truyền của các thành phần của xung nhiễu xạ trong các góc nón khác nhau. Vì vậy sau khi lan truyền các thành phần nhiễu xạ khác nhau sẽ trở nên phân tán các góc khác nhau. Những điều này đã được miêu tả bởi Kollenberg (1992).

Sự hình thành siêu liên tục

Trong phần này chúng ta sẽ nghiên cứu sự hình thành siêu liên tục trong môi trường phi tuyến. Đầu tiên chúng ta sẽ nghiên cứu sự hình thành siêu liên tục trong môi trường phi tuyến có độ tán xạ thấp. Sau đó chúng ta sẽ nghiên cứu sự hình thành siêu liên tục trong môi trường phi tuyến có độ tán xạ cao. Cuối cùng chúng ta sẽ nghiên cứu sự hình thành siêu liên tục trong môi trường phi tuyến có độ tán xạ trung bình.

13.4. Quang phi tuyến trường cường độ cao

$$\tilde{P}(t) = \chi^{(1)} \tilde{E}(t) + \chi^{(2)} \tilde{E}(t)^2 + \chi^{(3)} \tilde{E}(t)^3 + \dots \quad (13.4.1)$$

$$E_{\text{at}} = \frac{e}{a_0^2} = \frac{e}{(\hbar^2/me^2)^2} = 2 \times 10^7 \text{ statvolt/cm} = 6 \times 10^9 \text{ V/cm}, \quad (13.4.2)$$

$$I_{\text{at}} = \frac{c}{8\pi} E_{\text{at}}^2 = 4 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2. \quad (13.4.3)$$

XXXXXX là các bậc của chuỗi Fourier của cường độ của sóng phản xạ và truyền qua (Moutou và các cộng sự, 1998). Trong chương này, chúng ta sẽ nghiên cứu mối liên hệ giữa các kết quả này và các trường hợp đặc biệt.

Chúng ta hãy xét một cách đơn giản các trường hợp đặc biệt của sóng phản xạ và truyền qua. Hãy nhớ lại các kết quả cơ bản của lý thuyết nhiễu loạn đã được đưa vào trong chương 12. Các kết quả này là:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}(t), \tag{13.4.4}$$

trong đó \hat{H}_0 là Hamiltonian của hệ thống không nhiễu loạn và $\hat{V}(t) = -\mu \tilde{E}(t)$ là nhiễu loạn. Để phân tích các trường hợp này, chúng ta sẽ sử dụng lý thuyết nhiễu loạn bậc nhất. Đối với Hamiltonian này bằng cách sử dụng lý thuyết nhiễu loạn bậc nhất, ta có $V(t) \ll H_0$ đối với trường hợp đặc biệt của nhiễu loạn. Điều này có nghĩa là nhiễu loạn phải nhỏ so với năng lượng của hệ thống không nhiễu loạn. Trong trường hợp này, các kết quả của lý thuyết nhiễu loạn bậc nhất là:

13.5. Chuyển động của electron trong trường laser

$$m\ddot{x} = -e\tilde{E}(t) \quad \text{or} \quad m\ddot{x} = -eEe^{-i\omega t} + \text{c.c.}, \quad (13.5.1)$$

$$\ddot{x}(t) = x e^{-i\omega t} + \text{c.c.} \quad (13.5.2)$$

$$x = eE/m\omega^2. \quad (13.5.3)$$

$$\dot{x}(t) = (-i\omega x)e^{i\omega t} + \text{c.c.}, \quad (13.5.4)$$

$$K = \frac{e^2 E^2}{m\omega^2} = \frac{e^2 E_{\text{peak}}^2}{4m\omega^2}. \quad (13.5.5)$$

Năng lượng này được gọi là năng lượng điện động hoặc là năng lượng trong dòng (Kiddie, 1960). Năng lượng này có thể dùng để xem một ví dụ tương tự laser có được sóng μ . Bằng tính toán số, người ta thấy rằng năng lượng dòng bằng 3.6 eV đối với $\mu = 10^{-4}$ và bằng 4.2 keV đối với $\mu = 1$. Theo phương trình (13.4.3) và bằng $m\ddot{z} = -eE_0 \cos \omega t$ đối với $\mu = 10^{-4}$ và $\omega = 10^{14}$ rad/s, ta có

