

激光增强极化 ^{129}Xe 和 ^3He 的磁共振成像*

曾锡之 孙献平

(中国科学院武汉物理研究所, 波谱与原子分子物理国家重点实验室, 武汉 430071)

摘要 当激光增强极化的 ^{129}Xe 或者 ^3He 被输送到一些感兴趣的生物体内组织中(例如:人或动物的肺部),由于它们具有高的自旋密度对比度,可以给出大的核磁共振信号强度、高的成像空间分辨和数据率,有希望应用于质子成像不能达到的一些有意义的生物组织的成像.该文简述了激光增强极化 ^{129}Xe 和 ^3He 样品的制备、储存、输送方法和成像应用,以及相应过程中的物理量.

关键词 磁共振成像, 自旋交换光抽运, 核极化, 核自旋弛豫

激光增强核自旋极化惰性气体 ^{129}Xe 和 ^3He 的(生物)磁共振成像(MRI—magnetic resonance imaging)是一种正在研究的新方法^[1,2],具有医学临床应用的希望.

目前的生物磁共振成像技术通常是利用氢原子(质子)的磁共振信号参数提供人体器官的图像.在生物体中,氢原子(水分子的质子)具有高的密度($\sim 100\text{M}$)和高的核磁共振灵敏度,能够提供高的核磁共振信号.在临床应用中表明其成像没有生物学危险性,并能够清晰地区分不同类型的人体组织.但是对于一些人体器官,例如肺部等,质子成像是困难的.因为肺里面充满了空气,具有很低的水容量.如果在人体的肺部注入惰性气体Xe,观测 ^{129}Xe 原子磁共振成像,就可以获得清晰的肺组织图像.因为人体组织里几乎没有 ^{129}Xe 原子,具有很好的对比度.然而,在通常的条件下,由于Xe气的粒子数密度很低,核磁共振的信号是很弱的,很难成像.但是,激光增强气体 ^{129}Xe 的核极化技术^[3],提高了 ^{129}Xe 的核极化四个数量级,可以在商品的核磁共振谱仪上观测到低压 ^{129}Xe ($\sim 2000\text{Pa}$)气体的磁共振信号,其信噪比大于100.利用这种激光增强 ^{129}Xe 核极化的技术,可以观察到极化的 ^{129}Xe 原子的磁共振图像.而且,只需对目前的质子成像仪作很少的改动(改变探头的共振频率),就可成为 ^{129}Xe 的磁共振成像仪.极化的 ^{129}Xe 核具有很长的弛豫时间,我们的实验获得室温附近最长的弛豫时间 T_1 为30min.因

此,使用激光增强极化的 ^{129}Xe 原子获得磁共振图像是可行的.可以先将激光增强极化的 ^{129}Xe 气体降温凝聚成液体或者固体的 ^{129}Xe .因为在0.1T的磁场条件下,固体的 ^{129}Xe 大约有500h的弛豫时间^[4].磁场越高则弛豫时间会越长.这样,激光极化 ^{129}Xe 原子能够储存很长时间.当需要使用 ^{129}Xe 气体时,只需要把固体 ^{129}Xe 气化就可以了.根据目前激光器所能达到的输出功率,激光极化 ^{129}Xe 可以获得 $\sim 1\text{g/h}$ 的生产进度^[5].因此,生产、储存激光增强极化的 ^{129}Xe 原子是实际的和相对容易的,能够满足 ^{129}Xe 原子的磁共振成像.而且,由于 ^{129}Xe 气体可以通过血液很快渗入人体各个部分,可以相信, ^{129}Xe 磁共振成像也会提供人体其他组织的清晰图像.

除了 ^{129}Xe 原子磁共振成像之外,因为对于 ^3He :(1)具有长的弛豫时间.已经测量得到室温下10amagats密度的 ^3He 弛豫时间为74.4h^[6];(2)由激光光抽运自旋交换方法产生的 ^3He 的极化度可达50%或者更高.因此激光极化 ^3He 样品是磁共振成像的另一候选物,激光极化 ^3He 的磁共振成像也是有前途的.

1 ^{129}Xe 的激光增强核极化技术

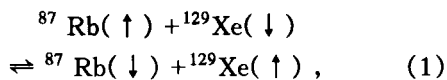
1978年,Crover^[7]研究发现:在低磁场中

* 1995年5月22日收到初稿,1995年8月14日收到修改稿.

