

率略低，而阈值较高，其原因在于这些晶体薄片非常薄（4~5微米），而且入射的快速电子中有很大一部分完全透过了样品。

最后必须指出，在表中所给定的数据中，所有样品尺寸都是0.25毫米宽的，而电子束的直径近似地是0.5毫米。因此，入射的电子束实际上只有三分之二真正打在样品上，因而真正的效率至少是表中所给定的值的1.5倍。此外，由于存在着入射电子的某些反向散射，并且受激发射是出现在一个小细束中，因此可推知其局部效率还要高些。在某些情况下，其效率可高达30%。有时这个值被认为是最高效率极限。这一极限是由快速电子产生电子-空穴对时存在的固有能量损耗所规定的。

参 考 文 献

- [1] N. G. Basov, O. V. Bogdankevich, and A. C. Devyathov, *Doklady Akad. Nauk, SSSR*, 155, 783 (1964). (English Transl.: *Societ Phys.—Doklady* 9, 788 (1964); N. G. Basov, *Physics of Quantum Electronics Conference Proceedings*, 1965 (McGraw-Hill Book Company, 1966), p. 411.
- [2] C. Benoit a la Guillaume and J. M. Debever, *Compt. Rend.*, 261, 5428 (1965).
- [3] C. F. Hurwiz, *Appl. Phys. Letters*, 8, 121 (1966), and References cited therein.
- [4] F. L. Nolle, V. S. Vavilow, G. P. Goubev, and V. S. Mashtakov, *Fiz, Tuerd. Te la* 8, 286 (1966).
- [5] N. Holonyak, Jr., and S. Bevaqua, *Appl. Phys. Letters*, 2, 176 (1963); N. Holonyak, Jr. *Trans. Met. Soc. AIME* 230, 276 (1964).
- [6] M. Pilkuhn and H. Pupprecht, *J. Appl. Phys.*, 36, 684 (1965).
- [7] Y. S. Park and D. C. Reynolds, *Phys. Rev.*, 132, 2450 (1963).
- [8] D. C. Reynolds, Private Communication.
- [9] D. C. Reynolds, C. W. Litton, and T. C. Collins, *Phys. Stat. Sol.*, 9, 645 (1965); 12, 3 (1965).
- [10] W. Shockley, *Czech. J. Phys., Bll.*, 81 (1961).
- [11] V. L. Levshin et al., *Soviet Researches on Luminescence*, ed. D. V. Skobel. tsyn (Consultants Bureau, New York, 1964), pp. 62—69.

原载 *Appl. Phys. Lett.*, 1966, 8, №10, 243~245 (陈建文译, 陈时胜校)

气体-离子激光跃迁的回旋加速器共振激发

欲获得离化原子的集居数反转和激光作用，就必须激发通常比原子基态高很多电子伏（在氩气的情况下，高35电子伏）的上激光能级。能激发上激光能级的方法之一，是同一个已被外电场加速的电子相碰撞。为了得到这些必不可少的高电子能量，电子在碰撞中获得的能量应当尽可能大。在直流场和低频场（ $f <$ 碰撞频率）的情况下，每一次碰撞所提供的能量正比于 E/P ，这里的 E 是电场， P 是气压。具有高的 E/P 比值的脉冲直流^[1~2]和射频放电已成功地用来产生离子激光作用。其效率比较高。但在连续放电中欲得到高的 E/P 比值是不可的，因此每次碰撞所提供的平均能量，因而平均电子能量就比较小。在连续放电的情况下，平均电子能量近似等于中性原子的电离电势。由于在直流^[4]和低频^[5]连续放电中，这

个能量不足以激发上激光能级，故一般认为，这里面发生的是一种两级激励过程。本文报导的回旋加速器共振激发能提供较高的有效的 E/P 比。

处于磁场和与之垂直的交变电场（具有回旋加速器共振频率 $f_c = eB/2\pi m = 2.8$ 兆赫/高斯）中的电子将经历一个螺旋形运动，而且能从很多微波频率上吸收电场能量。当电子能量增加时，轨道半径按照关系式 $r = (2mE/eB^2)^{1/2}$ 增加，这里的 E 是以电子伏特表示的电子能量。当 $E = 35$ 电子伏， $B = 1,000$ 高斯， $r = 0.2$ 毫米时，半径小于放电电容器和 0.1 托气压下的平均自由路程。在这些气压下的碰撞频率比射频频率小，因为只有这样，才能使回旋加速器共振不会过分加宽。回旋加速器共振电子在发生碰撞以前，能从许多射频频率连续地吸收不断增加能量的能力，和在没有磁场时的电子行为不同。在后一种情况下，除非遭到碰撞，否则是不能从一个频率上吸收净能量的。

所用的实验装置示于图 1。由一个 1 千瓦的连续磁控管提供的功率，被送入一种非辐射的“迂回线”结构中，使其产生一个平行于激光腔轴的电场。电磁铁在大约 10 厘米长的范围内产生垂直的磁场，这就决定了有效激光放电的长度。在管子的所余部分充满了弱的放电。激光毛细管的内径是 3 毫米。氩气是唯一被利用的气体。得到了五条可见的输出线。

图 2 表示激光输出和磁场的关系。其中可明显见到随气压的下降而变锐的确定的共振。激光输出的峰值出现在比回旋共振频率高的磁场处。气压增加时，这个峰值向强磁场方向移动。认为存在着与共振的压力变宽有关联的移动并不是不合理的。在低的磁场下，不仅激光作用停止，而且放电也熄灭。由于回旋加速器共振而使气体放电的击穿电场降低是人所共知的事^[7]。在很低以至不能产生激光作用的气压（ $\approx 10^{-3}$ 托）下，在回旋加速器共振频率上，放电强度表现出一个最大锐值。