Chương trình của nó (13.5.1) và nghiệm của nó (13.5.2) là tuyến tính theo điện trường laser. Các hiệu ứng từ và hiệu ứng tương đối tính có thể cảm ứng phi tuyến trong hàm ứng điện từ. Trước hết chúng ta hãy xét một cách ngắn gọn ảnh hưởng của hiệu ứng từ. Xem bài tập 13.5.1. Ở chương này để đơn giản thêm trường điện (13.5.1) có trường từ $B = B_0 \cos \omega t$ với nó. Giả sử trục theo hướng z của trường này có dạng $B = B_0 \cos \omega t$ và $E = E_0 \cos \omega t$ và $\mu = 10^{-4}$ và $\omega = 10^{14}$ rad/s. Bởi vì theo phương trình (13.5.4) electron có một vận tốc nhỏ so với vận tốc ánh sáng $v \ll c$, theo hướng z. Phương trình chuyển động đối với màn phẳng của vận tốc có dạng

$$m\ddot{z} = \left[\left(-\frac{ieE}{m\omega} \right) e^{-i\omega t} + \text{c.c.} \right] [Be^{-i\omega t} + \text{c.c.}], \quad (13.5.6)$$

Các số hạng của phương trình này bao gồm các số hạng ở tần số bằng không và tần số $\pm \omega$. Chỉ phương trình (13.5.6) được giải người ta thấy rằng màn phẳng của chuyển động electron bao gồm các dao động tần số ω và biên độ $\propto \omega^{-1}$ được chồng lên vận tốc trôi dài đều.

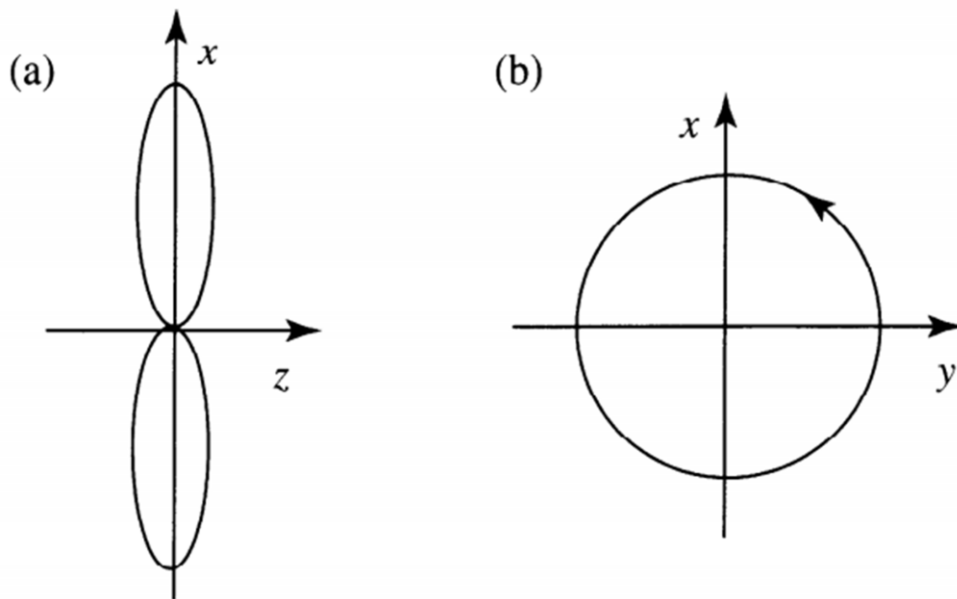
Như đã chú ý ở trên, các hiệu ứng tương đối tính cũng dẫn đến sự phi tuyến của đáp ứng nguyên tử. Nguồn gốc theo hướng này là sự thay đổi của electron đối diện khi vận tốc electron gần bằng vận tốc ánh sáng. Trong hệ quy chiếu chuyển động theo vận tốc thì điện đều chuyển động của electron được mô tả bởi

$$x = \frac{\beta c}{\omega} \cos \eta \quad y = 0 \quad z = \frac{\beta^2 c}{8\omega} \sin 2\eta, \quad (13.5.7)$$

$$\eta = \omega(t - z/c), \quad (13.5.8a)$$

$$\beta = eE_0/\gamma'\omega, \quad (13.5.8b)$$

$$\gamma'^2 = m^2c^2 + e^2E_0^2/2\omega^2. \quad (13.5.8c)$$



Hình 13.5.1 Sự chuyển động của electron tự do trong: (a) trường laser phân cực tuyến tính và (b) trường phân cực tròn; chú ý rằng đối với ánh sáng phân cực tuyến tính nằm trong mặt phẳng xz còn ánh sáng phân cực tròn nằm trong mặt phẳng xy.

