

行政院國家科學委員會專題研究計畫 成果報告

飛秒雷射加熱薄膜過程中雷射光與熱波傳播速度對薄膜熱
傳之影響

計畫類別：個別型計畫

計畫編號：NSC94-2212-E-009-025-

執行期間：94 年 08 月 01 日至 95 年 07 月 31 日

執行單位：國立交通大學機械工程學系(所)

計畫主持人：林振德

報告類型：精簡報告

處理方式：本計畫可公開查詢

中 華 民 國 95 年 10 月 30 日

計畫名稱：飛秒雷射加熱薄膜過程中雷射光與熱波傳播速度對薄膜熱傳之影響

計畫編號：NSC94-2212-E-009-025

執行期限：94 年 8 月 1 日至 95 年 7 月 31 日

主持人：林振德 國立交通大學機械系

中文摘要

本計畫針對飛秒雷射加熱薄膜過程中雷射光傳輸速度與熱波速度對熱傳遞的影響進行研究，我們以雙相延遲模式模擬加熱過程的溫度分佈，對於此熱傳模式的雷射熱源項，透過解出暫態輻射傳遞方程式之輻射強度分佈，將雷射光在介質中的傳遞速度為有限值列入考慮。我們探討雷射光傳播速度，雷射脈衝長度，溫度場與熱通場延遲時間(Delay Time)，熱波速度等參數對整個加熱過程的交互影響。

結果顯示在飛秒雷射加熱薄膜過程中，我們調整雷射傳播光速與熱波速度比值，當此比值越小，則靠近加熱表面的溫度分佈皆相對的提高，當熱波速度與雷射光在薄膜中行進速度的比值呈階數的提高，則薄膜溫度的升高更為明顯，另考慮在不同的薄膜材質對雷射光的吸收係數下，結果亦有同樣的趨勢；而遠離加熱表面的範圍，其溫度分佈則不受雷射光傳遞速度的影響而改變。

英文摘要

In this project, we investigate the effect of laser light speed and thermal wave speed on the temperature distribution of thin films subjected to femtosecond laser heating. The Dual-Phase-Lag model is applied to simulate heat transport and the transient radiative transfer equation is solved to account for the effect of finite-valued propagation speed of laser beam. The effects of various parameters such as light speed, thermal wave speed, laser pulse duration, delay times of temperature and heat flux on the temperature

distribution are discussed in detail.

Numerical results show that in femtosecond laser heating process, as the ratio of heat wave speed to laser light speed is bigger the temperature is then higher in the area near the heating spot. The temperature discrepancy becomes obvious only when the ratio of heat wave speed to the speed of light is exponentially increased. Under different values of absorption coefficient, results show the same trends. In the area far away the heating spot, the temperature distribution is not affected by the speed of laser light.

前言

脈衝雷射技術已可以穩定製造出飛秒(femtosecond)甚至原秒(attosecond)[1,2]等級的脈衝雷射，這個時間等級相當於分子化學反應及電子於原子內繞行運動時間，因此飛秒、原秒等級的雷射常用於微觀熱傳機制[3-12]、分子動力學[13,14]甚至電子於原子內的運動[15]等基礎研究。除此之外由於雷射脈衝非常短，雷射熱能傳遞的影響區域較小，經由此一技術可以進一步的控制加工的能量，每一個脈衝僅去除一層約 0.1 微米的薄層材料，故可以掌握精確的脈衝數達到加工精度的要求，飛秒等級的脈衝雷射已嘗試的被運用到微加工[16]、薄膜蒸鍍[17]、表面局部硬化[18]及雷射成形(laser patterning)[19]等，飛秒脈衝雷射並被認為是未來奈米材料組裝的有效製程。

極短脈衝雷射能成功應用於上述科技有賴於對脈衝長短的精確控制、雷射光與材料的熱傳機制以及對熱傳機制準確描述的數學模

式。傳統的巨觀熱傳模型(傅立葉熱傳模型)假設帶熱載子間具有多次碰撞彼此達到熱平衡，此假設在飛秒等級的雷射製程中並不成立，在傳統傅立葉熱傳模型下，熱波傳遞的速度為無窮大，此點在時間非常短的熱傳系統亦明顯違反熱力學第二定律。應用飛秒雷射技術加熱金屬的實驗[3-12]已經證明，電子與晶格在這麼短的時間內並不達到熱平衡，因此傅立葉熱傳模型並無法準確描述此一等級的熱傳現象。根據實驗結果，飛秒雷射加熱金屬過程可分成三個階段[10]，第一階段為電子吸收雷射能量，同時電子分布並不達到熱平衡，此階段的熱傳遞是由電子的彈道傳遞(ballistic)；第二階段為電子達到熱平衡滿足費米分布(Fermi distribution)，但電子與晶格未達到熱平衡，此階段電子與晶格仍處於不同溫度，熱傳遞主要由電子的熱擴散達成；第三階段為電子與晶格達到熱平衡處於相同溫度，此階段熱傳遞符合傳統巨觀熱擴散模式。為修正傳統傅立葉熱傳模式的缺失，新型的熱傳模型方程式陸續被提出，例如熱波方程式模型(Thermal wave equation)[20-23]，此模型雖考慮熱波傳遞速度為一有限值，但仍不能解決電子與晶格在極短時間溫度不平衡的問題。Kaganov 等人[24]與Anisimov 等人[25]考慮加熱過程電子與晶格的比熱不同，首先電子會先吸熱溫度上升，進而透過電子與晶格間的熱傳遞將晶格加熱，最後兩者達到平衡溫度，此一電子、晶格非平衡過程所推導出之方程式稱為兩溫度方程式(Two-temperature equation)，模型中的電子與晶格熱傳強度的參數稱為電子與聲子連結因子(electron-phonon coupling factor)；Qiu 及Tien[26]進一步由波茲曼傳遞方程式理論證明此一方程式的正確性，而透過脈衝雷射加熱金屬表面的反射率量測[4]也證明此一熱傳模型可以準確抓到電子與晶格不平衡過程的溫度變化的特性。Guyer 及 Krumhansl[27]考慮非金屬內的熱傳遞，經由波茲曼傳遞方程式推

