文章编号: 1007—4627(2002)02—0245—05

高强度磁场中氢原子性态的研究*

胡先权[1]，胡文江[2]，林传立[1]

(1 重庆师范学院物理系，重庆 400047；
2 重庆邮电学院电子信息工程系，重庆 400065)

摘　要：采用变分法和微扰法相结合的方法，把高强度磁场中氢原子的哈密顿 H 分为三部分：球对称哈密顿；z 分量角动量算符相应部分和非球对称势微扰，并用一种特别规定的分解法将哈密顿 H 中含磁场平方项的势能分解为球对称与非球对称两部分，且使非球对称部分引起的一级修正能量值为零，并采用一种简便的变分法直接求出 B^2 对能级的二级修正值. 这一方法不仅计算简单，而且提高了计算结果的精度. 计算了在均匀高强度静磁场下氢原子的 11 个低能态能级和平均半径，讨论了高强度磁场对能级和半径的影响.

关 键 词：高强度均匀静磁场；变分法；微扰强度

中图分类号：O441.1　　　**文献标识码**：A

1　引言

氢原子和类氢原子处于外磁场中的问题是物理学的基本问题. 随着高新科技的发展，需要强度愈来愈高的磁场，特别是白矮星和中子星可能存在非常强的磁场的预测，激发了人们对强磁场下电子结构和原子光谱的研究，固体物理学中计算超晶格能级时，也必须考虑强磁场平方项(B^2)的存在. 为了求解高强度磁场下氢原子和类氢原子的能级和波函数，近年来不少人已做了大量工作[1-4]，人们多采用绝对近似方法[5]、变分法[6]、B-样条(B-spline)方法[7]、斜坐标下微扰法方法[8]、类多组态(HF)方法[9]和有限元素法[10]等. 其中 Chuu 等人提出了一种研究类氢原子能级的变分展开式. 但由于变分法的准确度依赖于尝试波函数的选择，且幂级数展开需要取相当多的项才能获得精确结果，因此，不仅计算复杂而且精确度受到限制. 为了克服变分法的不足，Der-San Chuu 等人将哈密顿分为 4 部分：无外场的一维氢原子哈密顿、二维谐振子哈密顿、一个 z 分量角动量算符和微扰项，然后用微扰法求解，但只有三位有效数字[11].

本文采用变分法和微扰法相结合的方法，把高强度磁场中氢原子的哈密顿 H 分为三部分：球对称哈密顿、z 分量角动量算符相应部分和非球对称势微扰，并用一种特别规定的分解法将哈密顿 H 中含磁场平方项的势能分解为球对称与非球对称两部分，且使非球对称部分引起的一级修正能量值为零，并采用一种简便的变分法直接求出 B^2 对能级的二级修正值，不仅计算简单，而且提高了计算结果的精度.

2　哈密顿 $\hat{H}$ 的分解

在均匀高强度静磁场中，LS 耦合可以忽略不计. 若选择磁场方向为坐标 z 轴正方向并采用 Hartree 原子单位，氢原子非相对论的 Hamiltonian 为

$$\hat{H} = -\frac{1}{2}\nabla^2 - \frac{1}{r} + \frac{1}{2}\gamma L_z + \frac{1}{8}\gamma^2(x^2+y^2), \tag{1}$$

其中约化磁场 γ 在高斯单位制中 $\gamma = \hbar^3 B/\mu^2 e^2 c$. 众所周知，(1)式描述的能量本征值问题不能精确求解. 为了求出比较精确的近似解，我们采用变分法和微扰法相结合的方法，将(1)式中的 $\gamma^2(x^2+y^2)/8$按特别规定进行分解，使得一级能量修正值等于零.

收稿日期：2002-02-27；**修改日期**：2002-04-18

* **基金项目**：重庆市教育委员会资助项目(20011075)；重庆市科委应用基础理论研究基金资助项目

作者简介：胡先权(1944—)，男(汉族)，四川双流人，教授，硕士生导师，从事数学物理方程和原子物理研究.