$\gamma\omega$

$$x = \frac{\beta c}{\omega} \cos \omega t, \quad y = \frac{\beta c}{\omega} \sin \omega t, \quad z = 0, \quad (13.5.9)$$

Ở đây β được định nghĩa tương tự như trên.

Các luận này được tóm tắt trong phần 13.5.1. Xem xét chi tiết hơn về chuyển động của electron từ đó trong trường laser có thể tìm thấy trong Sarachik và Schepfer (1970) và trong Casillo – Henara và Johnston (1995).

Sẽ đưa thêm hơn nữa đưa vào các tham số không có đơn vị để tìm tương tự về trường laser dài vào. Các này được xem là đặc biệt Lorenz để có thể không tìm nguyên và nó được định nghĩa bởi

$$a^2 = \frac{K}{mc^2} = \frac{e^2 E^2}{m^2 c^2 \omega^2}. \quad (13.5.10)$$

đây có thể được điều chỉnh

$$a^2 = \frac{2 I r_0 \lambda^2}{\pi mc^3}, \quad (13.5.11)$$

ở đây $r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2}$ bán kính electron cổ điển $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ bước sóng trong chân không của bức xạ laser và $I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E^2$ cường độ trung bình của tham số số lượng tử trong chế độ phân tương đối tính $\gamma \geq 1$ trong chế độ tương đối tính và $\gamma \ll 1$ là chế độ siêu tương đối tính.

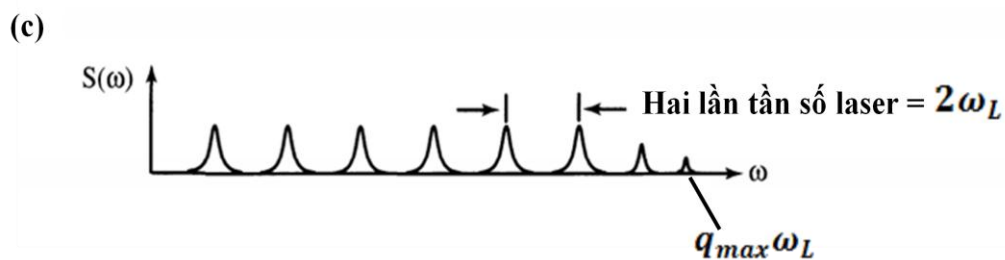
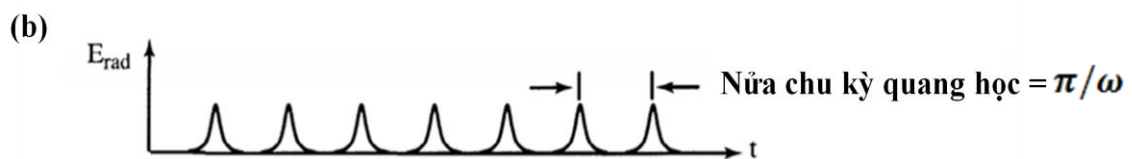
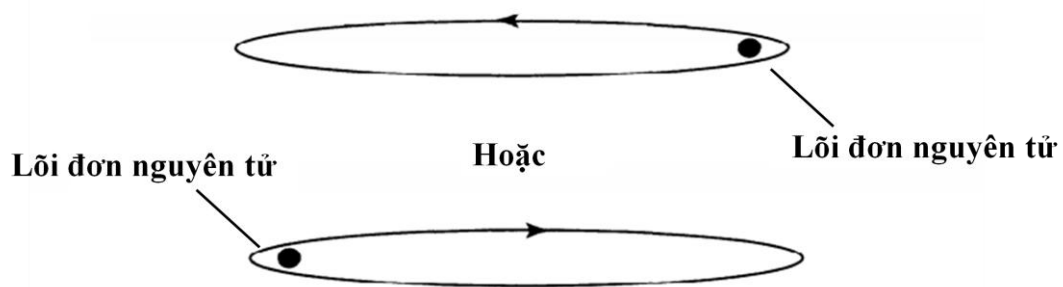
13.6. Sự tạo hài bậc cao

Sự tạo hài bậc cao là một quá trình rất đáng quan tâm trong ống chùm laser trong đó cao chiều qua một môi trường nguyên tử mà các hài bậc lẻ của ω của tần số laser ω liên đến một số bậc chẵn $2k$ của ω nào đó được phát ra về hướng ngược nhau.