導，忽略電子的傳遞效應而討論聲子與聲子之間的碰撞，從而得到描述非金屬的微觀傳熱方程式，其方程式再經過推導可得到與兩階段加熱模型所得的方程式有相同的形式[26]。除了上述熱傳模型外，Tzou[28]提出了雙相延遲模型(Dual Phase Lag Model)，此模型的基礎在於假設熱傳遞、溫度梯度與熱通量在不同時間發生，當熱傳遞於時間 t 形成時，經過 τ_T 秒($t + \tau_T$)與 τ_q 秒($t + \tau_q$)後分別形成溫度梯度場與熱通量場，其中 τ_T 與 τ_q 分別為溫度場與熱通量場的延遲時間(time delay)，對於一般金屬而言， τ_T 約在皮秒(picosecond)等級而 τ_q 約在次皮秒(subpicosecond)等級，此一模型推導出之溫度分布方程式與兩溫度方程式模型以及Guyer 和 Krumhansl 的模型一致，並且與實驗數據吻合，從而證明極短時間內的熱傳現象具有時間延遲的特性。

文獻上對於飛秒雷射加熱薄膜過程的熱傳遞現象之研究相當多，其中對於熱傳現象的探討包括運用兩溫度方程式模型[29-32]以及雙相延遲模型[33-39]。在這些研究中，雷射光源能量被電子吸收的表示式均假設雷射光在瞬間穿透薄膜材料被吸收，吸收量隨著薄膜深度呈指數遞減，此一關係式假設雷射光傳遞速度為無窮大，這點在一般的熱傳問題均可成立，但在飛秒雷射加熱薄膜過程中，若薄膜的厚度為微米等級(micrometer)，則光從薄膜表面傳遞至底面的時間也約在飛秒等級，此時間等級與雷射脈衝長度及熱通量延遲時間 τ_q 相當，因此在討論飛秒雷射加熱薄膜的過程中，假設雷射光傳遞速度為無窮大之合理性是值得質疑的，雷射光傳遞速度對於此問題之物理現象的影響亦是一有趣且重要的問題，有關此問題迄今仍無相關研究文獻。本研究計畫針對此一問題進行理論分析，將雷射光在介質中的傳遞速度列入考慮，利用雙相延遲模型來模擬溫度分佈，以探討熱波速度與雷射光傳遞速度彼此之交互影響。

物理與數學模式

考慮薄膜受到一脈衝雷射光加熱，假設加熱光源直徑遠大於薄膜厚度，因此可以一維方式來模擬加熱過程，而雙相延遲模型可表示為：

$$-\nabla \cdot \vec{q}(x,t) + \nabla s(x,t) = C_p \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} \quad (1)$$

$$\vec{q}(x,t+\tau_q) = -k \nabla T(x,t+\tau_T) \quad (2)$$

式中 s 為熱源項， τ_q 為熱通量延遲時間， τ_T 為溫度梯度延遲時間。我們將方程式(2)做一階近似展開並代入方程式(1)，可得到雙相延遲模型的溫度分佈

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \tau_T \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) - \frac{1}{k} \left(\frac{\partial s}{\partial x} + \tau_q \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial s}{\partial x} \right) \right) \quad (3)$$

$$= \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\tau_q}{\alpha} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2}$$

若考慮雷射脈衝的長度 t_p 及薄膜表面的多重反射效應，則熱源項可表示為：

$$s(x,t) = (1-r)s_0 \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} r^{2n} e^{-\alpha_1(2nL+x)} \begin{bmatrix} H(t - \frac{2nL+x}{c}) - \\ H(t - t_p - \frac{2nL+x}{c}) \end{bmatrix} + \sum_{n=1}^{\infty} r^{2n-1} e^{-\alpha_1(2nL-x)} \begin{bmatrix} H(t - \frac{2nL-x}{c}) - \\ H(t - t_p - \frac{2nL-x}{c}) \end{bmatrix} \right\} \quad (4)$$

其中 r 為薄膜邊界對雷射光之反射率， α_1 為薄膜材質對雷射光之吸收係數， L 為薄膜厚度， c 為雷射光在薄膜層之行進速度。由於極短時間內我們可假設薄膜在邊界的熱損失量可忽略，因此邊界條件可考慮為絕熱狀態

$$\frac{\partial T(0,t)}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial T(L,t)}{\partial x} = 0 \quad (5)$$