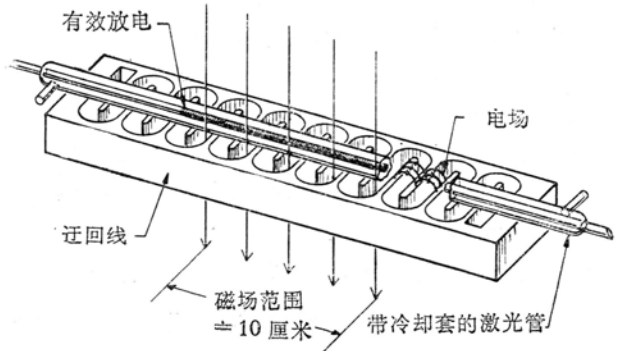


图 1 回旋加速器共振 Ar^+ 离子激光器的结构。

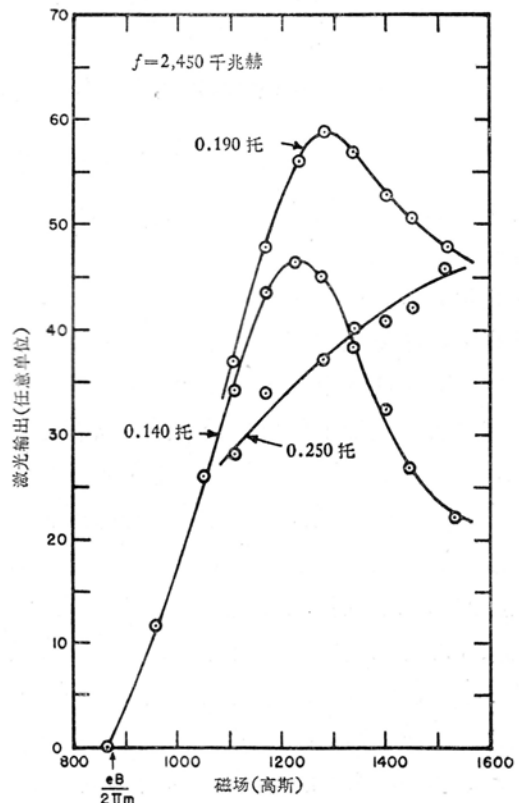


图 2 激光器输出与磁场和氩的气压的关系。

阈值输入功率大概是 50 瓦, 对于在这种内直径中发生的离子激光作用来说, 这是一个非常低的数值。放电的最大输入功率约为 500 瓦, 它产生约为 5 毫瓦的最大激光输出。功率低是因为有效放电长度很短。

参 考 文 献

- [1] W. B. Bridges, *Appl. Phys. Letters*, **4**, 128 (1965).
- [2] W. P. Pennett, Jr., J. W. Knutson, Jr., G. N. Mercer, and J. L. Detch, *Appl. Phys. Letters*, **4**, 180 (1964).
- [3] W. E. Bell, *Appl. Phys. Letters*, **7**, 190 (1965).
- [4] E. J. Gordon, E. F. Labuda, Picnard C. Miller, and C. E. Webb, *Physics of Quantum Electronics Conference Proceedings*, (McGraw-Hill, New York, 1966), P. 664.
- [5] J. P. Goldsborough, E. B. Hodges, and W. E. Bell, *Appl. Phys. Letters*, **8**, 137 (1966).
- [6] *The "Meander Line" Was Kindly Loaned to Us* by Litton Industries, Atherton Division, Palo Alto, California.
- [7] Sanbon C. Brown, *Encyclopedia of Physics*, (Springer-Verlag, 1965), Vol. XXII.

原载 *Appl. Phys. Lett.*, 1966, 8, №9, 218~219 (刘振堂译, 颜绍知校)

用快电子束激发的 ZnS 单晶的复合辐射

О. В. Богданкевич, М. М. Зверев, А. Н. Печенов, Л. А. Сысоев

用快电子束激发 CdS 单晶的第一个激光器建立之后^[1], 用这个方法在一系列的晶体上又获得了波长较长的相干辐射。但值得注意的是这样的激发方式有能力激发宽禁带的晶体, 给出波长更短的辐射, 其中包括光谱的紫外区域。原则上, 这些晶体可以用其他方法来激发, 例如光学方法, 但现存的光源不能保证建立集居数反转所要求的泵浦大功率^[2]。尽管在双光子过程中, 晶体濒临破坏, 但利用激光器还是可能的, 不过这需要红宝石或钽玻璃激光辐射能发生三光子或四个光子吸收^[3]。

这里我们报导了用快电子束激发具有宽禁带晶体的初步结果。实验是在六角形的硫化锌单晶上进行的。为了研究起见, 选用了最纯的样品, 在可见光谱区它给出最小的辐射。用电子能量为 5 万电子伏、电流密度为 6 安/厘米²的电子束照射晶体, 这样的电流密度超过在阴极射线致发光实验中的电流密度几个数量级。为了避免晶体变热, 器件在持续时间为 0.2 微秒的短脉冲状态下进行工作。用铟将晶体焊接在铜导冷管上, 后者冷却到液氮温度。部分的实验是在导冷管处于室温时进行的。电子束聚焦在样品的抛光平面上, 此平面垂直于另外两个抛光的端面。在垂直于电子束的方向上观察到辐射。用带 ФЭУ-18А 光电倍增管的 ЗМР-3 型单色仪来记录辐射。经同步检波后, 讯号进入自动记录器。当 $T=300^{\circ}\text{K}$ 时, 辐射光谱是一个 3,500~5,000 埃的发射带。随着电流密度的增加, 产生了波长为 3,455 埃、半宽度为 40 埃的谱线。这条谱线随电流密度的增加比长波带快得多, 在电流密度为 6 安培/厘米²时, 3,450