我们首先注意到：当 $B \leqslant 10$ T 时(实验室所用磁场)，(1)式等号右边第四项对能量的贡献完全可以忽略，只须考虑第三项对能量的贡献，此即正常塞曼效应. 当磁场很强时，(1)式右边第四项不能忽略. 但即使 $B=2.35\times10^4$ T 这样强的磁场，γ 也仅为0.1，第四项也不到第三项的十分之一. 当 $B<10^6$ T 时，含磁场平方项的第四项仍可作为施加于体系的微扰，可设 $V_{微扰}=\gamma^2(x^2+y^2)/8$. 将 $V_{微扰}$ 分解为球对称与非球对称两部分：

$$V_{微扰} = \lambda_1 V_1(r) + \lambda V_2(x, y, z), \tag{2}$$

这里的 λ_1 和 λ 仅与约化磁场 γ 有关. 这样，体系的哈密顿 H 分为三部分：

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1 + \hat{H}_2, \tag{3}$$

其中

$$\hat{H}_0 = -\frac{1}{2}\nabla^2 - \frac{1}{r} + \lambda_1 V_1(r),\ \hat{H}_1 = \frac{1}{2}\gamma\hat{L}_z,$$

$$\hat{H}_2 = \lambda V_2(x, y, z).$$

不难证明 $\hat{H}_0$ 与 $\hat{H}_1$ 对易，因而有共同的本征函数

$$\psi^0_{nlm} = N_{nl}R_{nl}(r)Y_l^m(\theta, \varphi), \tag{4}$$

这里的 N_{nl} 为归一化系数，$R_{nl}(r)$ 和 $Y_l^m(\theta, \varphi)$ 分别为径向波函数和球谐函数，且有

$$\hat{H}_0\psi^0_{nlm} = E^{(0)}\psi^0_{nlm},$$

假若 $V_2(x, y, z)$ 满足

$$\langle\psi^0_{nlm} \mid V_2 \mid \psi^0_{nlm}\rangle = 0, \tag{5}$$

则微扰项 $\hat{H}_2=\lambda V_2(x, y, z)$ 的能量一级修正值为零，而 $\hat{H}_1=\gamma\hat{L}_z/2$ 的能量本征值具有精确解，即 $\hat{H}_1\psi^0_{nlm}=\gamma m\psi^0_{nlm}/2$，因此可直接求 $V_2(x, y, z)$ 对能量的二级修正. 表1列出了氢原子11个最低能级对应的 $V_{微扰}$ 的特殊分解方式，它可以确保(5)式成立. 由表看出，λV_2 的一般形式为 $\lambda V_2=\lambda(C_1x^2+C_1y^2-C_2z^2)$ 或 $\lambda V_2=\lambda(C_1r^2-C_2z^2)$，其中 λ 可作为微扰展开式中的微扰强度.

将 $\hat{H}$ 的本征值 E 和本征函数 ψ 按 λ 展开：

$$\psi=\psi^{(0)}+\lambda\psi^{(1)}+\lambda^2\psi^{(2)}+\cdots\cdots;$$

$$E=E^{(0)}+\lambda E^{(1)}+\lambda^2E^{(2)}+\cdots\cdots.$$

表1 不同原子态中的 λ_1V_1 和 λV_2

原子态	$\lambda_1V_1(r)$	$\lambda V_2(x, y, z)$
$1S, 2S, 3S$	$\frac{1}{12}\gamma^2r^2$	$\frac{\gamma^2}{24}(x^2+y^2-2z^2)$
$2P_0$	$\frac{1}{20}\gamma^2r^2$	$\frac{\gamma^2}{40}(3x^2+3y^2-2z^2)$
$2P_1, 2P_{-1}$	$\frac{1}{10}\gamma^2r^2$	$\frac{\gamma^2}{40}(x^2+y^2-4z^2)$
$3D_0$	$\frac{5}{84}\gamma^2r^2$	$\frac{\gamma^2}{168}(11x^2+11y^2-10z^2)$
$3D_1, 3D_{-1}$	$\frac{1}{14}\gamma^2r^2$	$\frac{\gamma^2}{56}(3x^2+3y^2-4z^2)$
$3D_2, 3D_{-2}$	$\frac{9}{84}\gamma^2r^2$	$\frac{\gamma^2}{336}(6x^2+6y^2-36z^2)$

按照微扰论，$E^{(1)}$ 和 $E^{(2)}$ 分别为

$$E^{(1)} = \langle\psi^{(0)} \mid V_2 \mid \psi^{(0)}\rangle,$$
$$E^{(2)} = \langle\psi^{(1)} \mid V_2 \mid \psi^{(1)}\rangle. \tag{6}$$

