

均匀磁场中带电粒子运动的双波描述*

黄湘友 刘全慧 田 旭 袁忠平

北京大学物理系, 北京 100871

1992年3月18日收到

用双波量子理论描述带电粒子在均匀磁场中的运动, 得到对单个粒子运动状况的完全描述. 在任何时刻都能说出任一力学量的确切数值. 通常量子力学中的概率性和平均值公式来源于双波描述对某类系综的平均结果. 量子力学中的规范变换特性也能由系综平均看出.

PACC: 0365; 0250

一、引 言

描述带电粒子在均匀磁场中运动状态的波函数是可精确求得的^[1]. 求得的定态波函数和能级与简谐振子的结果有很多相似之处. 均匀磁场中带电的微观粒子例如电子, 它的运动范围可以是宏观尺度的, 能量大时迴转半径很大. 通常的量子力学结果与经典结果对比起来有许多说不清楚的地方. 依据初条件经典力学可给出粒子运动的迴转频率、迴转半径、圆心位置及圆周运动的相位角. 量子力学给出的信息则要少得多. 用定态波函数可算出迴转频率, 但粒子轨迹运动(最大概率位置)的信息无法给出, 至少在大尺度迴转时这一信息要求是合理的. 用波包可描述粒子的轨道运动^[2], 但迴转频率的信息又严重丧失. 至于圆周运动的相位角及圆心位置的信息就更为复杂. 即使在经典极限下定态波函数和最小波包表示的两类状态之间的巨大差别也不会消失. 已经弄清楚, 至少在经典极限下一个波函数不能描述单个粒子而只能描述系综^[3-5]. 在合理的极限方法下, 任一给定波函数描述的系综都可具体写出来^[6]. 引进双波假设就是为了使量子力学能描述单个粒子的运动. 这一假设已成功地用在自由粒子, 束缚体系, 散射, 跃迁及量子光学等方面. 有关内容可在文献[6,7]及其中所列文献中找到. 本文介绍均匀磁场中带电粒子运动的双波描述. 这一描述给出粒子运动状况的全面信息, 而通常量子力学的描述则是双波描述对某些系综的统计结果.

二、经典结果

为了便于后面对结果进行比较, 这一节列出均匀磁场中带电粒子运动的经典结果. 设均匀磁场沿 z 方向, 磁感应强度为 B , 考虑一质量为 m 带电量为 q 的粒子在 xy 平面内

* 国家自然科学基金资助的课题.

的运动, 不考虑自旋时该体系的哈密顿量为

$$\begin{aligned} H &= \frac{1}{2m} (p_x - qA_x)^2 + \frac{1}{2m} (p_y - qA_y)^2 \\ &= \frac{p_x^2}{2m} + \frac{p_y^2}{2m} - \omega p_x y + \frac{1}{2} m\omega^2 y^2, \end{aligned} \quad (1)$$

式中 $\omega = -qB/m$, 矢势取为 $(A_x, A_y) = (-By, 0)$.

由哈密顿运动方程得

$$\dot{x} = \frac{p_x}{m} - \omega y, \quad (2)$$

$$\dot{p}_x = 0. \quad (3)$$

方程(3)表明 p_x 为运动守恒量, 令这一守恒量常数为 $p_x^0 = m\omega y_0$, 则哈密顿量(1)式可写为

$$H = \frac{p_y^2}{2m} + \frac{1}{2} m\omega^2 (y - y_0)^2. \quad (4)$$

这是典型的简谐振子哈密顿量. 该式表明粒子在 y 方向以 y_0 为平衡位置作圆频率为 ω 的简谐振动. 借助守恒量常数, y_0 可将方程(2)写为 $\dot{x} = -\omega(y - y_0)$. 由于 $(y - y_0)$ 为简谐运动量, 引进积分常数 x_0 后得出粒子在 x 方向也是以 x_0 为平衡位置作圆频率为 ω 的简谐振动. 可以看出 p_x 和 $m\dot{x}$ 在这里是两个不同的物理量. p_x 称作正则动量, 在运动过程中守恒. $m\dot{x}$ 称作机械动量, 随时间作简谐变化.

