

在 ^{87}Rb 原子中的 ^{129}Xe 核自旋弛豫的研究*

李森麟 唐天荣 孙献平 曾锡之 刘煜炎 王 枫

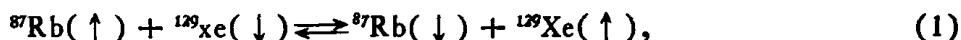
(中国科学院武汉物理研究所)

惰性气体核极化样品有应用前景,引起人们极大兴趣。高极化密度的惰性气体核样品,在核物理和基本粒子物理实验中,用作为理想的核极化样品^[1],因为这种样品,在化学上是惰性的,并且没有复杂的超精细结构,可以简化许多其他性能的考虑。放射性的核极化样品用于核辐射的角关联研究^[2]。用惰性气体核极化样品制造核磁共振陀螺仪、磁强计和惯性导航系统^[3]。极化的等离子体应用于 Tokamak 反应器,能提高聚变截面和反应器的输出功率约 50%^[4]。

研究和测量碱原子中的惰性气体核自旋极化弛豫,从中确定范德瓦尔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、自旋交换截面等等重要参量,这对于分析和研究范德瓦尔斯分子的性质和自旋相互作用过程是十分重要的。

本文目的是用自旋交换光泵方法产生 ^{129}Xe 核极化,研究在 $5.7 \times 10^{-4}\text{T}$ 磁场中的 ^{129}Xe 核极化的纵向弛豫率与 ^{87}Rb 原子密度和缓冲气体压力的关系。

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原子角动量转移到 ^{129}Xe 核,用这种方法获得 ^{129}Xe 核自旋极化,其反应式是



式中括号内箭头表示自旋取向。(1)式的自旋交换过程是很复杂的,它是通过 ^{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。

^{129}Xe 核自旋最终的极化度取决于碰撞产生的弛豫。通常,引起自旋弛豫的主要碰撞有:两体碰撞、与泡壁的碰撞、 ^{87}Rb ^{129}Xe 范德瓦尔斯分子中的自旋交换碰撞。在这些碰撞中,自旋交换碰撞是 ^{129}Xe 核自旋弛豫的主要来源。弛豫的过程与极化过程正好相反, ^{129}Xe 核极化弛豫过程是极化的 ^{129}Xe 原子数倾向于热平衡状态,即极化的与非极化的 ^{129}Xe 原子数几乎相等,处于这种情况时, ^{129}Xe 核自旋极化完全遭受破坏,极化的 ^{129}Xe 原子成为消极化的原子。

在 ^{87}Rb 原子中,由 ^{87}Rb 原子诱导的 ^{129}Xe 核自旋弛豫率 θ_0^{-1} 依赖于 ^{87}Rb ^{129}Xe 分子的形成率和消极化几率:

$$\theta_0^{-1} = T_k^{-1} P_k, \quad (2)$$

式中 T_k^{-1} 表示每个 ^{129}Xe 原子的分子形成率。 P_k 表示在分子寿命期间, ^{129}Xe 核自旋消极化几率,可用方程式表示^[2]:

$$P_k = \frac{1}{6} \left(1 - \frac{1}{x^2}\right) \frac{\left(\frac{\phi}{2x}\right)^2}{1 + \left(\frac{\phi}{2x}\right)^2} + \frac{1}{3} \left(1 - \frac{3}{2x^2}\right) \frac{\left(\frac{\phi}{4x}\right)^2}{1 + \left(\frac{\phi}{4x}\right)^2} + \frac{2}{x^2} \frac{\left(\frac{\phi}{4}\right)^2}{1 + \left(\frac{\phi}{4}\right)^2}, \quad (3)$$

本文 1986 年 10 月 17 日收到。

* 国家自然科学基金资助项目。

式中 x 是 Breit-Rabi 场参量, 它等于分子自旋转动相互作用常数 rN 与自旋交换耦合常数 α 之比:

$$x = rN/\alpha, \quad (4)$$

式中 N 是分子角动量, 它绕 ^{87}Rb 和 ^{129}Xe 原子的质量中心转动. r 是转动耦合常数. (3) 式 ϕ 是相位角, 它被认为是: 当 ^{87}Rb 的核自旋 $I = 0$ 时, 在分子寿命期间, ^{87}Rb 的电子自旋 S 绕 N 作进动的角.

$$\phi = \frac{rN}{\hbar} \cdot \tau, \quad (5)$$

由于 $^{87}\text{Rb}^{129}\text{Xe}$ 分子与缓冲气体的碰撞影响分子寿命 τ , 可以预料: τ 与缓冲气体的压力 P 成反比.

$$\tau = \frac{\hbar}{rN} \cdot \frac{P_0}{P}, \quad (6)$$

(6) 式代入 (5) 式, 得出

$$\phi = P_0/P, \quad (7)$$

式中 P_0 是第三体(即缓冲气体)的特征压力. P_0 定义为 $\phi = 1$ 的 P 值. 对于不同的第三体, P_0 值是不同的. 例如, He 和 N_2 缓冲气体作为第三体, 它们的 P_0 值^[5] 分别是 $P_0(\text{He}) = 2.3331 \times 10^4 \text{Pa}$, $P_0(\text{N}_2) = 1.426524 \times 10^4 \text{Pa}$.