Rb 原子与 ^{129}Xe 原子核自旋交换的效率非常高. 1980 年, Volk 等人用碱金属蒸汽磁强计的技术, 测量了 ^{87}Rb 和 ^{129}Xe 间的自旋交换截面^[8]. 他们得到: 被测量的自旋交换截面是依赖于缓冲气体(N_2 分子)的压力. 其原因是自旋交换过程中出现了范德瓦耳斯分子, Rb, Xe 分子浓度依赖于缓冲气体的密度. 他们的研究第一次证明了范德瓦耳斯分子对弛豫的重要贡献. 1982 年, Bhaskar 等人用核磁共振方法直接测量了 ^{129}Xe 的绝对核极化^[9], 给出了光抽运的 ^{87}Rb 电子自旋和 ^{129}Xe 核之间的自旋交换效率 $1/\eta = 23 \pm 4$, 这相当于自旋-转动相互作用常数 γN 和自旋交换耦合常数 a 之比 $\chi = \gamma\text{N}/a = 4.1 \pm 0.7$.

在此后几年, 曾锡之等人^[10] 系统研究和测量了碱金属原子中的 ^{129}Xe 惰性气体核自旋极化弛豫及其与外界环境(温度、磁场、缓冲气体种类和气体压力等)关系, 从中确定了范德瓦耳斯分子的自旋相互作用常数、分子形成率、分解率、寿命、离解常数、自旋交换截面和效率, 并给出了总结性评论^[11].

测量 ^{129}Xe 核自旋极化弛豫率的实验原理简述如下: 使用圆偏振的 794.7nm Rb 共振光, 沿着磁场方向抽运样品泡内 ^{87}Rb 蒸汽的原子, ^{87}Rb 的电子自旋被极化. 极化的 ^{87}Rb 原子与非极化的 ^{129}Xe 核之间的自旋交换碰撞引起极化的 ^{87}Rb 原子角动量转移到 ^{129}Xe 核, 使得 ^{129}Xe 核自旋极化, 它可以表示为



式中括号内箭头表示自旋取向. 其自旋交换过程是通过 ^{87}Rb 的电子自旋和 ^{129}Xe 核自旋之间的超精细相互作用发生的.

气态 ^{129}Xe 原子核自旋的平均极化度 P_{Xe} 表示式为

$$P_{\text{Xe}} = P_{\text{Rb}}/(1 + T_{\text{Xe}}/T_{\text{w}}), \quad (2)$$

这里 P_{Rb} 表示平均的 Rb 电子自旋极化度 ($p \leq 1$). 当激光极化 Rb 后, 由于自旋交换碰撞, Rb 原子角动量的 $\eta \approx 10\%$ 转移到 ^{129}Xe 核, ^{129}Xe 原子核按 $\eta P/2h\nu$ 吸收角动量 (P 为

吸收的激光功率, $h\nu$ 是能量/光子).

极化 ^{129}Xe 核所需要的时间是依赖于样品泡的温度、所充气体压力和样品成分, 典型地为几至几十 min. ^{129}Xe 核自旋极化度取决于碰撞产生的弛豫. 当光抽运和自旋交换使得 ^{129}Xe 核极化达到平衡后, 可使用周期性逆转核极化方向的方法和圆二向色性方法(或者法拉第旋转检测方法^[12])测量在 ^{87}Rb 原子中的 ^{129}Xe 的核自旋极化随时间的演变. 典型的 ^{129}Xe 核自旋极化衰减的振幅表示为

$$I(t) = I(0)(1 - \epsilon)^n \exp(-t/T_1), \quad (3)$$

式中 t 是衰减时间, ϵ 是每逆转一次引起的极化的损失, n 是逆转的次数. 由测量就可以得到 ^{129}Xe 核自旋弛豫率 $1/T_1$, 即得到 ^{129}Xe 核自旋弛豫时间 T_1 . 由 ^{129}Xe 核自旋弛豫率与 ^{87}Rb 原子密度关系, 也就可以得到样品泡的壁弛豫率. 在 ^{87}Rb 原子中的 ^{129}Xe 的核自旋弛豫率 $1/T_1$ 是 ^{87}Rb 原子诱导弛豫率 $1/T_{\text{ex}}$ 与泡壁诱导弛豫率 $1/T_{\text{w}}$ 之和:

$$1/T_1 = (1/T_{\text{ex}}) + (1/T_{\text{w}}) = C[\text{Rb}] + (1/T_{\text{w}}), \quad (4)$$

式中 $[\text{Rb}]$ 是 Rb 原子数密度, 由泡温确定. 曾锡之等人^[10] 已经在涂层泡(即在样品泡内表面使用了硅涂层)里获得了最长 $\sim 30\text{min}$ 的壁弛豫时间, 而未涂层样品泡的 T_{w} 最短的仅为几十 s.