带电粒子在均匀磁场中运动的通解为

$$x - x_0 = -\frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{2E}{m}} \sin |\omega|(t - t_0), \quad (5)$$

$$y - y_0 = \frac{1}{|\omega|} \sqrt{\frac{2E}{m}} \cos |\omega|(t - t_0). \quad (6)$$

四个运动常数 $H = E$, x_0 , y_0 以及初相位 ωt_0 完全决定了粒子的运动状态.

容易看出机械角动量 $M_x = (x - x_0)m\dot{y} - (y - y_0)m\dot{x} = 2E/\omega = -2mE/qB$ 也是个守恒量. 它的大小不变, 方向与电荷符号有关.

三、双波描述

在量子力学中, 均匀磁场中带电粒子的定态薛定谔方程的解为^[1]

$$\phi_{n p_x^0}(x, y, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \exp\left(\frac{i}{\hbar} p_x^0 x\right) \cdot \phi_{n p_x^0}(y) \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_n t\right), \quad (7)$$

式中 $E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar|\omega|$ 为朗道能级, $\phi_{n p_x^0}(y)$ 为简谐振子定态波函数

$$\phi_{n p_x^0}(y) = N_n e^{-\xi^2/2} H_n(\xi), \quad (8)$$

式中 $\xi = \sqrt{\frac{m|\omega|}{\hbar}} \left(y + \frac{p_x^0}{qB}\right) = \sqrt{\frac{m|\omega|}{\hbar}} (y - y_0)$, $y_0 = -\frac{p_x^0}{qB}$, N_n 为归一化常数. 在

这定态中算符 $-i\hbar \frac{\partial}{\partial x}$ 取本征值 p_x^0 , 哈密顿算符取本征值 E_n .

按照双波假设, 均匀磁场中单个粒子的状态应由下面一对波函数 $\phi_{n, p_x^0}(x, y, t)$ 和 $\varphi(x, y, t)$ 描述^[8,9]:

$$\phi_{n, p_x^0}(x, y, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \exp \left[\frac{i}{\hbar} p_x^0 (x - x_0) \right] \cdot \phi_{n, p_x^0}(y) \exp \left[-\frac{i}{\hbar} E_n (t - t_0) \right], \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \varphi(x, y, t) = & \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \sum_{n'=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dp_x \exp \left[\frac{i}{\hbar} p_x (x - x_0) \right] \\ & \cdot \phi_{n', p_x}(y) \exp \left[-\frac{i}{\hbar} E_{n'} (t - t_0) \right], \end{aligned} \quad (10)$$

式中 x_0 和 t_0 为本理论中引进的实参数.

在这一状态中, 任一力学量 f 在时刻 t 的真实测量值由下式给出:

$$\langle f(t) \rangle = \text{Re} \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy \varphi^*(x, y, t) f \phi_{n, p_x^0}(x, y, t), \quad (11)$$

f 为相应于力学量 f 的厄密算符. 为了简化书写, 下面只在容易引起误解的地方才将算符标记明确标出.

由(9)–(11)式可得下列结果:

(a) 在(11)式中令 $f = 1$, 则有

$$\text{Re} \int dx \int dy \varphi^*(x, y, t) \phi_{n, p_x^0}(x, y, t) = 1. \quad (12)$$

此即双波描述中的归一化条件.

(b) 在(11)式中令 $f = \hat{H}$ 和 $f = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}$, 得本征值

$$\langle H \rangle = \text{Re} \int dx \int dy \varphi^*(x, y, t) \hat{H} \phi_{n, p_x^0}(x, y, t) = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar |\omega|, \quad (13)$$

$$\langle p_x \rangle = \text{Re} \int dx \int dy \varphi^*(x, y, t) \hat{p}_x \phi_{n, p_x^0}(x, y, t) = p_x^0 \quad (14)$$

(c) 在(11)式中令 $f = y$, 得^[9]