一级和二级能量修正值分别为

$$\Delta E^{(1)} = \lambda E^{(1)},\ \Delta E^{(2)} = \lambda^2E^{(2)}. \tag{7}$$

(6)式中的 $\psi^{(0)}=\psi^{(0)}_{nlm}$，它满足 $\hat{H}_0\psi^{(0)}_{nlm}=E^{(0)}\psi^{(0)}_{nlm}$，其径向方程为

$$-\frac{1}{2}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}r^2}R_{nl}(r) - \frac{1}{r}R_{nl}(r) + \lambda_1V_1(r)R_{nl}(r) + \frac{1}{2r^2}l(l+1)R_{nl}(r) = E^{(0)}R_{nl}(r). \tag{8}$$

同时，$\psi^{(0)}$ 也是 $\hat{H}_1$ 的本征态，本征值 $E_{01}=\gamma m/2$. 因为

$$V_2(x, y, z) = (C'_1r^2 - C'_2z^2) = r^2(C'_1 - C'_2\cos^2\theta),$$

$$\iint \mid Y_l^m(\theta, \varphi)\mid^2(C'_1 - C'_2\cos^2\theta)\cdot\sin\theta\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\varphi = 0,$$

$$E^{(1)} = \mid N_{nl}\mid^2\lambda^2\int_0^\infty \mid R_{nl}\mid^2r^2\mathrm{d}r\iint \mid Y_l^m\mid^2\cdot(C'_1 - C'_2\cos^2\theta)\sin\theta\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\varphi = 0 \tag{9}$$

给定 $\psi^{(0)}_{nlm}$ 中的 n，l 的具体值，由(9)和(2)式可以确定 V_2 中的系数 C'_1 和 C'_2，进而确定 V_2 的表示式. 在表1所示的 V_2 的情况下，可得 $E^{(1)}=0$.

3 氢原子能级的二级修正值

为了求 $E^{(2)}$，应先求出 $\psi^{(1)}$. 在 E 的幂级数展

开式收敛的条件下，根据 *Hylleraas* 原理[12]，构造 Hylleraas 泛函关系式，用于求 $E^{(2)}$：

$$F(\varphi) = 2\langle\varphi \mid V_2 \mid \psi^{(0)}\rangle + \langle\varphi \mid \hat{H}_0 - E^{(0)} \mid \varphi\rangle, \tag{10}$$

这里的 φ 为尝试波函数．若 $\varphi=\psi^{(1)}+W$，则经运算并考虑到 $\langle W|V_2|\psi^{(0)}\rangle=\langle\psi^{(0)}|V_2|W\rangle$，可将泛函 $F(\varphi)$ 写为

$$F(\varphi) = E^{(2)} + 2E^{(1)}\langle W \mid \psi^{(0)}\rangle + \langle W \mid \hat{H}_0 - E^{(0)} \mid W\rangle.$$

因为 $E^{(1)}=\langle\psi^{(0)}|V_2|\psi^{(0)}\rangle$，所以

$$F(\varphi) = E^{(2)} + \langle W \mid \hat{H}_0 - E^{(0)} \mid W\rangle, \tag{11}$$

该式表明：当 $W=0$，即 $\varphi=\psi^{(1)}$ 时，F 为一稳定值．对束缚态，此稳定值极小并等于 $E^{(2)}$．通过改变 ψ 使 $F(\varphi)$ 极小，就得到 $E^{(2)}$ 的上界值 $E^{(2)}\leqslant F(\varphi)_{\min}$．

为了求 $F(\varphi)_{\min}$，令 $\varphi=f(x,y,z)\psi^{(0)}$，代入(10)式，得到

$$F(\varphi) = 2\langle\psi^{(0)} \mid f(x,y,z)V_2 \mid \psi^{(0)}\rangle + 0.5\langle\psi^{(0)} \mid \nabla f(x,y,z)\cdot\nabla f(x,y,z) \mid \psi^{(0)}\rangle, \tag{12}$$

