

## [ 研究新領域報導 ]

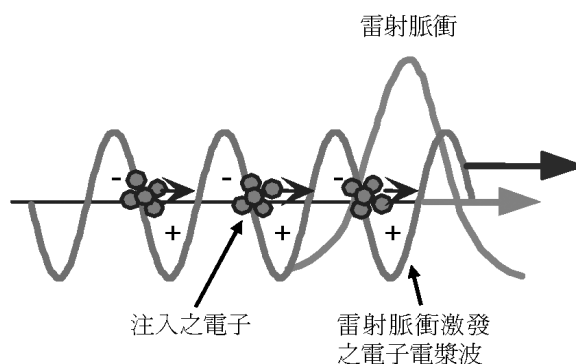
## 雷射電漿波電子加速器之發展

中央研究院原子與分子科學研究所 陳賜原

當一個雷射脈衝(laser pulse)在電漿中行進時，其縱向光壓(longitudinal ponderomotive force)會將電漿中的電子向前推動，此時離子因其質量遠大於電子，所以幾乎是不動的。當雷射脈衝超越電子後，電子和離子間的庫侖力則會將電子拉回，因此產生電子縱向的振盪，形成了一個電子電漿波(electron plasma wave)。當此雷射脈衝的強度超過  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> 時，其所激發的電漿波之電場可超過 1 GeV/cm。相對地，傳統電子加速器之加速梯度則因受限於材料的放電而僅達 1 MeV/cm。因此，如果雷射激發電漿波可用來加速電子的話，將可把現有的加速器的尺寸縮小三個數量級，產生一個十分小的高能電子源，這就是雷射電漿波電子加速器的基本概念（見圖一）[1]。此雷射驅動電漿波之強大電場已在實驗中直接量測證實[2, 3]。

單有強大的加速梯度並不能產生高能電子束，還需要能夠在電漿波注入電子，使其被電漿波捕捉加速。要達到被捕捉的條件，注入的電子不僅在空間上要與電漿波重疊，且其能量必須超過捕捉臨界能量才行。此外，若要使被捕捉的電子在加速後形成單一能量窄能寬的電子束，更必須使電子的注入發生在特定侷限的時空中。由於實驗所產生的雷射電漿波一般都是具有約 10  $\mu$ m 的橫截面及約 10  $\mu$ m 的波長，以上條件使以傳統電子槍自外界注入電子的方式難以成功，因此必須以光學或其他方法直接在電漿中擾動電子使其被捕捉加速。另外，由於此電漿波的波長極短，產生單一能量的電子束也意味著其為一具 10 fs 等級時長之脈衝，可應用於探測過程極短暫的物理現象。

此外，電子能量主要是由加速度乘上加速距離來決定。為了能激發高強度的電漿波以得到大的電子加速度，必須要將雷射脈衝聚焦到較小的截面積以獲得高雷射強度。然而，光的自然發散定律指出雷射光的橫截面越小時，其維持此強度



圖一 雷射電漿波電子加速器之基本原理

的距離就越短，這使得高加速度與長加速距離兩者無法同時提昇。要克服這個問題，必須引入光波導的技術，使得雷射脈衝能夠在一個小橫截面的光波導中傳播，以能維持高強度傳播一段長距離。

綜合以上各點可知，雷射電漿波電子加速器的發展決定於三個關鍵要素：電漿波激發的最佳化、在電漿波中特定侷限的時空注入電子、以及在波導中進行電子加速器的製作。一個理想的電子加速器是由這三個要素的整合來達成，將可在最短的距離內產生高能量、窄能寬、超短時長的電子脈衝。

最早提出以雷射來激發電漿波的方法是採用一個時長接近一個電漿波週期的雷射脈衝來共振地有效激發電子電漿波[1]。但在 1980 年代尚無能產生夠強夠短的雷射脈衝的方法，所以便採用了 CO<sub>2</sub> 雷射產生的兩道不同波長的雷射光束重疊形成的拍頻波來激發電漿波。此時電漿的電子密度必須調整到使電漿波的波長和此拍頻波之週期一致，便能使此拍頻波形同一串列具適當時長的小脈衝，如此便能連續共振地使電漿波之振幅成長[1]。然而，由於電漿波的非線性，當其振幅成長時，其波長也會隨之增大，因此原本匹配的拍頻和電漿波便不再匹配，因此造成電漿波振幅成長的飽和，而限制了能產生的加速電場