$$\begin{aligned} \langle y \rangle &= \text{Re} \int dx \int dy \varphi^*(x, y, t) y \phi_{n, p_x^0}(x, y, t) \\ &= \text{Re} \sum_{n'=0}^{\infty} \int dx \int dy \int dp_x \frac{1}{2\pi\hbar} \exp \left[\frac{i}{\hbar} (p_x^0 - p_x)(x - x_0) \right] \\ &\quad \cdot \phi_{n', p_x}^*(y) y \phi_{n, p_x^0}(y) \exp \left[\frac{i}{\hbar} (E_{n'} - E_n)(t - t_0) \right] \\ &= y_0 + \text{Re} \sum_{n'=0}^{\infty} \int dy \phi_{n', p_x^0}^*(y) (y - y_0) \phi_{n, p_x^0}(y) \\ &\quad \cdot \exp \left[\frac{i}{\hbar} (E_{n'} - E_n)(t - t_0) \right] \\ &= y_0 + \frac{1}{|\omega|} \left[\sqrt{\frac{1}{2m} \left(E_n + \frac{1}{2} \hbar |\omega| \right)} + \sqrt{\frac{1}{2m} \left(E_n - \frac{1}{2} \hbar |\omega| \right)} \right] \end{aligned}$$

$$\cdot \cos |\omega|(t - t_0). \quad (15)$$

(d) 在(11)式中令 $f = x$, 得

$$\begin{aligned} \langle x \rangle &= \text{Re} \int dx \int dy \varphi^*(x, y, t) x \phi_{n p_x^0}(x, y, t) \\ &= x_0 + \text{Re} \sum_{n'=0}^{\infty} \int dp_x \int dy \phi_{n' p_x}^*(y) \phi_{n p_x^0}(y) \\ &\quad \cdot \exp \left[\frac{i}{\hbar} (E_{n'} - E_n)(t - t_0) \right] \cdot i \hbar \frac{\partial}{\partial p_x} \delta(p_x - p_x^0) \\ &= x_0 - \text{Re} \sum_{n'=0}^{\infty} \int dp_x \int dy \delta(p_x - p_x^0) \phi_{n p_x^0}(y) \\ &\quad \cdot \exp \left[\frac{i}{\hbar} (E_{n'} - E_n)(t - t_0) \right] \cdot i \hbar \frac{\partial}{\partial p_x} \phi_{n' p_x}^*(y). \end{aligned}$$

应用 $\phi_{n' p_x}(y)$ 的递推关系有

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial p_x} \phi_{n' p_x}^*(y) &= \frac{1}{qB} \sqrt{\frac{m|\omega|}{\hbar}} \frac{\partial \phi_{n'}^*(\xi)}{\partial \xi} \\ &= \frac{1}{qB} \sqrt{\frac{m|\omega|}{\hbar}} \left[-\sqrt{\frac{n'+1}{2}} \phi_{n'+1, p_x}^*(y) + \sqrt{\frac{n'}{2}} \phi_{n'-1, p_x}^*(y) \right], \\ \langle x \rangle &= x_0 - \text{Re} \sum_{n'=0}^{\infty} \int dy \phi_{n p_x^0}(y) \exp \left[\frac{i}{\hbar} (E_{n'} - E_n)(t - t_0) \right] \\ &\quad \cdot \frac{i}{qB} \sqrt{m\hbar|\omega|} \left[-\sqrt{\frac{n'+1}{2}} \phi_{n'+1, p_x^0}^*(y) + \sqrt{\frac{n'}{2}} \phi_{n'-1, p_x^0}^*(y) \right] \\ &= x_0 + \frac{1}{\omega} \left[\sqrt{\frac{1}{2m} \left(E_n + \frac{1}{2} \hbar |\omega| \right)} + \sqrt{\frac{1}{2m} \left(E_n - \frac{1}{2} \hbar |\omega| \right)} \right] \\ &\quad \cdot \sin |\omega|(t - t_0). \end{aligned} \quad (16)$$

(e) 由算符运动方程

$$\frac{dx}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [x, H] = \frac{p_x}{m} - \omega y, \quad (17)$$

$$\frac{dy}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [y, H] = \frac{p_y}{m}, \quad (18)$$

定义粒子的机械角动量算符

$$M_z = (x - x_0)p_y - (y - y_0)(p_x - m\omega y). \quad (19)$$

并易知 $[M_z, H] = 0$, M_z 也是个守恒量。由于 p_x 取本征值 p_x^0 , 易算得

$$\begin{aligned} \langle M_z \rangle &= \text{Re} \sum_{n'=0}^{\infty} \int dx \int dy \int dp_x \phi_{n p_x^0}(y) \exp \left[\frac{i}{\hbar} (E_{n'} - E_n)(t - t_0) \right] \\ &\quad \cdot \left[\hbar^2 \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial}{\partial p_x} + m\omega(y - y_0)^2 \right] \\ &\quad \cdot \exp \left[-\frac{i}{\hbar} (p_x - p_x^0)(x - x_0) \right] \phi_{n' p_x}^*(y) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{2}{\omega} \operatorname{Re} \int dx \int dy \phi_{n p_x^0}(x, y, t) \left[\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{1}{2} m \omega^2 (y - y_0)^2 \right] \varphi^*(x, y, t) \\
&= \frac{2E_n}{\omega} = -\frac{2mE_n}{qB}. \quad (20)
\end{aligned}$$