Người ta thấy đã số các hài được phát ra với tần số ngang bằng nhau. Quan sát này chứng tỏ rằng sự tạo hài bậc cao không phải là một quá trình hiển rõ mà là không phải $\chi^{(2)}$. Đối với quá trình nhiễu loạn mỗi hài liên tiếp nhau có phát ra nhỏ hơn nhau, người ta đã quan sát các bậc hài $2k+1 = 2k$.

Sự tạo hài bậc cao thường được quan sát bằng ống chùm laser trong đó cao trong khoảng từ 10 đến 100 cm. Nhiều tính chất của sự tạo hài bậc cao có thể được hiểu theo mô hình do Corkum (1993). Người ta hình dung rằng một nguyên tử với sự hiện diện của trường laser liên tục định hướng độ đi cao đi của ion hóa nguyên tử.

Mặc dù dòng hàng bên trong ω có thể vượt qua thế ion hóa I_p của nguyên tử bởi vì bản chất dao động của trường quang học bên trong sẽ đi theo một quỹ đạo dao động đưa nó trở lại hạt ion nguyên tử một lần sau mỗi chu kỳ quang học được minh họa trong phần 13.6.1. Do bản chất $\chi^{(2)}$ của thế Coulomb hạt nhân bên trong sẽ chịu một lực đáng kể và vì thế gia tốc chỉ khi nào nó rất gần hạt nhân trường bức xạ tỉ lệ với gia tốc tức thời và trường được bức xạ bởi bất kỳ một electron riêng biệt nào sẽ bao gồm một chuỗi xung cách nhau một chu kỳ quang học của trường laser. Do bản thân tự nhiên dưới sự góp mặt của các nguyên tử trong suốt một nửa các electron chen vào sẽ phát ra gần cực đại dương của trường laser dao động và gần một nửa cực đại âm và do đó bức xạ được phát ra sẽ bao gồm một chuỗi xung cách nhau một nửa chu kỳ quang học của trường laser. Những xung này nó kết hợp với nhau và vì thế phổ của bức xạ phát ra biến



Hình 13.6.1 Quỹ đạo của một electron ion hóa tức thời. Electron trải qua trường laser cường độ cao, và vì thế nó dao động tại tần số ω . Nó phát ra bức xạ xung ngắn khi mỗi lần nó đi qua gần lõi nguyên tử. Bức xạ từ thu gom những electron như vậy tạo nên dạng được mô tả trong hình (b). Phổ của bức xạ phát ra được xác định bởi bình phương của chuỗi xung biến đổi Fourier, và do đó có dạng như ở hình (c).

[REDACTED]

Năng lượng để photon phát ra là tổng các động năng sẵn có của electron
khi nó ion hóa trong ion hóa nguyên tử. Điều này cho thấy rằng
[REDACTED] nhưng tính toán chi tiết hơn cho thấy rằng hệ số của số hạng
động năng của photon là 3.17.

