

自旋交换碰撞占主导时光泵硷金属原子的 电子自旋弛豫

潘少华 厚美英

(中国科学院物理研究所)

1983年10月5日收到

提 要

本文分析了自旋交换碰撞为主要机制时,光泵硷金属原子的电子自旋弛豫,给出弛豫方程数值解,并对广义减慢因子进行了详细讨论.

一、引 言

硷金属蒸汽为最常用的光泵样品之一. 用圆偏振光辐照这种样品,会使原子基态塞曼子能级的相对布居改变,而造成系统的极化. 在不考虑核自旋时,原子的电子自旋极化度可表示为^[1]

$$P = (N_+ - N_-) / (N_+ + N_-), \quad (1)$$

式中 N_+ 和 N_- 分别表示电子自旋 z 分量 S_z 等于 $+\frac{1}{2}$ 和 $-\frac{1}{2}$ (以 \hbar 为单位) 的原子数. 相应的极化弛豫过程称为电子自旋弛豫. 造成自旋弛豫的因素有: 极化原子同器壁和同缓冲气体的碰撞等. 由于碰撞后电子自旋完全丧失方向性,所以通常将这些碰撞称为电子(自旋)无规化碰撞. 由于这些弛豫因素的存在,当泵光停止辐照后,系统将趋向热平衡的玻耳兹曼分布:

$$\rho = c \exp(-E_m/kT). \quad (2)$$

与上述电子无规化碰撞相反,极化原子之间的碰撞只交换自旋角动量,而不会使总自旋角动量丧失. 这种碰撞称为自旋交换碰撞. 由于这种碰撞保持总自旋角动量,当这种碰撞占主导时,则在泵光停止辐照后,原子布居将不会直接趋向热平衡分布(2)式,而是以自旋交换速率首先达到如下的分布^[2]:

$$\rho = Z^{-1} \exp(\beta F_z), \quad (3)$$

式中

$$F_z = S_z + I_z, \quad (4)$$

I_z 是核自旋的 z 分量, β 称为自旋温度参量. 由于布居作上述的重新分布,自旋交换碰撞可在自旋弛豫过程中起重要作用. 自旋交换碰撞的重要性是随着光泵样品密度的增加而增加的. 但直到近几年,由于高密度蒸汽不是光薄的,光泵实验难以进行^[3]. 所以除了 Anderson 等人工作外,在以前的文献中,大都只研究自旋交换碰撞可以忽略的情况. 近年

来,在光泵技术中大量使用可调谐激光器,使得高密度蒸汽的光泵获得成功.这是由于我们可以将激光频率调至原子共振吸收线的侧边,以减小吸收截面,因而有效地泵浦高蒸汽密度^[4-6].在这样高的蒸汽密度里,自旋交换碰撞已不可忽略,甚至成为主导因素.因此,已有必要将自旋交换碰撞在弛豫过程中占主导时的情形加以分析.

二、弛豫方程及其数值解

首先,我们分析只存在自旋交换碰撞,而不存在电子无规化碰撞的情形.这时当泵光停止辐照后,原子经过自旋交换时间 T_{ex} 达到(3)式描述的稳态.(3)式中的 Z 为配分函数,

$$Z = Z_S Z_I, \quad (5)$$

式中 Z_S 和 Z_I 分别对应于电子的和核的部分,

$$Z_S = \sum_{s_z=-1/2}^{1/2} e^{\beta s_z} = 2 \cosh(\beta/2), \quad (6)$$

$$Z_I = \sum_{I_z=-I}^I e^{\beta I_z} = \sinh\left(I + \frac{1}{2}\right) \beta / \sinh(\beta/2). \quad (7)$$

在考虑到核自旋时,电子自旋极化度仍可由(1)式表示,这时

$$N_+ \equiv N \text{Tr}_I \rho_I = N Z^{-1} \sum_{I_z=-I}^I \exp \beta \left(I_z + \frac{1}{2} \right);$$

$$N_- \equiv N \text{Tr}_I \rho_- = N Z^{-1} \sum_{I_z=-I}^I \exp \beta \left(I_z - \frac{1}{2} \right).$$

将(5)至(7)式用于此二式,求得 N_+ 和 N_- 后代入(1)式,得电子自旋极化度

$$P = \text{tgh}(\beta/2). \quad (8)$$

S_x 的系综期待值易从上式求出:

$$\langle S_x \rangle = P S = \frac{1}{2} \text{tgh}(\beta/2), \quad (9)$$

式中 S 是电子自旋量子数,等于 $1/2$. 原子核的自旋期待值也不难从

$$\langle I_x \rangle = \frac{d}{d\beta} \ln Z_I$$

求出,将(7)式代入得

$$\langle I_x \rangle = \left(I + \frac{1}{2} \right) \text{ctgh} \left(I + \frac{1}{2} \right) \beta - \frac{1}{2} \text{ctgh}(\beta/2). \quad (10)$$

以上(9)和(10)式,在文献[3]中曾用其他方法导出.