早在 1969 年, Bouchiat 等人^[13] 在惰性气体下 Rb 原子的电子自旋极化弛豫的研究中指出, 范德瓦耳斯分子对弛豫起着重要的作用. 在低磁场中, 碱金属原子与 ^{129}Xe 原子自旋交换过程主要发生在碱金属-Xe 范德瓦耳斯分子之中. 碱金属原子与 ^{129}Xe 原子两体碰撞对自旋交换的贡献是非常小的, 可以忽略不计; 当外磁场为 $\sim 0.02\text{T}$ 时, 外磁场破坏了范德瓦耳斯分子的形成, 碱金属原子与 ^{129}Xe 原子自旋交换效率降低; 当外磁场增加到 0.02T 以上时, 碱金属原子与 ^{129}Xe 原子自旋交换主要由两体碰撞完成, 而范德瓦耳斯分子对自旋交换的贡献可以忽略不计.

1990年,曾锡之等人^[14]发展了激光增强低压气体核磁共振方法,并在WP-80SY核磁共振谱仪上用偏振激光大大地增强原子核极化.使用半导体激光器光抽运Cs原子,由Cs-¹²⁹Xe自旋交换方法获得~2000Pa低压¹²⁹Xe气体核磁共振信号,其信噪比优于100.若没有激光抽运时,则不能观测到这一信号.核极化的激光增强倍数为10000,提高核磁共振信号的灵敏度四个数量级.开辟了利用核磁共振谱仪研究强磁场下的光抽运和强磁场中的原子和原子核自旋交换性质的新途径.

相继在强磁场(1.8—8.7T)下,利用WP-80SY, XL-200和MSL-400核磁共振谱仪进行了激光增强核极化的研究、强磁场下光抽运和自旋交换核极化等原子动力学研究工作^[3].激光增强稀薄气体核磁共振实验表述为:使用半导体激光器光抽运位于核磁共振谱仪的强磁场中的样品,使得Cs原子自旋高度极化.然后通过自旋交换碰撞,极化的Cs原子将角动量传递给¹²⁹Xe原子核,使之也被自旋极化.当¹²⁹Xe原子核自旋极化达到饱和后(~20min),典型地用谱仪的单扫描方法测量¹²⁹Xe原子核自旋弛豫率及其相关参数.取样过程简单表示为

$$\text{激光光抽运} - \text{挡光} - (\theta - At - \text{HSP} - D)_n, \quad (5)$$

这里HSP为均匀破坏性脉冲.在谱仪上实测¹²⁹Xe核磁共振信号与核自旋弛豫时间的关系时,需要选取合适的测量参数:脉冲倾角 θ 、采用时间 At 、脉冲间隔时间和采样次数 n .由第 n 次¹²⁹Xe核磁共振信号强度与弛豫时间的关系式:

$$I_n = I_0 \exp(-t/T^*) \quad (6)$$

和用谱仪测量得到的表观弛豫率 $1/T^*$ 与¹²⁹Xe原子核自旋弛豫率 $1/T_1$ 的关系式:

$$1/T^* = (1/T_1) - [\ln(V_0 V^{-1} \cos\theta + (V - V_0) V^{-1})] / \tau, \quad (7)$$

可以得到¹²⁹Xe原子核自旋弛豫率.式中 V 是样品管容积, V_0 是谱仪共振线圈容积.类同于在低磁场使用的方法,使用核磁共振谱仪实验

测量的结果,确定了样品管的壁弛豫率和Cs-¹²⁹Xe自旋交换截面等相关参数.实验结果与理论计算基本符合.