對於方程式(3)配合邊界條件(5)與熱源項(4)，我們透過拉氏轉換(Laplace Transform)來處理時間的微分項，經由拉氏轉換後方程式(3)會變成對空間 x 的常微分方程式，再配合邊界條件，我們可以解出溫度分佈的拉氏轉換表示式，再透過拉氏逆轉換求解可得溫度場。

方程式之無因次化及拉氏轉換求解溫度場

我們定義無因次化參數如下：

$$\theta = \frac{T-T_0}{T_0}, \quad \delta = \frac{x}{2\sqrt{\alpha\tau_q}}, \quad l = \frac{L}{2\sqrt{\alpha\tau_q}}, \quad \beta = \frac{t}{2\tau_q},$$

$$\beta_p = \frac{t_p}{2\tau_q}, \quad C = \frac{c}{\sqrt{\alpha/\tau_q}}, \quad \omega = \frac{s}{T_0 C_p c}, \quad \omega_0 = \frac{s_0}{T_0 C_p c}$$

利用上述無因次化參數，無因次化後之方程式(3)，熱源項(4)和邊界條件(5)分別可以表示如下式：

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \delta^2} + \frac{\tau_T}{2\tau_q} \frac{\partial}{\partial \beta} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial \delta^2} \right) - \frac{c}{\sqrt{\alpha/\tau_q}} \left(2 \frac{\partial \omega}{\partial \delta} + \frac{\partial}{\partial \beta} \left(\frac{\partial \omega}{\partial \delta} \right) \right) = 2 \frac{\partial \theta}{\partial \beta} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial \beta^2} \quad (6)$$

$$\omega(\delta, \beta) = (1-r)\omega_0 \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} r^{2n} e^{-\alpha_1(2nl+\delta)2\sqrt{\alpha\tau_q}} \begin{bmatrix} H(\beta - \frac{2nl+\delta}{C}) - \\ H(\beta - \beta_p - \frac{2nl+\delta}{C}) \end{bmatrix} + \sum_{n=1}^{\infty} r^{2n-1} e^{-\alpha_1(2nl-\delta)2\sqrt{\alpha\tau_q}} \begin{bmatrix} H(\beta - \frac{2nl-\delta}{C}) - \\ H(\beta - \beta_p - \frac{2nl-\delta}{C}) \end{bmatrix} \right\} \quad (7)$$

$$\frac{\partial \theta(0, \beta)}{\partial \delta} = 0, \quad \frac{\partial \theta(l, \beta)}{\partial \delta} = 0. \quad (8)$$

運用拉氏轉換，溫度場之拉氏轉換表示如下式：

$$\bar{\theta}(\delta, p) = \int_0^{\infty} \theta(\delta, \beta) e^{-p\beta} d\beta.$$

經由拉氏轉換後之方程式(3)，熱源項(4)，邊界條件(5)分別表示為：

$$\frac{d^2 \bar{\theta}}{d\delta^2} - \frac{P(P+2)}{1+PB} \bar{\theta} = \frac{c}{\sqrt{\alpha/\tau_q}} \frac{P+2}{1+PB} \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial \delta}, \quad (9)$$

$$\bar{\omega}(\delta, P) = (1-r)\omega_0 \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} r^{2n} e^{-\alpha_1(2nl+\delta)2\sqrt{\alpha\tau_q}} \left[\frac{1}{P} e^{-\frac{2nl+\delta}{C}} (1-e^{-\beta_p P}) \right] + \sum_{n=1}^{\infty} r^{2n-1} e^{-\alpha_1(2nl-\delta)2\sqrt{\alpha\tau_q}} \left[\frac{1}{P} e^{-\frac{2nl-\delta}{C}} (1-e^{-\beta_p P}) \right] \right\} \quad (10)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}(0, P)}{\partial \delta} = 0, \quad \frac{\partial \bar{\theta}(l, P)}{\partial \delta} = 0 \quad (11)$$

聯立求解，可得方程式(9)之解為：

$$\bar{\theta}(\delta, p) = C_1 e^{\sqrt{\frac{P(P+2)}{1+PB}} \delta} + C_2 e^{-\sqrt{\frac{P(P+2)}{1+PB}} \delta} - Z e^{-a\delta} \frac{1}{1-r^2 e^{-2al}} + Z e^{a\delta} \frac{r e^{-2al}}{1-r^2 e^{-2al}} \quad (12)$$

$$\text{其中 } B = \frac{\tau_r}{2\tau_q}, \quad a = (2\alpha_1 \sqrt{\alpha\tau_q} + \frac{1}{C}) ,$$

$$Z = \frac{\frac{c}{\sqrt{\alpha/\tau_q}} \frac{P+2}{1+PB} \omega_0 (1-r) (\frac{1-e^{-\beta_p P}}{P}) a}{\left[a^2 - \frac{P(P+2)}{1+PB} \right]}$$

$$C_1 = \frac{\frac{aZ}{1-r^2 e^{-2al}} \frac{1}{\sqrt{\frac{P(P+2)}{1+PB}}} \left[(1+re^{-2al}) e^{-2\sqrt{\frac{P(P+2)}{1+PB}} l} - (1+r) e^{-(a+\sqrt{\frac{P(P+2)}{1+PB}}) l} \right]}{1 - e^{-2\sqrt{\frac{P(P+2)}{1+PB}} l}}$$

$$C_2 = \frac{\frac{aZ}{1-r^2 e^{-2al}} \frac{1}{\sqrt{\frac{P(P+2)}{1+PB}}} \left[(1+re^{-2al}) - (1+r) e^{-\left(a+\sqrt{\frac{P(P+2)}{1+PB}}\right) l} \right]}{1 - e^{-2\sqrt{\frac{P(P+2)}{1+PB}} l}}$$