式中的 ∇ 为梯度算符．对(12)式先进行角度积分，而径向积分的期待值可由幂级数解法和维里定理求得．

一个较简单的近似是令 $f(x,y,z)$ 与 V_2 成正比，即令 $f(x,y,z)=KV_2(x,y,z)$，K 为变分参数．将它代入(12)式，先将角度积分求出后，就得到与径向积分有关的表示式．对氢原子的 S 态，(12)式经化简后，右端的第一项和第二项分别是 $2\langle\psi^{(0)} \mid f(x,y,z)V_2 \mid \psi^{(0)}\rangle = 2K\langle r^4\rangle\langle(1-3\cos^2\theta)^2\rangle$；$0.5\langle\psi^{(0)}|\nabla f(x,y,z)\cdot\nabla f(x,y,z)|\psi^{(0)}\rangle=4K\langle r^2\rangle$，易求得 $\langle(1-3\cos^2\theta)^2\rangle=4/5$，从而对 S 态，$2K\langle r^4\rangle\langle(1-3\cos^2\theta)^2\rangle=(8/5)K\langle r^4\rangle$，(12)式可写为

$$F(\varphi) = 2KA + K^2B, \tag{13}$$

这里的 $A=(4/5)\langle r^4\rangle$，$B=4\langle r^2\rangle$，由 $dF/d\varphi=0$ 求得 $F(\varphi)$ 的极小值及相应的 K 分别为 $F(\varphi)_{\min}=-A^2/B$，$K=-A/B$，从而 S 态能量的二级修正系数可表示为

$$E^{(2)} = F(\varphi)_{\min} = -\frac{A^2}{B} = \frac{0.04\langle r^4\rangle^2}{\langle r^2\rangle}. \tag{14}$$

对 P 和 D 态，不难将(12)式化为与径向积分的有关表示式，并求得能量的二级修正系数，结果如表 2 所示．

表 2　不同原子态的 $E^{(2)}$

原子态	$\frac{1}{2}\langle\psi^{(0)}\mid\nabla f\cdot\nabla f\mid\psi^{(0)}\rangle$	$2\langle\psi^{(0)}\mid fV_2\mid\psi^{(0)}\rangle$	A	B	$E^{(2)}$
S	$4K^2\langle r^2\rangle$	$2K^2\langle r^4\rangle\langle(1-3\cos^2\theta)^2\rangle$	$\frac{4}{5}\langle r^4\rangle$	$4\langle r^2\rangle$	$-0.04\frac{\langle r^4\rangle^2}{\langle r^2\rangle}$
P	$12K^2\langle r^2\rangle$	$2K^2\langle r^4\rangle\langle(3-5\cos^2\theta)^2\rangle$	$\frac{12}{7}\langle r^4\rangle$	$12\langle r^2\rangle$	$-\frac{12}{49}\frac{\langle r^4\rangle^2}{\langle r^2\rangle}$
D	$\frac{3960}{7}K^2\langle r^2\rangle$	$2K^2\langle r^4\rangle\langle(6-42\cos^2\theta)^2\rangle$	$48\langle r^4\rangle$	$\frac{3960}{7}\langle r^2\rangle$	$-\frac{224}{55}\frac{\langle r^4\rangle^2}{\langle r^2\rangle}$

4　结果和讨论

假如薛定谔方程中势函数具有如下形式：$V=(-1/r)+\lambda_1 r^M$，其中 M 为整数，由薛定谔方程相应的径向方程和维里定理得到角量子数为 l 态的各期待值 $\langle r^n\rangle$ 之间的递推关系：

$$2(N+1)E^{(0)}\langle r^N\rangle + (2N+1)\langle r^{N-1}\rangle + \frac{1}{4}N[(N^2-1)-4l(l+1)]\langle r^{N-2}\rangle = \lambda_1(M+2N+2)\langle r^{M+N}\rangle. \tag{15}$$

当 $M=2$ 时，由递推关系(15)和 $\langle r\rangle$，$\langle r^2\rangle$ 以及 λ_1 可求得相应态的 $\langle r^4\rangle$．显然，求出 $\langle r\rangle$，$\langle r^2\rangle$ 和 $E^{(0)}$ 后，就可求出 $\langle r^4\rangle$，进而求得 $E^{(2)}$．而 $\langle r\rangle$，$\langle r^2\rangle$ 和 $E^{(0)}$ 可由幂级数解法、有限差分法和插值法相结合的方法求得．最后，得到氢原子的总能量 $E=E^{(0)}+\gamma m/2+\Delta E^{(2)}$．表 3 列出不同强度外磁场存在(即不同 γ)下，氢原子基态能中的 $E^{(0)}$、原子平均半径 $\langle r\rangle$

和能量的二级修正值 $\Delta E^{(2)}$ 及总能量 E. 其中 $\psi^{(0)}$ 的收敛因子 $\beta=0.999\,999\,3$，β 与玻尔半径几乎相同.