本节开始假设的,电子无规化碰撞不存在,这显然是理想状况.实际上,这类碰撞总是存在的.因此造成了电子自旋的弛豫.但如果自旋交换碰撞比电子无规化碰撞的速率大得多,那末(3)式在整个弛豫过程中仍然近似地成立^[7].只不过在现在情况下,式中参量 β 不再是个稳定值,而是随时间下降的变量. β 的运动方程可由以下的物理分析给出:

设电子无规化碰撞的弛豫时间常数为 τ , 则电子自旋在单位时间内损失 $\langle S_z \rangle / \tau$. 但核的自旋不受影响, 这是因为自旋强碰撞的作用时间 Δt 太短, 它远小于超精细作用所需要的时间 t_{hf} . 故可认为, 原子总自旋的改变率为 $-\langle S_z \rangle / \tau$, 于是得运动方程^[3]

$$d(\langle S_z \rangle + \langle I_z \rangle) / dt = -\langle S_z \rangle / \tau. \quad (11)$$

将(9), (10)式代入上式, 就可求出关于 β 的运动方程. 但既然自旋交换碰撞占主导的系统可用单一参量 β 描述, 那末系统的一切可观察量中只有一个是独立量. 本文选择 P 为独立量. 关于它的运动方程, 由(8)至(11)式, 求出如下:

$$\left\{ 1 + \frac{1}{P^2} - \left[\frac{2(2I+1)(1-P^2)^I}{(1+P)^{(2I+1)} - (1-P)^{(2I+1)}} \right]^2 \right\} \frac{1}{P} dP = -\frac{dt}{\tau}. \quad (12)$$

图 1 给出上式的数值积分结果. 计算时让 $P_0 = 1$, 但这并不失去一般性, 因为从图 1 仍可得 P_0 为任意值的弛豫情况. 从图 1 可见, 所有曲线除 $I \geq 1/2$ 的开始有所重合以外, 在其余区域都是分离的, 而且 I 值越大的曲线下降越慢.

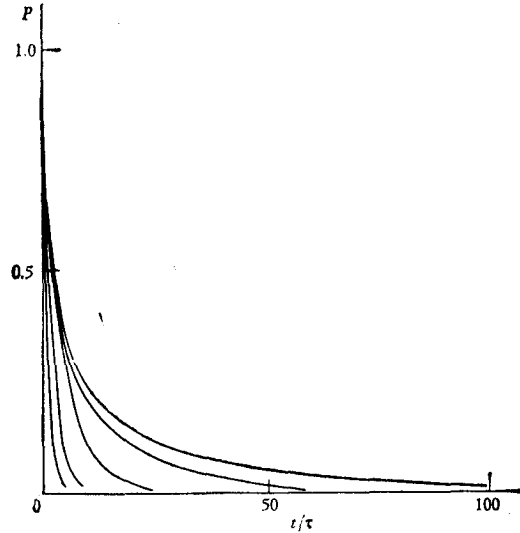


图 1 电子自旋弛豫

曲线从左到右对应于 $I = 0, 1/2, 3/2, 6/2$ 和 $9/2$

三、对某些特例及广义减慢因子的分析

对某些特例, 我们可以求出 P 对 t 的显函数形式. 首先, 对 $I = 0$ 和 $1/2$ 的两种情况, 将(12)式求积分得

$$I = 0, P = P_0 \exp(-t/\tau); \quad (13)$$

$$I = 1/2, P = P_0 \exp(-t/2\tau). \quad (14)$$

上式表明, $I = 1/2$ 的系统, 由于核自旋等于电子自旋, 每次电子无规化碰撞只损失原子总自旋的一半, 随之在经过超精细作用时间后, 电子又同核均分了自旋极化度, 因而这种系统的弛豫时间比 $I = 0$ 的系统延长一倍.

对于 I 为一般值, $P \ll 1$ 的极限, 由(12)式得

$$P = P_0 \exp(-At/\tau), \quad (15)$$

式中

$$A = 3/[3 + 4I(I + 1)]. \quad (16)$$

本文在此极限情况下所得的上述结果,同文献[3]中 β 的相应行为一致,文献[3]称 A 为减慢因子.