最後利用拉氏逆轉換可得到溫度分佈如下：

$$\theta(\delta, \beta) = \frac{1}{2\pi i} \int_{r-i\infty}^{r+i\infty} \bar{\theta}(\delta, P) e^{P\beta} dP \quad (13)$$

數值方法

由於方程式解(12)式的複雜性，在進行拉氏逆轉換求溫度分佈時，式(13)無法得到解析解，因此本計畫以黎曼近似法(Riemann-Sum Approximation)來進行拉氏逆轉換。式(13)為一複數積分，定義式中的拉氏轉換參數為 $P = \gamma + i\omega$ ，則(13)式可改寫為：

$$\theta(\delta, \beta) = \frac{e^{\gamma\beta}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\theta}(\delta, P = \gamma + i\omega) e^{i\omega\beta} d\omega \quad (14)$$

積分域從負無窮大到正無窮大，配合黎曼和近似法，定義 ω 為頻率， τ 為半週期時程，即 $\omega = n\pi / \tau$ ，將(14)式展開成下式

$$\theta(\delta, \beta) = \frac{e^{\gamma\beta}}{2\tau} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \bar{\theta}(\delta, P = \gamma + \frac{in\pi}{\tau}) e^{i(n\beta\pi / \tau)} \quad (15)$$

配合波形正負值對稱出現，有下列關係存在

$$\begin{aligned} \bar{\theta}(\delta, P = \gamma + \frac{in\pi}{\tau}) e^{i(n\beta\pi / \tau)} \\ + \bar{\theta}(\delta, P = \gamma - \frac{in\pi}{\tau}) e^{-i(n\beta\pi / \tau)} \\ = 2 \operatorname{Re} \left[\bar{\theta}(\delta, P = \gamma + \frac{in\pi}{\tau}) e^{i(n\beta\pi / \tau)} \right] \end{aligned}$$

我們可以將(15)式改寫為：

$$\theta(\delta, \beta) = \frac{e^{\gamma\beta}}{\tau} \left[\frac{1}{2} \bar{\theta}(\delta, \gamma) + \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \bar{\theta}(\delta, \gamma + \frac{in\pi}{\tau}) e^{i(n\beta\pi / \tau)} \right] \quad (16)$$

其中 Re 為和之實部數。因為函數 $e^{i(n\beta\pi / \tau)}$ 有固定的週期時程 2π ，故 β 必落在 $0 \leq \beta \leq 2\tau$ 的關係。令 $\beta = \tau$ 進一步將(16)式改寫如下：

$$\theta(\delta, \beta) \cong \frac{e^{\gamma\beta}}{\beta} \left[\frac{1}{2} \bar{\theta}(\delta, \gamma) + \operatorname{Re} \sum_{n=1}^N \bar{\theta}(\delta, \gamma + \frac{in\pi}{\beta}) (-1)^n \right] \quad (17)$$

如此一來，上敘的式子即可進行數值運算，配合方程式之解(12)，黎曼近似法(Riemann-Sum Approximation Method)，我們可以進行 Fortran 程式撰寫，以利用數值模擬求解。

結果與討論

本研究中，為了模擬實際薄膜之加熱現象，我們考慮金薄膜，金的物理常數如表一中所示。數值計算過程中，我們將薄膜厚度分成 600 個格點數進行數值模擬後，並且藉由改變溫度場和熱通量的延遲時間之比值 B 來串連三種熱傳模式，分別為 $B=0$ 的熱波模型(Thermal Wave Model)， $B=0.5$ 的傳統傅立葉模型(Fourier's Model)和 B 等於其他值的雙相延遲模型(Dual Phase Lag Model)。如前面所述：傳統之傅立葉模型，假設熱傳速度無限大，無任何延遲時間，但熱傳速度為無窮大已不符合本題實際之物理現象，因此運用在微觀熱傳上必須加以修正。

熱波模型(Cattaneo & Vernotte, 1958)以傅立葉模型為基礎,提出熱通量與溫度梯度間存在時間延遲而非瞬間傳遞,將熱通量之時間項加入一延遲時間,則溫度對時間二次微分使熱傳遞形式從原本的擴散變成以波的形式傳遞。在此模型中,其熱波速度($\sqrt{\alpha/\tau_q}$)將利用表一之物理常數約略求得為 12734.3m/s。圖一即為熱波模型之溫度—位置關係圖,在無因次時間為 0.5,脈衝時程為 0.2 之圖形,波形的間距即為脈衝時程,波前的終點落在無因次之時間點上,給定不同的無因次時間,不同的脈衝時程,我們可以得到圖二所示。圖二為在不同時間點上熱波的傳遞,我們可以看到隨著時間改變,熱波往前傳遞而能量逐漸均分的趨勢,可以預知的波形最終將會成為一水平線。雙相延遲模型(Tzou, 1996)的理論基礎在於假設熱傳遞,溫度梯度與熱通量在不同時間發生,當熱傳遞在時間 t 形成時,經過 τ_T 秒($t + \tau_T$)與 τ_q 秒($t + \tau_q$)後分別形成溫度梯度場與熱通量場, Tzou 經由此假設推導描述微觀熱傳的統御方程式,因此本計畫即以雙相延遲模型來描述加熱過程之溫度分佈。同樣先以熱波速度為 12734.3m/s 進行分析。圖三表金膜在雙相延遲模型之溫度分佈圖,可以看到溫度場以一平滑曲線呈現,熱波前的形式已不存在。圖四則為在不同時間點上溫度的變化,可以發現隨著時間增加,溫度曲線的斜率趨於平緩,最終趨於水平線是因為雷射脈衝能量均分於薄膜達到熱平衡。