表 4 列出 $\gamma=0.1$(即 $B=2.35\times10^4$ T)时，氢原子的 11 个低能级的计算值及有关数据.

表 3 氢原子基态能中的 $E^{(0)}$，$E^{(2)}$，E 和 $\langle r\rangle$ 等随 r 的变化*

γ	$E^{(0)}$	$\langle r\rangle$	$\langle r^2\rangle$	$\langle r^4\rangle$	$\Delta E^{(2)}$	E
0.00						−0.500 000
0.01	−0.499 974 7	1.515	3.024 6	24.887	-1.42×10^{-10}	−0.499 974
0.02	−0.499 899 2	1.511	3.017 2	19.593	-1.41×10^{-9}	−0.499 899
0.05	−0.499 374 3	1.494	2.986 0	13.926	-2.87×10^{-8}	−0.499 373
0.10	−0.497 556 1	1.435	2.939 0	10.689	-2.75×10^{-7}	−0.497 556
0.30	−0.481 801 3	1.062	2.206 9	7.171 3	-1.31×10^{-5}	−0.481 814
0.50	−0.459 672 7	0.765 7	1.554 2	6.252 1	-1.09×10^{-4}	−0.459 782
0.75	−0.429 707 2	0.539 3	0.968 8	4.530 1	-4.65×10^{-4}	−0.430 172
1.00	−0.399 390 0	0.415 7	0.720 7	2.777 2	-7.43×10^{-4}	−0.400 133

* $\psi^{(0)}$ 的收敛因子 $\beta=0.999\,999\,3$.

表 4 4$\gamma=0.1$ 时氢原子的 11 个低能级的计算值

原子态	λ	$E^{(0)}$	$\gamma m/2$	$\Delta E^{(2)}$	E
$1S$	$\gamma^2/24$	−0.497 556 1	0	-2.75×10^{-7}	−0.497 556
$2S$	$\gamma^2/24$	−0.122 556 3	0	-2.994×10^{-4}	−0.122 856
$2P_{-1}$	$\gamma^2/40$	−0.108 543 4	−0.05	-7.122×10^{-4}	−0.159 256
$2P_0$	$\gamma^2/40$	−0.115 627 7	0	-5.182×10^{-4}	−0.116 145
$2P_1$	$\gamma^2/40$	−0.108 543 4	0.05	-7.122×10^{-4}	−0.051 255 6
$3S$	$\gamma^2/24$	−0.053 111 6	0	-4.670×10^{-4}	−0.053 578 6
$3D_{-1}$	$\gamma^2/56$	−0.035 556 7	−0.05	-1.145×10^{-3}	−0.086 701 7
$3D_0$	$\gamma^2/168$	−0.038 218 2	0	-2.847×10^{-3}	0.041 065 2
$3D_1$	$\gamma^2/56$	−0.035 556 7	0.05	-1.145×10^{-3}	0.013 298 3
$3D_{-2}$	$\gamma^2/336$	−0.028 591 3	−0.1	-1.323×10^{-3}	−0.129 914
$3D_2$	$\gamma^2/336$	−0.028 591 3	0.1	-1.323×10^{-3}	0.070 085 7

综上所述，可得出以下结论：

(1)本文采用变分法与微扰法相结合的方法，并将哈密顿中含磁场平方项势能按特别办法分解为球对称势与非球对称势，且将球对称势并入零级哈密顿中，能使非球对称势的能级一级修正值为零，再利用 Hylleraas 原理和超维里定理，直接求出 B^2 对能级的二级修正值. 这种方法求出的能量精度较 Chuu 等人的计算结果(有效数字为 3 位)要高得多，有效数字达 6 位以上；(2)磁场的作用将使氢原子半径有缩小的趋势，当 $B=2.35\times10^5$ T 时，氢原子基态半径将只有无磁场时半径的 27.7%；(3)磁场对较高能级的影响远大于对低能级的影响，在磁场作用下的氢原子势能中，球对称势对能级的影响又高于非球对称势部分的影响；(4)本文适用于 $\lambda<1$ 的情况(对 S 态，相当于 $\gamma\leqslant\sqrt{24}$；对 P 态，相当于 $\gamma\leqslant\sqrt{40}$；对 D 态，相当于 $\gamma\leqslant\sqrt{56}$)，也即可适用于求解最高达 10^6 T 的强磁场的情况；(5)本文采用的方法还适用于求解类氢原子和超晶格中杂质原子的能级以及含 B^2 项的哈密顿算符的能量本征值问题.