在激光增强极化的核磁共振方法中,增强因子是一个重要参数.在热力学平衡条件下(~323K),¹²⁹Xe原子核磁能级布居数之差为

$$\Delta N_T = (4\pi)^{-1} h \gamma B_0 / KT \approx 10^{-8}. \quad (8)$$

在激光增强核自旋极化达到饱和后,¹²⁹Xe核磁能级布居数之差为

$$\Delta N_L = C[\text{Cs}] \langle n \rangle / (C[\text{Cs}] + T_w^{-1}), \quad (9)$$

这里, $\langle n \rangle$ 为Cs原子基态电子磁子能级布居数之差.已经在磁场为1.87, 4.70和9.35T的核磁共振谱仪上,实验测得的 C 值分别为 $(5.09 \pm 0.62) \times 10^{-16}$, $(5.30 \pm 0.50) \times 10^{-16}$ 和 $(6.80 \pm 0.50) \times 10^{-16} / \text{cm}^3 \text{s}$;而激光增强¹²⁹Xe核极化的增强因子为^[3]

$$f = \Delta N_L / \Delta N_T \approx 10^3 - 10^4. \quad (10)$$

2 ³He的激光增强核极化技术

1960年,Bouchiat等人观测了³He的核极化^[15].被光抽运极化的Rb将电子自旋极化转移至³He的核.他们得到的³He核极化为 $2 \langle K_z \rangle \approx 10^{-4}$.虽然,它比Rb的极化 $2 \langle S_z \rangle \approx 10^{-1}$ 小得多,但是它比玻耳兹曼分布所决定的热极化约大四个数量级.1962年,Walters等人^[16]由直接光抽运³He的亚稳态而获得40%的³He核极化.这种方法虽然能获得高的³He核极化,但是,获得的³He极化核的密度比较低.其原因是,即使在几百Pa的³He气体压力下,也会出现:(1)产生³He原子亚稳态的射频放电的不均匀性;(2)³P态的精细结构分裂的分辨率减退而严重限制了光抽运效率.1987年,Chupp等人^[17]使用大功率激光抽运Rb蒸汽,成功地在 $10^{20} \text{atoms} / 1.3 \text{cm}^3$ 的高密度里,获得了40%的高极化度³He样品.与亚稳态的光抽运方法相比较,激光光抽运自旋交换产生³He的高极化密度是更为有效的方法.McGregor^[18]在1990年也已经给出了磁场梯度

下的自旋极化 ^3He 的横向弛豫时间 T_2 的详细研究结果.

1993年, Newbury 等人^[6]的实验用样品泡包含了 4—12 amagats 的 ^3He 气体, 6700—13332 Pa 的 N_2 气和几 mg 的金属 Rb. 样品泡被放置在 0.001—0.003 T 的磁场里, 并被加热至 453 K, Rb 蒸汽的密度达 $5 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$. 用激光光抽运的方法使得 Rb 蒸汽原子高度自旋极化, 然后 ^3He 的原子核与极化的 Rb 原子自旋交换碰撞, 10—50% 的 ^3He 原子核被极化. 光抽运的时间为几 h. 然后样品泡冷却至室温, 减少铷蒸汽的密度至 $10^{10} \text{atoms/cm}^3$. 最后 ^3He 极化的弛豫由测量核磁共振信号而决定. 在早期的测量里, 室温下的 ^3He 的核弛豫是由壁弛豫、泡中的磁场不均匀性、或者样品中的顺磁杂质影响所限制. 而 Newbury 等人改进工艺, 对样品泡壁和样品气体进行细心处理, 减少了泡壁和顺磁杂质气体等因素的影响. 这样, 在高密度(4—10 amagats)样品泡中, 可以获得相应于 ^3He 核自旋之间的磁偶矩相互作用的核自旋弛豫率. 这些样品泡中的弛豫, 是由磁偶极—偶极自旋弛豫所支配. 在 ^3He 原子间的两体碰撞中, 磁偶极相互作用耦合核自旋到原子的相对角动量, 导致 ^3He 的核极化损失在原子的轨道角动量上. 在室温条件下(296 K)的偶极弛豫率为

$$1/\tau = [^3\text{He}]/774 (\text{h s}^{-1}), \quad (11)$$

即在室温下, 10 amagats 密度的 ^3He 弛豫时间是 74.4 h. $[^3\text{He}]$ 是 ^3He 的密度, 其单位是 amagat. 长的自旋弛豫时间是特别重要, 因为: (1) 在实验中, 首先用光抽运的方法极化 Rb 原子, 然后 ^3He 通过与极化的 Rb 自旋交换而极化, ^3He 的极化饱和是在下式表示的极化度上:

$$P_{\text{He}} = \{\gamma_{\text{SE}}/(\gamma_{\text{SE}} + \Gamma)\} \times P_{\text{A}}, \quad (12)$$

这里 P_{A} 是碱金属原子的平均极化度, γ_{SE} 是自旋交换率, Γ 是除自旋交换外所有其他弛豫力学所导致的 ^3He 的弛豫率. 如果 $\Gamma \ll \gamma_{\text{SE}}$, 就能够获得高的 ^3He 极化; (2) 长的弛豫时间允许先极化 ^3He 的样品, 然后把极化的 ^3He 样品拿到其他的地方、其他的装置上进行研究, 这样实验设备可以大大简化.