有關熱波速度與光速之比值對溫度分佈的影響,在方程式(9)之解式(12)中, a 的值是值得我們注意的,經由計算 $a=1.23+1/C$,其中 $C=(\text{雷射光在薄膜中行進速度}/\text{熱波速度})$,我們試著調整熱波速度的大小,即改變

雷射光在薄膜中行進速度與熱波速度之比值的大小,分析其溫度場。另外,我們再考慮不同的薄膜材質對雷射光之吸收係數來討論溫度分佈的變化。圖五,六,七皆為吸收係數 $\alpha_1=6.54 \times 10^7 \text{ 1/m}$,又分別不同的比值 C 之溫度分佈圖。總體而言,隨著比值 $1/C$ 之值愈來愈小,溫度也隨之下降;雖然金薄膜吸收的能量與吸收係數有關,但在雙相延遲模型下,當 $1/C$ 降低時,在方程式(6)中,熱源項與表面熱源項(apparent heat source)會增加,造成溫度上升會增加。圖八,九及十則為薄膜材質對雷射光之吸收係數 $\alpha_1=6.54 \times 10^6 \text{ 1/m}$,結果同上隨著比值 $1/C$ 的變小,溫度也隨著下降;對比圖五至圖七與圖八至圖十比較兩不同吸收係數,因為吸收係數較大者得到的能量較多,故溫度上升量也較高。圖十一表示,當比值 $1/C$ 之值隨著階數的變小,其溫度分佈的變化情形,圖十二為 δ 軸在 0 至 1 的局部放大圖,我們發現在 $1/C$ 值小於 0.01 以後,其溫度的變化並不顯著,意即光速與熱波速度比值大於 100 以上,則溫度分佈幾乎不受雷射光傳播速度而影響;從圖十一也可以看出, $1/C$ 比值大小對溫度分佈的影響只局限在靠近金膜表面附近,隨著離加熱表面的距離增加,溫度不受 $1/C$ 比值的影響,這是因為雷射加熱金膜的能量在靠近加熱表面穿透深度內($1/\alpha_1$)被吸收,雷射光傳遞速度的影響只能在穿透深度的等級附近影響,遠離雷射穿透深度的範圍,其分佈只與熱傳速率有關,因此不受 $1/C$ 改變而有變化。

結論

針對飛秒雷射加熱薄膜過程模擬分析中,我們得到幾點結論:以傳統之傅立葉熱傳

模型及熱波模型進行分析，結果顯示此模型並無法準確描述此一等級下的熱傳現象，所以我們將以雙相延遲模型來進行完整描述。金屬吸收係數較大者，會得到較多的能量以致溫度也較高。靠近加熱面附近，熱波速度愈大時，其溫度愈高；而當雷射光在薄膜中行進速度遠大於熱波速度時，距離加熱面的遠處，溫度分佈的變化並不受雷射光加熱速度的影響而改變。