的強度。以此方式產生電漿波配合以電子槍自外界注入電子的方式，其電子能量之最大增益被限制在數十 MeV 以下，並且只有少數的電子被加速[4]。

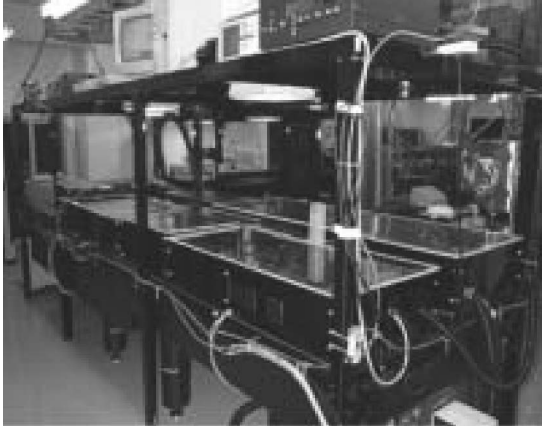
在 1980 年代末期，由於線性變頻脈衝放大(chirped pulse amplification)技術的引入，雷射脈衝放大技術的發展突飛猛進，能夠產生時長為數百飛秒、能量達數焦耳以上之雷射脈衝。若要直接以此單一脈衝來共振激發電漿波，其時長所匹配的電漿密度仍是太低，因此激發出來的電漿波之加速電場較低，電子能量增益有限，且因電子捕捉臨界能量較高，也不容易注入電子。然而，當電漿密度提高使雷射脈衝時長為數個電漿波波長時，由於拉曼前向散射的發生，電漿中的一個微小電漿波可造成雷射脈衝的自調變效應(self-modulational instability)，使其分裂成一串列時長與電漿波波長匹配的短脈衝，因此能共振地激發電漿波。而電漿波的成长使雷射脈衝的自調變效應更大，如此形成一個正迴授，使電漿波迅速的成長，達到產生極大的電子加速電場[5]。也因為此高密度電漿及大振幅電漿波，電子捕捉臨界能量低，因此在實驗中可達到自我捕捉電漿中較熱電子、或是捕捉由拉曼後向散射機制加熱的電子，而直接產生一道具極小發散角的電子束。此電子束具連續之能量分佈，其實驗中所觀察到之最高能量可達 100 MeV[6]。這樣的能量增益是在數毫米內達成，直接驗證了電漿波的強大加速電場。這是在 1990 年代最主要的進展，然而如此的方法不僅產生之電子能譜不合應用的需求，其建築在不穩定機制的電漿波驅動方式亦造成極大的電子束性質在發與發之間的變化。

在同一時期，在電子注入和雷射光波導技術的發展上亦有極大的進展。在電子注入方面，藉由理論配合粒子模擬，各種以雷射光來注入電子的方法逐一被提出，例如使用一個雷射脈衝之橫向光壓[7]、或兩個不同波長雷射脈衝對撞產生的拍頻波[8]等來在特定侷限的時空加速電漿中之電子，使其被主脈衝激發之電漿波捕捉而加速。此外，各種以電漿密度分佈之結構來注入電子的方式亦被提出。然而，在實驗方面的進展卻付之闕如，原因在於這些方案的實踐需要具極佳品質及具多樣性系統組態的雷射才能達成。在雷射光波導方面，實驗上已成功示範出例如以毛細管來

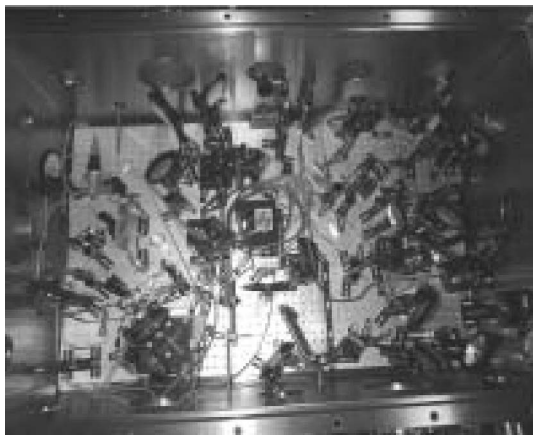
導光、以毛細管放電在其內部產生電漿波導來導光[9]、以及以另外的雷射脈衝藉由線聚焦元件來在氣體中產生電漿波導[10, 11]等技術。相較於前二者會因毛細管的毀壞而需要不斷更換，後者可以不斷的以高重複率使用，因此受到極大的重視。然而，同樣地，在 1990 年代並未成功將光波導應用到雷射電漿波電子加速器上，主要原因同樣在於缺乏具多樣性系統組態的雷射來同時提供整個整合實驗所需要的多道不同性質的雷射脈衝光束。