尽管已经系统地研究了极化 ^3He 在低温的特性和物理过程, 但是, 由于自扩散效应, 在低温下获得的极化 ^3He 的弛豫并不比 Newbury 等人在室温下获得的气体 ^3He 的弛豫时间更长. 因此, 对于激光极化的 ^3He , 在 1 amagat 密度下, 它的弛豫时间是 774 h, 可以考虑在室温下储存.

3 激光增强核极化 ^{129}Xe 和 ^3He 的磁共振成像

利用来自钛宝石激光器的 1—2 W 的 794.7 nm 圆偏振激光, ^{129}Xe 气体能够在 5—20 min 内被激光极化至少呈 25% 的极化度, 增强它的核磁共振信号至 10^4 — 10^5 倍的热平衡值.

1994 年, 由导入激光增强极化的 ^{129}He 气体到一个切割下来的老鼠肺里, Albert 等人^[19] 已经获得清晰的肺的气体空间的磁共振成像, 它的清晰度是其他方法无法相比的. ^{129}Xe 成像是 在 600 ms 内获得, 其分辨率是 0.14—0.28 mm³, 这时 Xe 的浓度是 20 mM ($\sim 1.2 \times 10^{19} \text{atoms/cm}^3$), 与典型的质子成像的 80—100 M 浓度相比较, 它是微量的. 但是, 它的信号强度、空间分辨率和数据率等都优于通用的临床质子($^1\text{H}_2\text{O}$)磁共振成像.

极化的 ^{129}Xe 可以很快地由肺部进入血液, 然后到达人体各个部分, 能够对循环系统、脑和其他活体组织成像, 因为激光增强极化的 ^{129}Xe 的磁化密度大, 并且具有足够长的寿命.

一个动物呼吸 50% 的极化的 ^{129}Xe , 它的大脑的 ^{129}Xe 浓度大约为 10 mM, 因为有足够的磁矩传输到了大脑, 可以获得清晰的核磁共振成像. 已经测量得到老鼠肺部的气体 ^{129}Xe 的弛豫时间为 30 s, 考虑到 O_2 的混合存在, 可以预计 $T_1 \sim 12$ —15 s. 已经测量过溶解于部分脱氧的兔血液的 ^{129}Xe 的弛豫时间为 40 s, 估计在含氧的胞膜中的 ^{129}Xe 的 $T_1 > 15$ s, 这个时间与 ^{129}Xe 从肺部至各种组织的时间是可以比拟

的. 吸入的 ^{129}Xe 在一个血液循环中, 可以与整个血液体积达到分布的平衡. 这个循环时间, 对于老鼠大约为 1s, 对于人体大约为 15s. 因为传输和弛豫时间是同一数量级, 可以期望在整个组织里高极化度的 ^{129}Xe 样品可以被有意义地积累.

比较 $^1\text{H}_2\text{O}$ 磁共振成像中质子自旋密度、纵向和横向核自旋弛豫时间的三种参数成像, ^{129}Xe 的 T_1 和 T_2 对于不同的化学环境的变化要大得多和更加灵敏. 特别对于 O_2 的浓度变化, ^{129}Xe 的 T_1 , T_2 对于环境的大幅度的变化使得它可以很好地区别不同类型的组织. 对于各种活体组织部分, ^{129}Xe 的磁共振频率有 20ppm 变化范围, 它离开气相共振频率 $\sim 200\text{ppm}$, 这使得可以对这些组织部分实现参数成像. 而 $^1\text{H}_2\text{O}$ 在各种组织上的共振频率是基本不变的. 最后, 极化的 ^{129}Xe 在活体组织中的自旋密度显著地依赖于 ^{129}Xe 的传输. 由生理变化引起的血流的变化可直接产生局部的极化 ^{129}Xe 密度对比度的变化.