參考文獻

1. P. M. Paul, E. S. Toma, P. Breger, G. Mullot, F. Augé, Ph. Balcou, H. G. Muller, P. Agostini, *Science*, Vol. 292, pp. 1689, 2001.
2. M. Hentschel, R. Kienberger, Ch. Spielmann, G. A. Reider, N. Milosevic, T. Brabec, P. Corkum, U. Heinzmann, M. Drescher and F. Krausz, *Nature*, Vol. 414, pp. 509, 2001.
3. S. D. Brorson, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 59, pp. 1962, 1987.
4. T. Q. Qiu, T. Juhasz, C. Suarez, W. E. Bron, C. L. Tien, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 37, pp. 2799, 1994.
5. H. E. Elsayed-Ali, T. B. Norris, M. A. Pessot, G. A. Mourou, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 58, pp. 1212, 1987.
6. H. E. Elsayed-Ali, T. Juhasz, G. O. Smith, W. E. Bron, *Phys. Rev. B*, Vol. 43, pp. 4488, 1991.
7. J. G. Fujimoto, J. M. Liu, E. P. Ippen, N. Bloembergen, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 53, pp. 1837, 1984.
8. T. Juhasz, H. E. Elsayed-Ali, X. H. Hu, W. E. Bron, *Phys. Rev. B*, Vol. 45, pp. 13819, 1992.
9. R. W. Schoenlein, W. Z. Lin, J. G. Fujimoto, G. L. Eesley, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 58, pp. 1680, 1987.
10. J. Hohlfeld, S. S. Wellershoff, J. Gudde, U. Conrad, V. Jahnke, E. Matthias, *Chem. Phys.*, Vol. 251, pp. 237, 2000.
11. S. S. Wellershoff, J. Hohlfeld, J. Gudde, E. Matthias, *Appl. Phys. A*, Vol. 69, pp. S99, 1999.
12. J. Hohlfeld, J. G. Muler, S. S. Wellershoff, E. Matthias, *Appl. Phys. B*, Vol. 90, pp. 387, 1997.
13. A. H. Zewail, *J. Phys. Chem. A*, Vol. 104, pp. 5660, 2000.
14. X. M. Tong, Z. X. Zhao and C. D. Lin, *Physical Review Letters*, Vol. 91, pp. 233203-1, 2003.
15. N. Milosevic, P. B. Corkum, T. Brabec, *Physical Review Letters*, Vol. 92, pp. 013002, 2004.
16. Knapp, J. A., Borgesen, P., and Zuhr, R. A., eds., *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, 157, Pittsburgh, PA, 1990.
17. Narayan, J., Godbole, V. P., and White, G. W., *Science*, Vol. 52, pp. 416, 1991.
18. Grigoropoulos, C. P., *Annual Review of Heat Transfer*, C. L. Tien, ed., Hemisphere, New York, 1994.
19. Elliott, D. J., and Piwczyk, B. P., *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, Vol. 129, pp. 627, 1989.
20. C. Cattaneo, *R. Compte*, Vol. 247, pp. 431, 1958.
21. P. Vernotte, *R. Compte*, Vol. 246, pp. 3154, 1958.
22. M. Morse and H. Feshbach, *Methods of Theoretical Physical*, Vol. 1, pp. 837, 1953.
23. M. Chester, *Phys. Rev.*, Vol. 131, pp. 2013, 1963.
24. M. I. Kaganov, I. M. Lifshitz, M. V. Tanatarov, *Sov. Phys. JETP*, Vol. 4, pp. 173, 1957.
25. S. I. Anisimov, B. L. Kapeliovich, T. L. Perel'man, *Sov. Phys. JETP*, Vol. 39, pp. 375, 1974.
26. T. Q. Qiu, C. L. Tien, *ASME J. Heat Transfer*,

Vol. 115, pp. 835, 1993.

27. R. A. Guyer, J. A. Krumhansl, Phys. Rev., Vol. 148, pp. 766, 1966.

28. D. Y. Tzou, Macro-to Microscale Heat Transfer: The Lagging Behavior, Taylor & Francis, Washington, DC, 1997.

29. T. Q. Qiu, C. L. Tien, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 37, pp. 2789, 1994.

30. A. N. Smith, J. L. Hostetler, P. M. Norris, Numer. Heat Transfer A, Vol. 35, pp. 859, 1999.

31. J. K. Chen, J. E. Beraun, Numer. Heat Transfer A, Vol. 40, pp. 1, 2001.

32. I. H. Chowdhury, X. Xu, Numer. Heat Transfer A, Vol. 44, pp. 219, 2003.

33. D. Y. Tzou, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 38, pp. 3231, 1995.

34. D. Y. Tzou, ASME J. Heat Transfer, Vol. 117, pp. 8, 1995.

35. D. Y. Tzou, AIAA J. Thermophys. Heat Transfer, Vol. 9, pp. 686, 1995.

36. D. Y. Tzou, J. K. Chen, AIAA J. Thermophys. Heat Transfer, Vol. 12, pp. 567, 1998.

37. D. Y. Tzou, K. S. Chiu, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 44, pp. 1725, pp. 2001.

38. J. R. Ho, C. P. Kuo, W. S. Jiaung, Int. Heat Mass Transfer, Vol. 46, pp. 55, 2003.

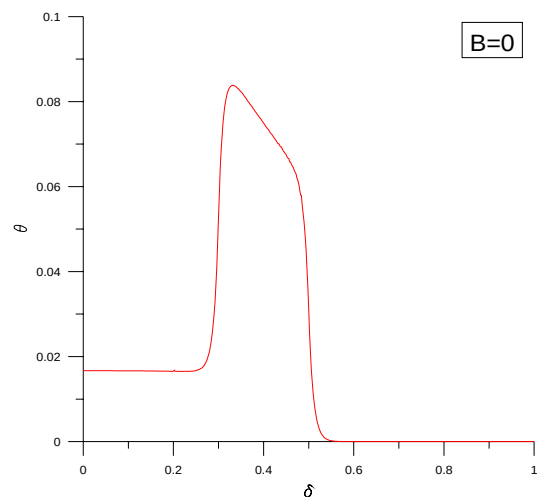
39. A. F. Khadrawi, M. A. Nimr, M. Tahat, Int. Comm. Heat Mass Transfer, Vol. 31, pp. 1015, 2004.