结果表明：本文采用的将含磁场平方项的势能按特别规定方法分解为球对称势与非球对称势两部分进行变分计算，其结果与近期文献中的计算结果

一致且精度更高，并发现氢原子的半径会随着磁场的增强而减小.

参 考 文 献：

[1] Praddaude H C. Energy Levels of Hydrogen-like Atoms in a Megnetic Field[J]. Phys Rev, 1972, **A 6**: 1 321.

[2] Kaschiev M S. Hydrogen Atom H and H_2^+ Molecule in Strong Magnetic Fields[J]. Phys Rev, 1980, **A22**: 557.

[3] Chen Y, Gil B, Mathieu H. Expansion-variational Studies of Hydrogen-like Systems in Arbitrary Nagnetic Fields[J]. Phys Rev, 1986, **B346**: 912.

[4] Liu C R, Starace A F. Atomic Hydrogen in Uniform Magnetic Field: Low-lying energy levels for fields above 10^9 G[J]. Phys Rev, 1987, **A35**: 647.

[5] Shi Yuzhu, Li Liping. An Alternative of Adiabatic Variational Calculation of Hydrogen Energy in a Strongmagnetic Field[J]. Acta Physica Sinica, 1998, **A47**: 1 241.

[6] He Xinghong, Zhou Fengqing, Li Baiwen. Spectrum Characteristic of an Atom in a Strong Magnetic Field[J]. Acta Physica Sinica, 1992, **41**: 1 244(in Chinese).

[7] Jin Huaxi. Energy Levels of the Hydrogen Atom in Arbitrary Magnetic Fields Obtained by Using B-spline Basis Set[J]. Phys Rev, 1992, **A46**: 5 806.

[8] Rösner W, Wunner G. Hydrogen Atoms in Arbitrary Magnetic Fields: I. Energy levels and wavefunctions[J]. J Phys, 1984, **B17**: 29.

[9] Shertzer J, *et al*. Finite-element Calculation of Low-lying States of Hydrogen in a Superstrong Magnetic Field[J]. Phys Rev, 1989, **A40**: 4 777.

[10] Der-San Chun, Yu-Kuo Lee . Hydrogen Atom in a High Magnetic Field[J]. Phys Rev, 1993, **A48**: 4 175.

[11] Hu Xianquan , Lin Zhenqi. Theoretic Calculation of Energy Levels of a Hydrogen Atom in a Strong Magnetic Fields[J]. Commn Theor Phys, 1997, **27**: 279.

[12] Hu Xianquan, Hu W J, Kong C X. The Fine Structure Splitting of the Level of Lithium in Rydberg States[J]. China Phys, 2002, **2**: 120.

Character of Hydrogen Atom in a Strong Magnetic Field*

HU Xian-quan[1], HU Wen-jiang[2], LIN Chuan-li[1]

(1 *Department of Physics*, *Chongqing Normal University*, *Chongqing* 400047, *China*;
2 *Department of Electronic Information Engineering*, *Chongqing University of Post and Telecommunications*, *Chongqing* 400065, *China*)

Abstract: In this paper we separate the Hamiltonian into three parts: a spherical symmetry Hamiltonian; a z-component of the angular momentum operator, and a non-spherical symmetric potential as the perturbation operator, and provide a propose method by separating the potential containing squared magnetic field B^2 into two parts: spherical symmetric and non-spherical symmetric ones so that the first-order energy correction due to the non-spherical symmetric potential is zero, and the second-order correction due to B^2 can be obtained by a simple variational method. Our calculations are very simple but the results are more accurate. The eleven low-lying energy levels of a hydrogen atom and its mean radius in a uniformly strong magnetic field B are calculated. The influence of a strong magnetic field on the levels and radius of the hydrogen atom is discussed.

Key words: a uniformly strong magnetic field; variational method; perturbation strength

* **Foundation item**: Natural Science Foundation of Chongqing Eduction Committee of China(20011075); Basic Research of Application of Chongqing Science and Technology Committee, China