在双波描述中, 粒子既有波动性, 它的状态由两个满足薛定谔方程的波函数表示. 它又有粒子性, 力学量值整体地由(11)式给出, 而且 φ 和 ϕ 形成一个小波包. 算得的结果与经典力学结果类似, 各力学量值由四个参数 E_n , x_0 , y_0 和 ωt_0 完全决定.

四、系综平均

为了与通常的量子力学结果比较, 定义系综平均值

$$\bar{f} = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{2L} \int_{-L}^L dx_0 \int_0^{2\pi} \frac{d(\omega t_0)}{2\pi} \langle f \rangle. \quad (21)$$

将(9), (10)和(11)式代入, 得

$$\begin{aligned}
\bar{f} &= \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{2L} \operatorname{Re} \int dx \int dy \int dp_x \int_{-L}^L dx_0 \frac{1}{2\pi\hbar} \exp \left[\frac{i}{\hbar} (p_x - p_x^0) x_0 \right] \\
&\quad \cdot \exp \left(-\frac{i}{\hbar} p_x x \right) \cdot \phi_{n p_x}^*(y) \bar{f} \exp \left(\frac{i}{\hbar} p_x^0 x \right) \cdot \phi_{n p_x^0}(y) \\
&= \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{2L} \int dx \int dy \exp \left(-\frac{i}{\hbar} p_x^0 x \right) \cdot \phi_{n p_x^0}^*(y) \bar{f} \exp \left(\frac{i}{\hbar} p_x^0 x \right) \cdot \phi_{n p_x^0}(y). \quad (22)
\end{aligned}$$

上式对所有力学量都成立. 这说明一个定态波函数 $\frac{1}{\sqrt{2L}} \exp \left(\frac{i}{\hbar} p_x^0 x \right) \phi_{n p_x^0}(y)$ 描述一个系综. 这系综中所有粒子都有相同的能量 E_n 和坐标 $y_0 = p_x^0/qB$, 但坐标 x_0 和初相 ωt_0 则被平均掉.

在双波描述中, 粒子在 x 方向和 y 方向的运动情况相似, 都是作振幅相同的简谐振荡. 但在一个定态波函数 $\exp \left(\frac{i}{\hbar} p_x^0 x \right) \phi_{n p_x^0}(y)$ 描述的系综中, 粒子在 x 方向和 y 方向的概率分布很不相同. 由于对 x_0 取平均, 概率密度自然与 x 无关. y 方向没有取平均, 概率密度 $|\phi_{n p_x^0}(y)|^2$ 仅来源于对初相位 ωt_0 取平均的结果. 如果近似地把小波包看作一个点粒子, 它在 y 轴上的密度为 $\delta(y - \langle y(t) \rangle)$, 其中 $\langle y(t) \rangle$ 由(15)式给出, 可证明

$$|\phi_{n p_x^0}(y)|^2 \simeq \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \delta(y - \langle y(t) \rangle) d(\omega t_0) = \frac{1}{\pi \sqrt{\frac{2E_n}{m\omega^2} - (y - y_0)^2}}. \quad (23)$$

n 越大等式近似性越好^[6].

还可以定义另一类系综平均, 即对 ωt_0 和对 y_0 的平均. 注意到 $p_x^0 = -qB y_0$, 有

$$\begin{aligned}
\bar{f} &= \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{2L} \int_{-L}^L dy_0 \int_0^{2\pi} \frac{d(\omega t_0)}{2\pi} \langle f \rangle \\
&= \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{2L} \operatorname{Re} \int_{-L}^L dy_0 \int dx \int dy \int dp_x \exp \left[-\frac{i}{\hbar} p_x (x - x_0) \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \cdot \phi_{n p_y}^*(y) \exp \left[\frac{i}{\hbar} p_y^0 (x - x_0) \right] \cdot \phi_{n p_y^0}(y) \\
& = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{2L} \operatorname{Re} \int dx \int dy \exp \left[-\frac{i}{\hbar} p_x (x - x_0) \right] \\
& \quad \cdot \phi_{n p_y}^*(y) \exp \left[-\frac{i}{\hbar} q B y (x - x_0) \right] \\
& \quad \cdot \int_{-L}^L dy_0 \exp \left[\frac{i}{\hbar} q B (x - x_0) (y - y_0) \right] \cdot \phi_n(y - y_0).
\end{aligned}$$