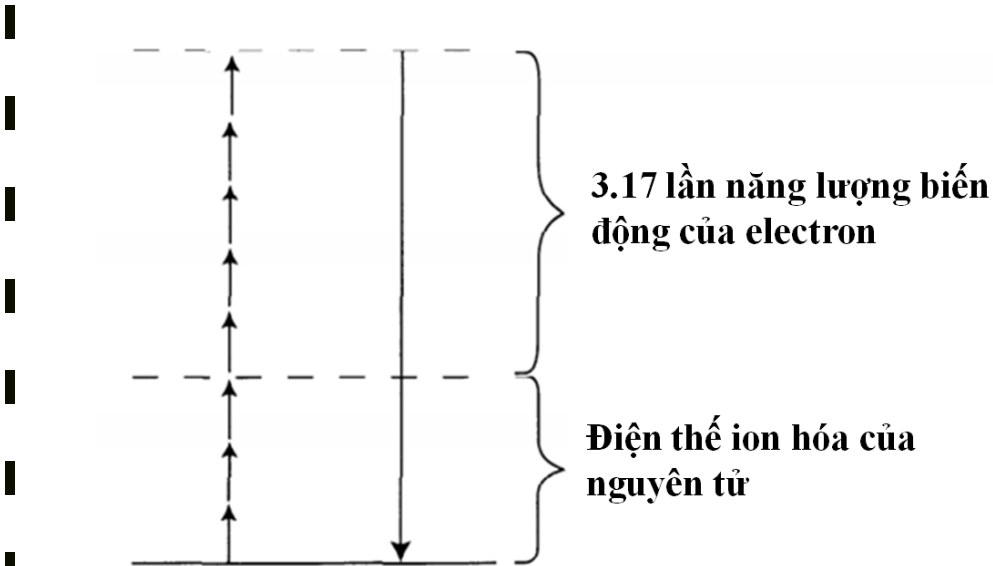
$$q_{\max} \hbar\omega = 3.17K + I_p. \quad (13.6.1)$$

[REDACTED]

[REDACTED]

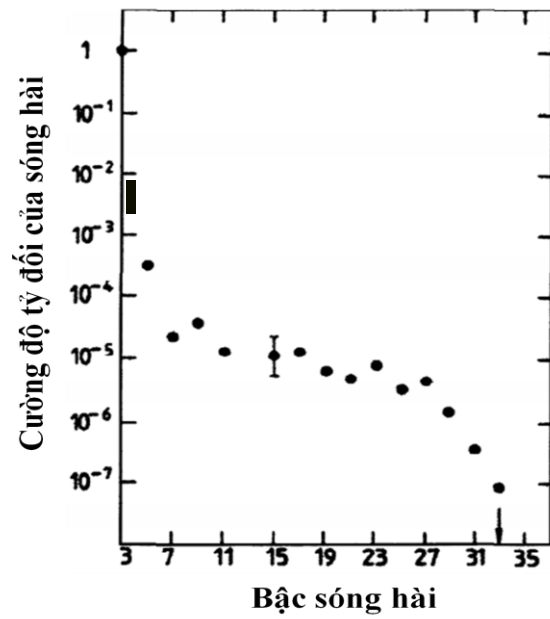
[REDACTED]

[REDACTED]



Hình 13.6.2 Biểu đồ thể hiện hệ thức thực nghiệm $\hbar\omega q_{\max} = 3.17K + I_p$. Hệ số 3.17 là một hệ quả của sự phân tích chi tiết của động lực học một electron tương tác đồng thời với trường laser ngoài và lõi đơn nguyên tử.

việc quan sát ray thứ hai được nhiều sự quan tâm về mặt lý thuyết, bởi vì theo các mô hình lý thuyết trong miền tần số của tia X nhiều bậc thấp nhất chỉ một peak gắn với số cực tiểu của photon là sự cần thiết để tạo ra sự ion hóa. Các công trình gần đây hơn đã đưa vào khả năng ion hóa 2 lần trong đó 2 electron được đem vào như một phần của quá trình ion hóa qua quang (Walker 1994). Một trong số những quan sát gần đây nhất về sự tạo hai bậc cao của Penay (1988) đã quan sát được các hai bậc 33 với laser cường độ khoảng 10^{14} W/cm² trong khí Ar, Kr, Xe (13.6-3). Kulandé và Shore (1989) đã đưa ra một trong những mô hình quan tính thành công về sự tạo hai bậc cao. Huillet và Falcon (1993) đã quan sát được HHG trong khoảng thời gian xung một peak này và cường độ 10^{14} W/cm² đã quan sát được hai bậc 155 trong Neorkun (1995) đã đưa ra mô hình lý thuyết của HHG đã được mô tả trong 2 luận trước. Gần như cùng lúc đó Schafer và các công sự (1995) đã đưa ra được một ý tưởng tương tự cũng với các dữ liệu thực nghiệm. Lewenstein và các công sự (1994) đã đưa ra lý thuyết cơ học lượng tử đầy đủ về HHG để làm rõ các quá trình và lý cơ bản và tạo ra được các tiên đoán định lượng. Chang và các công sự (1997) đã báo cáo HHG trong hệ được kích thích bởi các xung laser 164 giây từ các hệ laser Ti:sapphire hoạt động ở 800nm. Họ đã quan sát các peak hai lên đến bậc cực đại 221 và các cấu trúc không phân giải với năng lượng trung bình bậc 297. Các bước sóng ngắn hơn $\lambda = 231.5 \text{ nm}$ đã được quan sát bởi Shimura và các công sự (1998). Durfee và các công sự (1999) đã đưa ra cách để tạo pha về HHG bằng cách truyền một chùm laser qua ống dẫn sóng mao dẫn được đổ đầy khí.