表

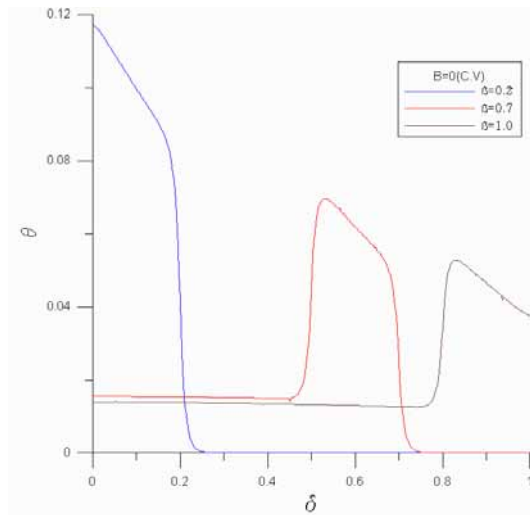
表一 金(Au)的物理常數[28]

k(熱傳導係數)	315 W/mK
α (熱擴散係數)	$1.2 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$
B	60
α_1 (吸收係數)	$6.54 \times 10^7 \text{ 1/m}$
r(反射率)	0.9
ω_0 (無因次熱源)	1
l(無因次薄膜厚度)	60
β_p (無因次雷射脈衝時間)	0.2
τ_T (溫度梯度延遲時間)	89.3 ps
τ_q (熱通量延遲時間)	0.74 ps