在 1990 年代末期，雷射脈衝技術的發展有了更大的突破，各地開始逐一建造了具 10 Hz 重複率、數十飛秒最短時長、次焦耳到數焦耳能量、多道不同性質光束組態、以及包含各種時空波形控制能力的雷射(如圖二)[12, 13]，也帶動了雷射電漿波電子加速器發展上近來的大幅突破。在電漿波的激發方面，由於脈衝時長已縮短到數十飛秒，因此可以和較高密度的電漿匹配來直接共振地產生高電場的電漿波，且由於此雷射脈衝本身受此電漿波影響產生的三維空間的演化，使得激發的效率更高，進入了所謂強迫式雷射電漿波加速器(forced laser wakefield acceleration)的狀態。這個效應的產生已在實驗中達到，且由於在此大振幅的電漿波中，橫向電漿波破碎效應(transverse wave breaking)可造成在侷限的時間內自我注入電子，所以實驗上觀察到單一電子能量(能譜寬度小於儀器解析度)、發散角小於  $0.1^\circ$ 、能量達 150 MeV 的電子束，其電子數達總加速電子數的十分之一[14, 15]。在雷射光波導方面，各種不同組態的加熱一點火機制(ignitor-heater scheme)被用來產生高能量效率的電漿波導[16, 17]，並已成功地用在雷射電漿波電子加速器上，產生了性質類似以上數字的單一能量電子束[17]。另外，在電子注入的控制方面，亦開始有以另一道雷射脈衝來控制電子注入的實驗展現[18]。其真空中實驗架設之範例請見圖三。

由這些突破可以看出，除了要有夠短的脈衝時長和夠大的脈衝能量外，雷射系統的廣義的時空波形控制能力是產生高能量轉換效率、高品質、高穩定性的雷射電漿波電子加速器的關鍵。再舉例而言，理論預測用一個包含數個具適當長度和間隔的短脈衝的雷射光束可以大幅提高激



圖二 十兆瓦峰值功率、10 Hz 重複率之脈衝雷射系統（設施地點為中央研究院原子與分子科學研究所）[13]



圖三 雷射電漿波電子加速器實驗架設(參考資料[18]所使用)

發電漿波的效率[19]；另外，以一個包含兩個間隔 1.5 倍電漿波週期的短脈衝的激發脈衝可以激發一個僅具有一個加速週期的電漿波，搭配光學注入電子的方式便可產生單一的電子脈衝[7]。這些預測的結果相信不久就可以在具時間波形控制能力的雷射實驗中實現。此外，各種理論提出的光學注入電子方式，也相信能在具多道不同性質光束的雷射實驗中示範出來。

由近來的發展可以看出，雷射電漿波電子加速器的發展有極大的希望可以獲致成功，將可應用到製造桌上型同步輻射 X 光光源或核子物理、高能物理之研究。尤其因為其成本遠較傳統同步輻射設施及電子加速器設施低，是屬於大學實驗室可以負擔的，因此更可以加快其應用的研究。到那個時候，主要限制它的應用範疇的因素

將是在它相較於傳統電子加速器太低的脈衝重複率。然而，基於新雷射增益材料的發展，以二極體雷射來直接汲發脈衝雷射增益介質的技術亦不斷被開發出來，將可大幅提高電力到雷射能量的轉換效率。因此，極高重複率的高能短脈衝雷射指日可待，將更進一步大幅帶動如雷射電漿波電子加速器、X 光雷射、雷射誘發核反應等建築在高能短脈衝雷射上的新技術的應用。

#### 參考資料

- [1] T. Tajima and J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.*, **43**, 267 (1979).
- [2] S. P. Le Blanc *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 5381 (1996).
- [3] H. Kotaki *et al.*, *Phys. Plasmas*, **9**, 1392 (2002).
- [4] C. E. Clayton *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 37 (1993).
- [5] J. Krall, A. Ting, E. Esarey and P. Sprangle, *Phys. Rev. E*, **48**, 2157 (1993).
- [6] D. Gordon *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 2133 (1998).
- [7] D. Umstadter, J. K. Kim and E. Dodd, *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 2073 (1996).
- [8] E. Esarey *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 2682 (1997).
- [9] T. Hosokai *et al.*, *Opt. Lett.*, **25**, 10 (2000).
- [10] C. G. Durfee III, J. Lynch, and H. M. Milchberg, *Phys. Rev. E*, **51**, 2368 (1995).
- [11] P. Volfbeyn, E. Esarey and W. P. Leemans, *Phys. Plasmas*, **6**, 2269 (1999).
- [12] M. Pittman *et al.*, *Appl. Phys. B*, **74**, 529 (2002).
- [13] H.-H. Chu *et al.*, *Appl. Phys. B*, **79**, 193 (2004).
- [14] J. Faure *et al.*, *Nature*, **431**, 541 (2004).
- [15] S. P. D. Mangles *et al.*, *Nature*, **431**, 535 (2004).
- [16] Y.-F. Xiao *et al.*, *Phys. Plasmas*, **11**, L21 (2004).
- [17] C. G. R. Geddes *et al.*, *Nature*, **431**, 538 (2004).
- [18] W.-T. Chen *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 075003 (2004).
- [19] D. Umstadter, E. Esarey and J. K. Kim, *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 1224 (1994).