Hình 13.6.3 Số liệu thí nghiệm của Ferray và các cộng sự (1988) minh họa sự tạo sóng hài bậc cao.

13.7. Quang phi tuyến của plasma và quang phi tuyến của tương đối tính.

Plasma là chất khí bị ion hóa hoàn toàn hoặc một phần. Plasma được tạo ra trong ống quang phi tuyến theo 2 cách: một cách là dùng tia laser cường độ cao để tạo ra plasma. Một cách khác của hệ thống vật liệu được làm nóng áp ứng tuyến tính của plasma. Plasma bất kể đó được tạo ra như thế nào về bản chất có thể đáp ứng theo kiểu phi tuyến với tương tác laser. Trong phần tiếp theo chúng ta sẽ khám phá một cách tiếp cận đáp ứng quang phi tuyến.

Trước hết chúng ta hãy xét quá trình hình thành plasma. Gọi N_e là số electron tự do trên một đơn vị thể tích và N_i là số ion dương tương ứng. Gọi N_T là tổng số nguyên tử cả ion hóa và chưa được ion hóa. Chúng ta giả sử rằng sự thay đổi lượng này tuân theo phương trình tốc độ:

$$\frac{dN_e}{dt} = \frac{dN_i}{dt} = (N_T - N_i)\sigma^{(N)} I^N - r N_e N_i. \quad (13.7.1)$$

Trong đó $\sigma^{(N)}$ là tiết diện của photon N và r là tốc độ tái hợp electron ion. Đối với các xung laser ngắn là loại tương tác dùng để nghiên cứu sự hình thành của plasma, sự tái hợp tương tác không xuất hiện và số hạng cuối trong phương trình này có thể bỏ qua. Trong trường hợp này mật độ electron tăng một điều kiện xung laser.

Tiếp theo chúng ta hãy xét hình thái quang học tuyến tính của plasma. Ở tần số thấp là tần số plasma $\omega_p = \sqrt{N_e / \epsilon_0 m_e}$ và ω_p chúng ta thấy rằng vì tần số của một electron trong trường laser ω sẽ biến đổi theo $\omega \pm \omega_p$. Moment lưỡng cực sản sinh với đáp ứng

|

_____ Độ phản cực $\alpha(\omega)$ _____ Được xác định

|

$$\alpha(\omega) = -\frac{e^2}{m\omega^2}. \quad (13.7.2)$$

|

$$\epsilon = 1 + 4\pi N\alpha(\omega) = 1 - \frac{4\pi Ne^2}{m\omega^2}, \quad (13.7.3)$$

|

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \text{where} \quad \omega_p^2 = \frac{4\pi Ne^2}{m} \quad (13.7.4)$$

_____ ω _____ được gọi là tần số plasma. Khi N đủ nhỏ để cho $\omega < \omega_p$

plasma mật độ chưa cao) hằng số điện môi dương $\epsilon = \sqrt{\epsilon}$ _____

_____ sóng có thể tìm được tại N đủ lớn tức là $\omega > \omega_p$ _____ hằng số điện môi âm $\epsilon = \sqrt{\epsilon}$

_____ là ảo và sóng ánh sáng không thể truyền _____

_____ bằng cách sơ suất chúng ta nhớ lại rằng đối với electron nên kết độ phản

_____ cực tuyến tính (1.4.17) và chú ý rằng $\alpha(\omega) = \alpha(\omega)$ _____

|

$$\alpha(\omega) = \frac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - 2i\omega\gamma}, \quad (13.7.5)$$

_____ trong giới hạn không cộng hưởng của $\omega \ll \omega_0$ _____

|

$$\alpha_{\text{bound}} = \frac{e^2}{m\omega_0^2}. \quad (13.7.6)$$

_____ chú ý rằng độ phản cực của electron từ đó ngược dấu và _____

_____ với tổng quát $\omega \ll \omega_0$ _____ thì lớn nhiều hơn của độ phản cực electron nên kết

|

... và thể qua một hình thành plasma đóng góp ảnh hưởng vào chiết suất. Chú ý rằng
... cũng là đã bỏ qua đóng góp của ion ion vào độ phân cực do nó rất nhỏ hơn điện
... vì khối lượng ion ion lớn nhiều khối lượng của electron.