对于 $I \geq \frac{1}{2}$, $P \approx 1$ 的极限,由(12)得

$$P = P_0 \exp(-t/2\tau). \quad (17)$$

可见 $I \geq 1/2$ 的一切系统,在 $P \approx 1$ 的高极化状态下,减慢因子都是 $1/2$. 从(8)式可见, $P \approx 1$ 相当于 $\beta \gg 1$. 展开(9),(10)式至 $e^{-\beta}$ 的一阶,得 $\langle S_z \rangle = 1/2 - e^{-\beta}$; $\langle I_z \rangle = I - e^{-\beta}$. 将此二式同(11)式相联系,就可清楚地看出:核自旋 $\langle I_z \rangle$ 与电子自旋 $\langle S_z \rangle$, 对(11)式左端的权重是相同的. 因而,使弛豫时间延长为 2τ .

对于 $I \geq 1$ 的系统,当 P 为一般值时, P 对 t 的关系不再是负指数型的. 这时,可以将上述概念推广,将(12)式写成

$$dP/P = -A dt/\tau \quad (18)$$

和

$$A = \left\{ 1 + \frac{1}{P^2} - \left[\frac{2(2I+1)(1-P^2)^I}{(1+P)^{(2I+1)} - (1-P)^{(2I+1)}} \right]^2 \right\}^{-1}. \quad (19)$$

由(18)式所定义的 A , 显然可被称为广义减慢因子. 不过,它不是一个与 P 无关的量,而是 (I, P) 的二元函数,如(19)式所示. 只有当 $I = 0$ 和 $1/2$ 时, A 才与 P 无关. 我们以 I 为参量,绘出 A 与 P 的关系曲线,见图 2. 从图 2 可以看出:所有 $I \geq 1$ 的系统, A 是 P 的单调上升函数,即当电子自旋极化度 P 越低时, A 越小. 从图 2 还可看出:对同一 P

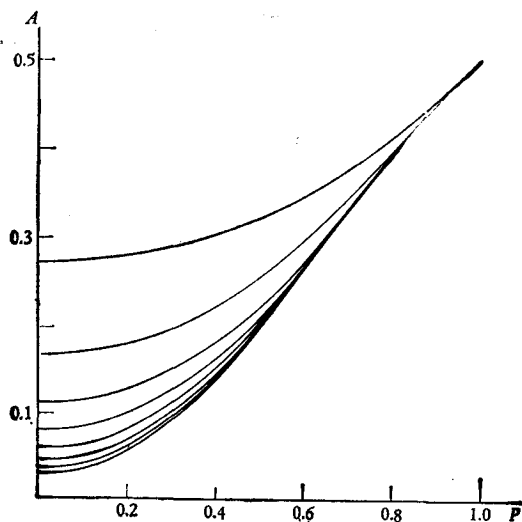


图 2 减慢因子 A 同极化度 P 的关系
参量 $I = n/2$, 从上到下的曲线对应于 n 从 2 到 $9/2$

值, I 越大时 A 越小. 从物理机制上看, 由于电子无规化碰撞不影响核自旋, 因而核可以起着贮存自旋极化的作用, 和使电子自旋极化再生的作用. 显然 I 越大的系统, 核的这两种作用越大. 同时, 核自旋上述作用的大小, 还同电子自旋本身的极化程度 P 有密切关系.

参 考 文 献

- [1] A. Corney, *Atomic and Laser Spectroscopy*, Clarendon Press, (1977), p. 598.
- [2] L. W. Anderson, F. M. Pipkin and J. C. Baird, *Phys. Rev.*, **120** (1960), 1279.
- [3] W. Happer, *Rev. Mod. Phys.*, **44** (1972), 169.
- [4] N. D. Bhaskar, M. Hou, M. Ligare, B. Suleman and W. Happer, *Phys. Rev. A*, **22** (1980), 2710.
- [5] N. D. Bhaskar, J. Pietras, J. Camparo and W. Happer, *Phys. Rev. Lett.*, **44** (1980), 930.
- [6] J. Liran, J. Pietras, J. Camparo and W. Happer, *Optics Comm.*, **31** (1979), 169.
- [7] L. W. Anderson, *Nuovo Cimento*, **31** (1964), 986.

ELECTRON SPIN RANDOMIZATION OF OPTICALLY PUMPED ALKALI-ATOMS IN THE SPIN TEMPERATURE LIMIT

PAN SHAO-HUA HOU MEI-YIN

(*Institute of Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

The behavior of electron spin randomization of optically pumped alkali-atoms in the spin temperature limit is treated theoretically in this article. Numerical solutions of the relaxation equation of motion are presented. And a generalized slowing down factor as a function of the polarization and nuclear spin is analysed in detail.