新的激光增强极化 ^{129}Xe 的磁共振成像技术与现存的成像技术比较, 展示出它的诱人的应用前景. 在肺部的成像中, 唯一可以与 ^{129}Xe 磁共振成像竞争的是高分辨的 X 射线 CT (computed tomography). 典型的 HRCT 的分辨率是 4mm^3 , 在 2s 内成像. 但是, 在那里使用了重的 ($1 \times 10^{-2} - 5 \times 10^{-2}\text{Sv}$) 辐射剂量. 而采用激光增强极化的 ^{129}Xe 气体, 其成像能够获得 HRCT 同样的效果. 如果 150ml 的天然 Xe 气中的 25% 的极化 ^{129}Xe 注入肺部, 在 0.6s 的磁共振成像扫描时间内成像, 可以获得 4mm^3 的分辨率. Xe 是惰性气体, 在人体内不发生化学反应. 因此, ^{129}Xe 磁共振成像是一种安全的方法.

目前, 一台商品的钛宝石激光器能够生产 $\sim 1\text{g/h}$ 的高极化度的 ^{129}Xe . ^{129}Xe 核自旋弛豫时间依赖于温度、磁场、缓冲气体种类和压力等. 在气态 \rightarrow 固态的相变过程中, ^{129}Xe 核自旋极化度的损失少于 (1—2)%. 并且, ^{129}Xe 能够固化储存几百 h 而没有明显的极化损失. 在

4K 温度和 0.1T 磁场条件下, Gatzke 等人测量得到 $\text{Rb} + \text{Xe}(40000\text{Pa}) + \text{Kr}(40000\text{Pa})$ 样品泡的固体 ^{129}Xe 核自旋弛豫时间 $T_1 \approx 500\text{h}$. 当磁场更高时, 预期弛豫时间会更长. 对于这样明显比气态 ^{129}Xe 核自旋极化弛豫长的时间, 积累 $> 100\text{g}$ 激光增强极化的 ^{129}Xe 样品是可能的. 因此, 可以相信: 极化 ^{129}Xe 磁共振成像方法是实际可行的.

除了 ^{129}Xe 外, 激光极化 ^3He 也是一种引人注意的磁共振成像的候选样品, 因为可以用激光抽运的方法产生较高的 ^3He 极化度. ^3He 和 ^{129}Xe 一样具有 $I = 1/2$ 的核自旋, 也是一种非辐射的同位素惰性气体. 而且与 ^{129}Xe 相比, ^3He 还有一些优点: (1) ^3He 的磁矩比 ^{129}Xe 的大 2.7 倍, 这导致了磁共振信号在给定的极化度密度里大 7.6 倍; (2)气态 ^3He 的纵向核自旋弛豫 T_1 比气态 ^{129}Xe 更长; (3) ^{129}Xe 是一种天然的具有 $\sim 70\%$ 的最小麻醉浓度的麻醉剂, 而 ^3He 则不是, 其可能更适合于某些令人感兴趣的生物环境.

1995 年, Middleton 等人^[20]在一只活的、呼吸的豚鼠上使用激光增强极化的 ^3He 气体作为磁共振信号的源, 获得了豚鼠肺空间的图像. 他们使用一组 ^3He 样品管, ^3He 的气体压力从 $3.5 \times 10^5\text{Pa} - 8.1 \times 10^5\text{Pa}$. 激光光抽运周期为 4—8h, ^3He 极化度在 5%—20% 之间. 磁共振成像仪的磁场为 2T, 调到 ^3He 核磁共振频率为 $\sim 65\text{MHz}$. 将激光增强极化的 ^3He 气体输送到被放置于探测线圈里的、体重 $\sim 400\text{g}$ 的活豚鼠的肺里. 使用 2D 和 3D GRASS 脉冲序列完成成像. 在 2D 方式中, 成像之间的衰减使得每 $\sim 4\text{s}$ 获得一幅图像. 在整个 3.5min 的周期里, 得到 48 个单独的扫描. 尽管他们获得的结果不是在最佳的实验条件下做的, 例如: 用于光抽运的激光器输出光谱线宽远超过所使用温度下的压力增宽 Rb 谱线的吸收线宽; 获得的 ^3He 极化度小于理想的情况; 没有采用连续输入系统而使得输送不方便和效率低等. 但是, 这第一次成功地使用激光增强极化的 ^3He 气体成像一只活动物的肺的例子, 更进一步引人注目地展