... lên theo chúng ta hãy xem các hiệu ứng quang phi tuyến suất điện trong
... plasma. Ở $\omega > \omega_p$ cơ chế chủ yếu của hiệu ứng phi tuyến tại hiệu ứng trong dòng và
... là hiệu ứng tương đối tính.

... hiệu ứng trong dòng do chuyển hướng của các hạt mang điện chẳng hạn
... như electron bị đẩy ra khỏi vùng ... plasma có cường độ cao. Những hiệu ứng này
... là quan trọng đối với các sóng laser ... là đại đối với chuyển động hạt là quan
... trọng. Hiệu ứng trong dòng có cùng hướng với hiệu ứng được ... là phần
... của $\omega > \omega_p$ hiệu ứng được đại tên khác trong khuôn khổ quang phi tuyến của plasma.
... đặc biệt α ... liên đối với electron tự do nhưng hướng đối với vai hiệu khối. Các
... hiệu ứng dẫn đến sự tăng chiết suất. Trong trường hợp trong dòng, electron
... do ra một đóng góp ảnh hưởng chiết suất bị đẩy từ trường laser đến sự tăng chiết
... suất.

... ở chế độ khác của quang phi tuyến trong plasma là hiệu ứng tương đối tính
... trong chùm laser cường độ cao ... electron tự do có thể được
... là tốc tương đối tính trong nửa chu kỳ quang học. Kết luận này có thể đạt được
... bằng cách cân bằng trong dòng K ở phần 13.5 với giá trị $\omega > \omega_p$ này có thể đạt
... được kiểu thực đặc hơn với chú ý rằng trường có cường độ ...

$$E_{rel} = 2mc^2 / \lambda e \quad (13.7.7)$$

... ở giá trị mỗi electron đến vận tốc trong nửa chu kỳ quang học. Chú ý thêm vào
... công thức độ phân cực ...

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (13.7.8)$$

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\gamma \omega^2}, \quad (13.7.9)$$

$$\gamma^2 = 1 + \frac{e^2 E_0^2}{m^2 \omega^2 c^2} \quad (13.7.10)$$

$$\gamma = 1 + \frac{1}{2} \frac{e^2 E_0^2}{m^2 \omega^2 c^2} \equiv 1 + x, \quad (13.7.11)$$

$$\begin{aligned} n^2 &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2(1+x)} \simeq 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}(1-x) \\ &= n_0^2 + \frac{\omega_p^2}{\omega^2}x, \end{aligned} \quad (13.7.12)$$

$$n \simeq n_0 + \frac{1}{2n_0} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} x \equiv n_0 + n_2 l. \quad (13.7.13)$$

$$n_2 = \frac{2\pi\omega_p^2 e^2}{n_0^2 m^2 c^3 \omega^4}. \quad (13.7.14)$$

$$n_2 = \frac{1}{2\pi n_0^2} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \left[\frac{\lambda^2}{(mc^2)/(r_0/c)} \right], \quad (13.7.15)$$

$$P_{\text{rel}} = \frac{mc^2}{(r_0/c)} = \frac{(0.5 \times 10^6)(1.6 \times 10^{-19})}{(2.6 \times 10^{-15}/3 \times 10^8)} = 9.2 \times 10^9 \text{ W}. \quad (13.7.16)$$

$$\begin{aligned} n_2 &= \frac{1}{2\pi n_0^2} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \left(\frac{10^{-12}}{9.2 \times 10^9} \right) = \frac{1}{2\pi n_0^2} \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 1.1 \times 10^{-22} \frac{\text{m}^2}{\text{W}} \\ &= \frac{1}{2\pi n_0^2} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 1.1 \times 10^{-26} \frac{\text{cm}^2}{\text{W}}. \end{aligned} \quad (13.7.17)$$