在化学平衡时, 每单位体积的分子形成率必须等于每单位体积的分子分解率.

$$[\text{RbXe}]\tau^{-1} = [\text{Xe}]T_k^{-1}, \quad (8)$$

式中 $[\text{RbXe}]$ 和 $[\text{Xe}]$ 分别表示 $^{87}\text{Rb}^{129}\text{Xe}$ 分子和 ^{129}Xe 原子的密度. 由 (6) 和 (8) 式得到

$$T_k^{-1} = [\text{Rb}]k \left(\frac{rN}{\hbar} \right) \frac{P}{P_0}, \quad (9)$$

$[\text{Rb}]$ 是 ^{87}Rb 原子密度, k 是化学平衡常数或称分子离解常数.

$$k = [\text{RbXe}]/[\text{Rb}][\text{Xe}], \quad (10)$$

(9) 式代入 (2) 式得出

$$\theta_0^{-1} = [\text{Rb}]k \left(\frac{rN}{\hbar} \right) \frac{P}{P_0} P_k, \quad (11)$$

Ramsey 等人^[5] 的实验值与 (11) 式的理论值是一致的, 如图 1 所示. 图中的实验值是在泡温 85.3°C 时测量的, 图中曲线是 (11) 式的理论曲线, 由曲线中可以看出: ^{87}Rb 原子诱导的弛豫率 θ_0^{-1} 取决于缓冲气体的压力 P .

由于两体碰撞对 ^{129}Xe 核自旋弛豫率的贡献是小的^[2,5], 但 $^{87}\text{Rb}^{129}\text{Xe}$ 分子的自旋相互作用几乎完全支配着 ^{129}Xe 核自旋弛豫率^[3,6], 因此, 在 ^{87}Rb 原子中的 ^{129}Xe 核自旋弛豫率 θ^{-1} 是 ^{87}Rb 原子诱导的弛豫率 θ_0^{-1} 与泡壁诱导的弛豫率 T_w^{-1} 之和.

$$\theta^{-1} = \theta_0^{-1} + T_w^{-1} = C[\text{Rb}] + T_w^{-1}, \quad (12)$$

式中 C 和 T_w^{-1} 是与温度无关的常数. 用于测量

^{129}Xe 核自旋弛豫的实验仪器在图 2 中表示. 两个样品泡含有相同量的 ^{87}Rb 和 ^{129}Xe , 但缓冲

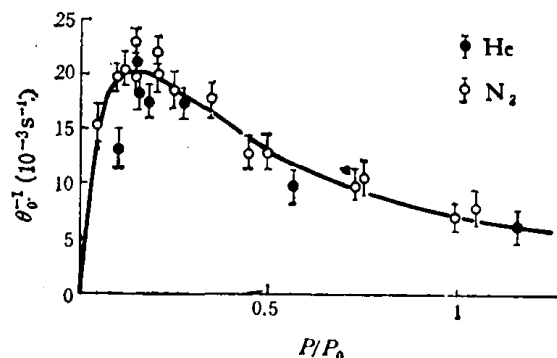


图 1 泡温 $T = 85.3^\circ\text{C}$ 时, ^{87}Rb 原子诱导的 ^{129}Xe 核自旋弛豫率

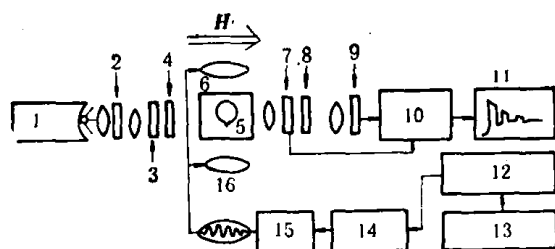


图2 测量 ^{129}Xe 核自旋极化弛豫率的实验仪器

1. Rb 灯; 2. D_1 滤光片; 3. $\lambda/4$ (四分之一波片); 4. 圆偏振片; 5. 样品泡; 6. 加热炉; 7. 光弹调制器; 8. 线起偏振器; 9. 探测器; 10. 锁相放大器; 11. 图形记录仪; 12. 函数发生器; 13. 音频发生器; 14. 带通滤波器; 15. 功率放大器; 16. 射频线圈; H (磁场)