示了医学临床的可能性。当然,在应用之前,还需要改进和完善激光增强极化惰性气体的磁共振成像新技术,以及做人体的临床试验。

参 考 文 献

- [1] Bertram Schwarzschild, *Phys. Today*, June(1995), 17.
- [2] Antonio Regalado, *Science*, **268**(1995), 640.
- [3] Zeng Xizhi, Wu Changjun, Zao Mingxin et al., *Chem. Phys. Lett.*, **182**(1991), 538; Liu Zidong, Zao Mingxin, Wu Changjun et al., *Chem. Phys. Lett.*, **194**(1992), 440; Zhao Mingxin, Liu Zidong, Li Liyun et al., *Acta Physica Sinica (Overseas Edition)*, **2**(1993), 15.
- [4] M. Gatzke, G. D. Cates, B. Driehuys et al., *Phys. Rev. Lett.*, **70**(1993), 690.
- [5] G. D. Cates, D. R. Benton, M. Gatzke et al., *Phys. Rev. Lett.*, **65**(1990), 2591.
- [6] N. R. Newbury, A. S. Barton, G. D. Cates et al., *Phys. Rev. A*, **48**(1993), 4411; M. E. Wagshul and T. E. Chupp, *Phys. Rev. A*, **49**(1994), 3854.
- [7] B. C. Grover, *Phys. Rev. A*, **40**(1978), 398.
- [8] C. H. Volk, T. M. Kwon and J. G. Mark, *Phys. Rev. A*, **21**(1980), 1549.
- [9] N. B. Bhaskar, W. Happer and T. McElland, *Phys. Rev. Lett.*, **49**(1982), 25.
- [10] X. Zeng, E. Miron, W. A. van Wijngaarden et al., *Phys. Lett. A*, **96**(1983), 191; N. Ramsey, E. Miron, X. Zeng et al., *Chem. Phys. Lett.*, **102**(1983), 340; N. D. Bhaskar, W. Happer, M. Larsson et al., *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983), 105.
- [11] Zeng X., Wu, Z., T. Call et al., *Phys. Rev. A*, **31**(1985), 260; W. Happer, E. Miron, S. Schaefer et al., *Phys. Rev. A*, **29**(1984), 3092.
- [12] Liu Zidong, Sun Xianping, Zeing Xizhi et al., *Chinese Phys. Lett.*, **7**(1990), 388.
- [13] C. C. Bouchiat, M. A. Bouchiat and L. C. Pottier, *Phys. Rev.*, **181**(1969), 144.
- [14] Zeng Xizhi et al., *原子与分子物理学报*, **7**(1990), 1636.
- [15] M. A. Bouchiat, T. R. Carver and C. M. Varnum, *Phys. Rev. Lett.*, **5**(1960), 373.
- [16] G. K. Walters, F. D. Colegrove and L. D. Scheerer, *Phys. Rev. Lett.*, **8**(1962), 439.
- [17] T. E. Chupp, M. E. Wagshul, K. P. Coulter et al., *Phys. Rev. C*, **36**(1987), 2244.
- [18] D. D. McGregor, *Phys. Rev. A*, **41**(1990), 2631.
- [19] M. S. Alber, G. D. Gates, B. Driehuys et al., *Nature*, **370**(1994), 199.
- [20] H. Middleton, R. Black, B. Saam et al., *Magn. Reson. Med.*, **33**(1995), 271.

色心晶体及激光研究进展*

吴季怀

(华侨大学材料物理化学研究所, 泉州 362011)

摘 要 色心激光是当前及今后固体可调谐激光领域的主要研究对象之一。该文综合评述了碱卤化物色心晶体及激光的研究发展概况,系统地探讨了色心的结构、光谱性质和色心晶体的制备,客观地分析了F型色心、 F_2^+ 型色心的发展、现状及主要激光性能。

关键词 色心晶体, 固体可调谐激光, 碱卤化物

色心作为固体缺陷研究,可以追溯到固体物理学发展早期。19世纪,透明碱卤晶体产生颜色就引起科学家的注意,“色心”一词就是当

时从德语 farde zentr(颜色中心)而来。随着实验工作积累与 R. Pohl 和 A. Smakula 等人的大量工作,把色心与晶体微观晶格缺陷联系起来。

* 国家自然科学基金和国家青年自然科学基金资助项目。
1995年4月17日收到初稿,1995年11月7日收到修改稿。