$$P_{\text{cr}} = \frac{(0.61)^2 \pi \lambda^2}{8n_0 n_2} \approx \frac{\lambda^2}{8n_0 n_2}, \quad (13.7.18)$$

$$P_{\text{cr}} = \frac{\pi}{4} n_0 c \left(\frac{mc^2}{e} \right)^2 \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right)^2 = 6.7 \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right)^2 \text{ GW}. \quad (13.7.19)$$

$$P_{\text{cr}} = \frac{\pi}{4} n_0 \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right)^2 \left(\frac{mc^2}{r_0/c} \right). \quad (13.7.20)$$

|

_____ năng là điện trường trong điện trường có môi trường đặc trưng $E_{rel} = 2m^2/e\lambda$ _____

_____ E_{QED} _____

$$E_{QED} = \frac{mc^2}{e\lambda_c}, \quad (13.8.1)$$

$$\lambda_c = \frac{\hbar}{mc}$$

_____ $\lambda_c = 2.4 \times 10^{-12}$ m _____ bước sóng Compton của electron. Bước sóng

Compton là đặc trưng cho kích thước của electron theo nghĩa là vị trí của

electron không phải được đại vào một vị trí chính xác hơn _____ Cường độ

trường E_{QED} vì thế nó xác định cường độ cần thiết để gia tốc một electron đến

gia tốc tương đối với α khoảng cách một giây vào có kích thước một electron.

Vì thế trường có cường độ này là đủ để dẫn đến sự tạo ra các cặp

electron-positron.

_____ trường từ trường QED được cho bởi công thức _____

$$E_{QED} = 1.32 \times 10^{16} \text{ V/cm} = 4.4 \times 10^{13} \text{ statvolt/cm.} \quad (13.8.2)$$

_____ trường từ trường QED được cho bởi công thức _____ E_{QED} _____

$$I_{QED} = \frac{c}{8\pi} E_{QED}^2 = 4 \times 10^{29} \text{ W/cm}^2. \quad (13.8.3)$$

|

|

|

[REDACTED]

[REDACTED] I_{QED} [REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED] $\gamma = E/m^2$ [REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED] E_{QED} [REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

$$\epsilon_{ik} = \delta_{ik} + \frac{e^4 \hbar}{45\pi m^4 c^7} [2(E^2 - B^2)\delta_{ik} + 7B_i B_k]. \quad (13.8.4)$$

[REDACTED] $E^2 - B^2$ [REDACTED]

[REDACTED] $|E| = |B|$ [REDACTED]

[REDACTED]

$$\epsilon_{ik} = \delta_{ik} + \frac{7e^4 \hbar}{45\pi m^4 c^7} B_i B_k, \quad (13.8.5)$$

[REDACTED]

$$\epsilon_{ik} = \delta_{ik} + \frac{7}{45\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{B_i B_k}{E_{QED}^2}. \quad (13.8.6)$$

[REDACTED]

[REDACTED] $B \gtrsim E_{QED}$ [REDACTED]

|

$$D = \epsilon E = E + 4\pi P \quad D^{NL} = 4\pi P^{NL}$$

$$\frac{7}{45\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\tilde{B}^2 \tilde{E}}{E_{\text{QED}}^2} = 4\pi \chi^{(3)} \tilde{E}^3. \quad (13.8.7)$$

$$\tilde{E} = \tilde{B}$$

$$\chi^{(3)} = \frac{7}{180\pi^2} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{1}{E_{\text{QED}}^2} = 1.44 \times 10^{-32} \text{ esu.} \quad (13.8.8)$$

$$\chi^{(3)} = 1.9 \times 10^{-12} \text{ esu.}$$

$$n_2 = (12\pi^2/c)\chi^{(3)}$$

$$n_2 = 5.6 \times 10^{-34} \text{ cm}^2/\text{W}. \quad (13.8.9)$$

$$P_{\text{cr}} = \frac{\lambda^2}{8n_0 n_2}. \quad (13.8.10)$$

|

_____ bằng cách kết hợp phương trình (13.8.9) và (13.8.10) để được sóng $1\mu\text{m}$ _____

$$P_{\text{cr}} \approx 4.4 \times 10^{24} \text{ W}, \tag{13.8.11}$$

_____ mô hình dạng kết hợp siêu của bất kỳ nguồn laser nào được tìm thấy trong _____

|

|

|

|

|