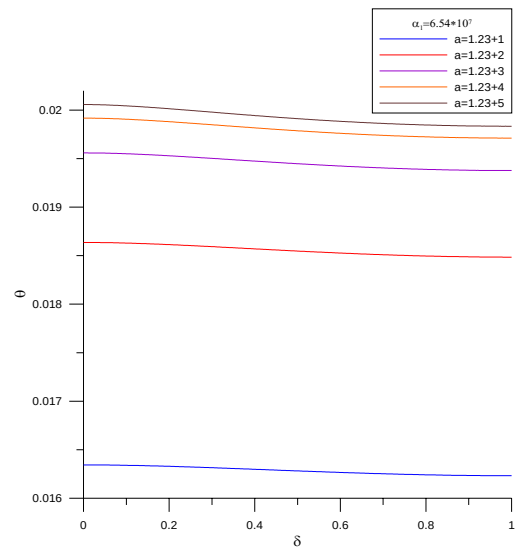
圖



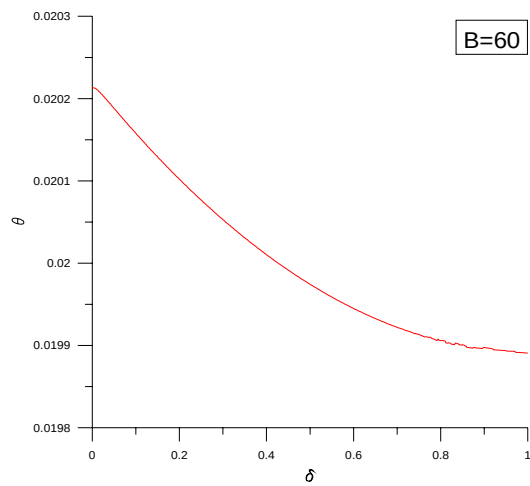
圖一 溫度場分佈—熱波模型



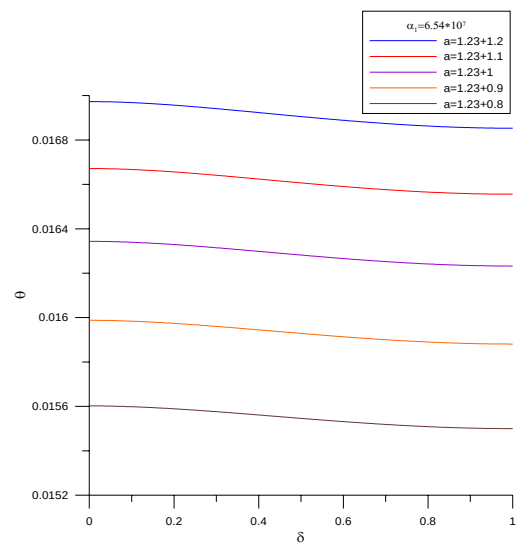
圖二 溫度場分佈—隨時間變化之熱波模型



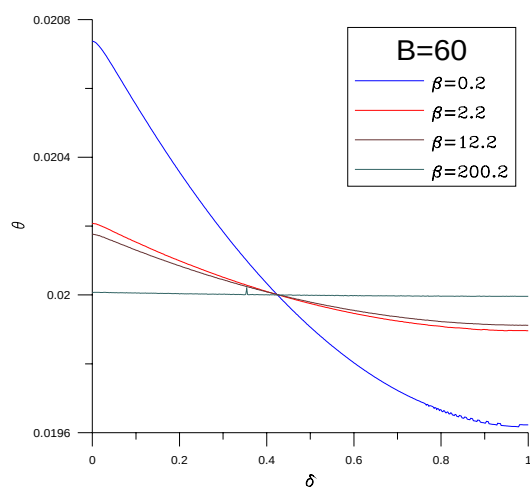
圖五 溫度場分佈—(熱波速度/光速)>1



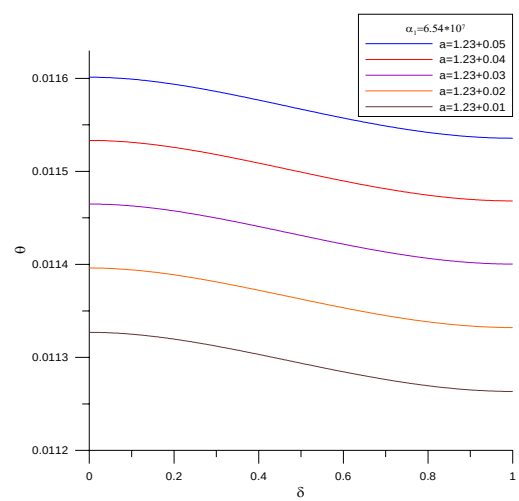
圖三 溫度場分佈—雙相延遲模型



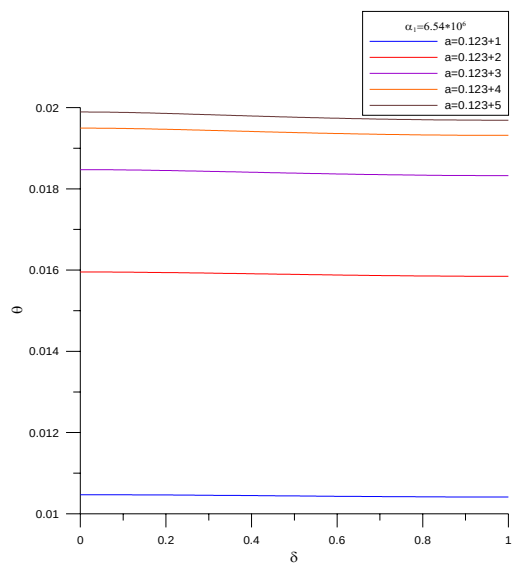
圖六 溫度場分佈—(熱波速度/光速)~1



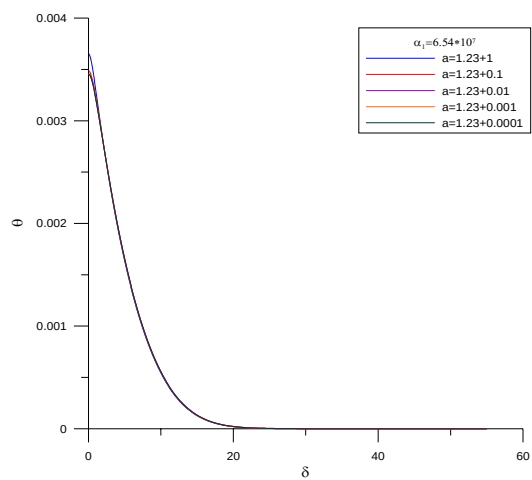
圖四 溫度場分佈—隨時間變化之雙相延遲模型



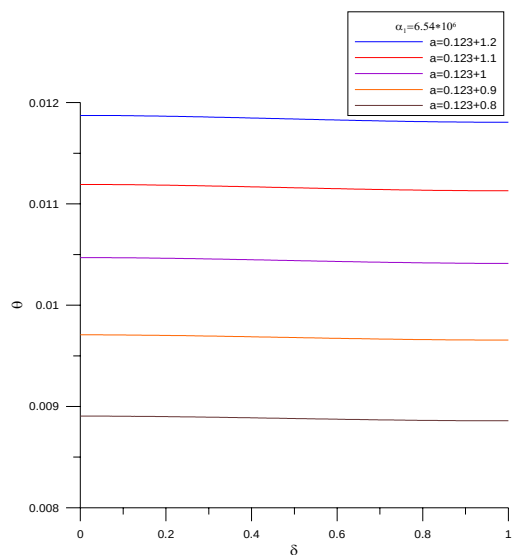
圖七 溫度場分佈—(熱波速度/光速)<<1



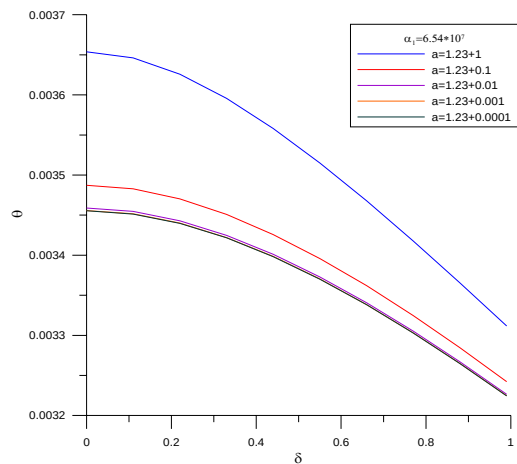
圖八 溫度場分佈—(熱波速度/光速)>1



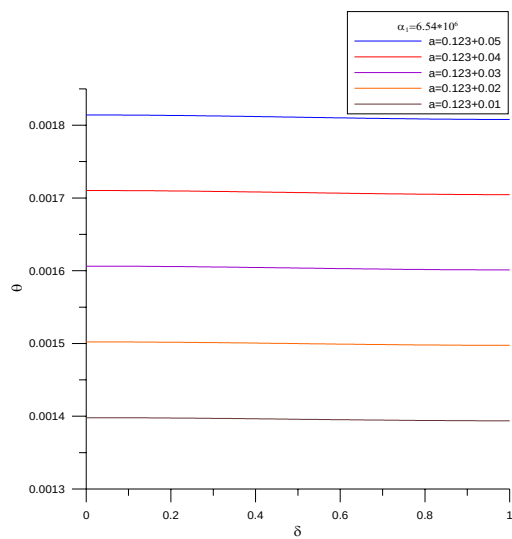
圖十一 溫度場分佈—(熱波速度/光速)呈指數降低



圖九 溫度場分佈—(熱波速度/光速)~1



圖十二 溫度場分佈—局部放大圖



圖十 溫度場分佈—(熱波速度/光速)<<1