气体 N_2 的压力 P 是不同的。泡 I 和泡 II 充有少量的 ^{87}Rb 金属和 $1.279872 \times 10^3 \text{Pa}$ 的 ^{129}Xe ，它们的 N_2 的压力分别是 $1.786488 \times 10^3 \text{Pa}$ 和 $7.59924 \times 10^3 \text{Pa}$ 。泡放在炉中加热，泡温维持在 45°C 到 80°C 之间。直流磁场 H 是由一对大线圈产生，用磁共振方法测量 ^{87}Rb 和 ^{129}Xe 的共振频率 ω 校准磁场 H 。 H 与 ω 的关系由 Larmor 方程式给定：

$$\omega = \gamma H, \quad (13)$$

式中 γ 是旋磁比。 ^{87}Rb 的电子旋磁比 $\gamma_e = 7 \text{GHz/T}$ ， ^{129}Xe 核的旋磁比 $\gamma_N = 11.77 \text{MHz/T}$ 。我们实验测定 ^{87}Rb 的电子共振频率 $\omega = 4 \text{MHz}$ ，由 (13) 式确定 $H = 5.7 \times 10^{-4} \text{T}$ 。

用圆极化的 $D_1(7947 \text{\AA})$ Rb 共振光，沿着 H 方向，光泵泡内混合蒸汽， ^{87}Rb 的电子自旋被极化。当它们达到高度极化时，通过自旋交换碰撞， ^{87}Rb 的电子自旋极化转移到 ^{129}Xe 核，转移后， ^{87}Rb 原子成为消极化原子。当 ^{129}Xe 核极化达到平衡时，从探测系统中取下圆偏振片，这时，泵光束不是圆极化的 D_1 共振光，它对 ^{87}Rb 原子的极化不起作用，但是，根据 (1) 式的逆反应，极化的 ^{129}Xe 原子与消极化的 ^{87}Rb 原子之间的自旋交换碰撞引起核自旋极化转移到 ^{87}Rb 原子，产生 ^{87}Rb 原子再极化。再极化密度正比于 ^{129}Xe 核极化密度。我们测量 ^{129}Xe 核极化弛豫方法是：光泵 10 到 15 min， ^{129}Xe 核极化达到平衡态，从系统中取下圆偏振片，用探测器、光弹调制器、锁相放大器和图形记录仪，检测和记录通过样品泡的左圆和右圆极化光子密度之差——即圆二向色性讯号，这个讯号是正比于 ^{87}Rb 原子再极化密度。为了补偿在探测系统中的慢漂移带来的误差，用音频磁场周期地倒转核极化方向^[3]。扫描频率由 4.47kHz 到 8.13kHz 通过 ^{129}Xe 核共振频率 $\omega = 6.7 \text{kHz}$ 。用这个方法，观察在 ^{87}Rb 原子中的 ^{129}Xe 核自旋极化的演变。这个演变过程由图形记录仪记录下来如图 3 所示。图 3 的 ^{129}Xe 核自旋极化衰减曲线的讯号振幅 $A(t)$ ：

$$A(t) = A(0)(1 - \varepsilon)^n \exp(-t/\theta), \quad (14)$$

式中 t 是曲线衰减时间， θ 是核自旋弛豫时间，它的倒数是弛豫率。 ε 是曲线每倒转一次的衰减， n 是倒转的次数。由图中曲线就可以得出 ^{129}Xe 核自旋弛豫率 θ^{-1} ，在不同的泡温中，测量相应的 θ^{-1} 值，我们得到的实验结果如图 4 所示。由图 4 中，研究 θ^{-1} ， θ_0^{-1} ， T_{ω}^{-1} ， $[\text{Rb}]$ 和 P 的关系，从它们的关系中得出如下结论：

(1) T_{ω}^{-1} 随 P 增加而减小。从图 4 曲线截距得出泡 I 的 $T_{\omega}^{-1} = 3.5 \times 10^{-3} \text{s}^{-1}$ ，泡 II 的 $T_{\omega}^{-1} = 2.0 \times 10^{-3} \text{s}^{-1}$ 。

(2) 从图 4 中， θ^{-1} 与 $[\text{Rb}]$ 成正比，比例常数 $C = \frac{\theta^{-1} - T_{\omega}^{-1}}{[\text{Rb}]}$ ，它与温度无关。这与 (12) 式是一致的。

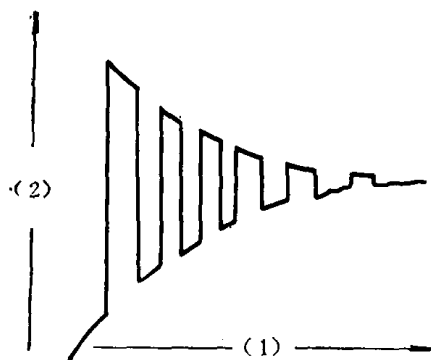


图3 ^{129}Xe 核极化的衰减曲线

(1) 衰减时间 t ; (2) ^{129}Xe 核极化的信号振幅 $A(t)$

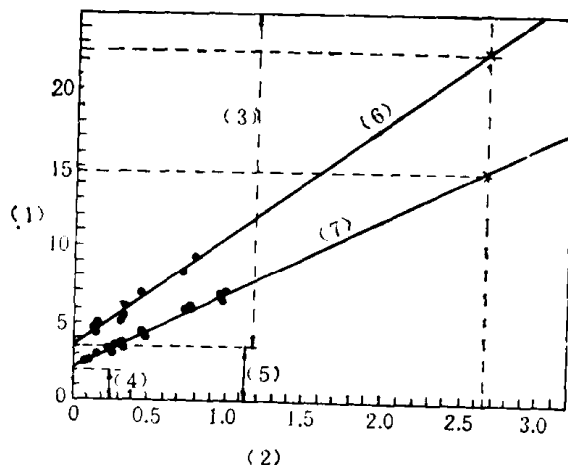


图4 ^{129}Xe 核自旋弛豫率作为 ^{87}Rb 原子密度的函数

(1) $\theta^{-1}(10^{-3}\text{s}^{-1})$; (2) $[\text{Rb}](10^{12}\text{atoms}/\text{cm}^3)$;
(3) $\theta_0^{-1} = \theta^{-1} - T_w^{-1} = C[\text{Rb}]$; (4) $T_w^{-1} = 2.0 \times 10^{-3}\text{s}^{-1}$; (5) $T_w^{-1} = 3.5 \times 10^{-3}\text{s}^{-1}$; (6) 泡 I; (7) 泡 II

(3) 由 (12)、(10) 和 (11) 式中, 得到曲线的斜率 C 是:

$$C = \frac{\theta^{-1} - T_w^{-1}}{[\text{Rb}]} = \frac{\theta_0^{-1}}{[\text{Rb}]} = \frac{[\text{RbXe}]}{[\text{Rb}][\text{Xe}]} \left(\frac{rN}{h} \right) \frac{P}{P_0} P_k, \quad (15)$$

从图4中, 在 $[\text{Rb}]$ 相同的两条曲线的斜率 C 是不同的, C 值随 P 而变化, 这与 (15) 式是一致的。这表明, 我们的实验值 θ_0^{-1} 是随 P 变化, 这与 (11) 式是一致的。

(4) 图4的两条曲线的 θ_0 与图1的理论值 θ_0 作比较。在相同条件下, 图4曲线外推到泡温 85.3°C , 相当于 $[\text{Rb}] = 2.65 \times 10^{12}$ 原子数/ cm^3 , 在这温度时, 泡 I 的 $\theta^{-1} = 22.4 \times 10^{-3}\text{s}^{-1}$, $\theta_0^{-1} = 18.9 \times 10^{-3}\text{s}^{-1}$ 。泡 II 的 $\theta^{-1} = 14.8 \times 10^{-3}\text{s}^{-1}$, $\theta_0^{-1} = 12.8 \times 10^{-3}\text{s}^{-1}$ 。从图1的理论曲线上, 在相应于泡 I 的压力 $= \frac{P}{P_0} = 0.125$ 时的 $\theta_0^{-1} \cong 19.5 \times 10^{-3}\text{s}^{-1}$, 相应于泡 II 的压力 $= \frac{P}{P_0} = 0.53$ 时的 $\theta_0^{-1} \cong 12.5 \times 10^{-3}\text{s}^{-1}$ 。由此比较, 我们的实验值与理论值是很一致的。

参 考 文 献

- [1] Daniels, J. M., *Oriented Nuclei: Polarized Targets and Beams*, Academic Press, New York, 1965.
- [2] Bhaskar, N. D., Happer, W., Larsson, M. and Zeng, X. (曾锡之) *Phys. Rev. Lett.*, 50(1983), 105.
- [3] 曾锡之, *物理学报*, 34(1985), 1249.
- [4] *Physics Today*, 17 August 1982.
- [5] Ramsey, N., Miron, E., Zeng, X. and Happer, W., *Chem. Phys. Lett.*, 102(1983), 340.
- [6] Happer, W., Miron, E., Schaefer, S., Schreiber, D., van Wijngaarden, W. A. and Zeng, X., *Phys. Rev.*, 29A (1984), 3092.