由于简谐振子哈密顿量关于坐标和动量变数的对称性, 容易看出

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left(i \frac{P}{\hbar} y \right) \phi_n(y) dy$$

是同一态在动量空间的波函数, 这波函数与 $\phi_n(y)$ 有相同的函数形式. 注意到令 $y' = -p_x/qB$ 后, 上式中对 p_x 的积分可化成对 y' 的积分, 得

$$\begin{aligned}
\bar{f} &= \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{2L} \int dx \int dy \exp \left[-\frac{i}{\hbar} q B y (x - x_0) \right] \\
& \quad \cdot \phi_n^*(x - x_0) \exp \left[\frac{i}{\hbar} q B y (x - x_0) \right] \cdot \phi_n(x - x_0). \quad (24)
\end{aligned}$$

令 $x_0 = -p_y^0/qB$, 则(24)式成为

$$\begin{aligned}
f &= \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{2L} \int dx \int dy \exp \left[-\frac{i}{\hbar} q B x y - \frac{i}{\hbar} p_y^0 y \right] \\
& \quad \cdot \phi_{n p_y^0}^*(x) \exp \left[\frac{i}{\hbar} q B x y + \frac{i}{\hbar} p_y^0 y \right] \cdot \phi_{n p_y^0}(x). \quad (25)
\end{aligned}$$

除了差一项相位因子 $\exp \left[\frac{i}{\hbar} q B x y \right]$ 外, 式中的波函数与(22)式中的波函数形式相同, 只是 x 与 y 的地位互换一下. 因为(22)式是单粒子运动对 x_0 平均的结果, 而(25)式是对 y_0 平均的结果. 这两种结果的对等性理所当然, 所差的相位因子则来源于规范选择.

在写哈密顿量(1)式时, 取矢势 $\mathbf{A} = (-By, 0)$. 也可选矢势 $\mathbf{A}' = \mathbf{A} + \nabla\phi = (0, Bx)$, 式中 $\phi = Bxy$, 这时 p_y 为运动守恒量, 令这守恒量为 $p_y^0 = m\omega x_0$, 则哈密顿量成为

$$H = \frac{p_x^2}{2m} + \frac{1}{2} m\omega^2 (x - x_0)^2. \quad (26)$$

在这种哈密顿量形式下, 量子力学中 H 和 p_y 的共同本征函数为

$$\phi_{n p_y^0}(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2L}} \exp \left(\frac{i}{\hbar} p_y^0 y \right) \cdot \phi_{n p_y^0}(x).$$

在使用新的势矢 $\mathbf{A}'$ 时, 实际物理量的算符形式记为 $\hat{f}'$, 则平均值公式为

$$\bar{f} = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{2L} \int dx \int dy \exp \left(-\frac{i}{\hbar} p_y^0 y \right) \cdot \phi_{n p_y^0}^*(x) \hat{f}' \exp \left(\frac{i}{\hbar} p_y^0 y \right) \cdot \phi_{n p_y^0}(x). \quad (27)$$

平均值公式(25)是在使用矢势 $\mathbf{A}$ 时的计算公式. 量子力学的规范不变性要求, 实际物理量算符在使用矢势 $\mathbf{A}'$ 和使用势矢 $\mathbf{A}$ 时有如下关系式^[10]:

$$\hat{f} = \exp \left[-\frac{i}{\hbar} q\phi(x, y) \right] \cdot \hat{f} \exp \left[\frac{i}{\hbar} q\phi(x, y) \right], \quad (28)$$

因此(25)和(27)两式完全等价。

在矢势 $\mathbf{A} = (-By, 0)$ 的条件下, 定义两个算符 $y_0 = -\frac{p_x}{qB}$ 和 $x_0 = \frac{p_y}{qB} + x$, 它们都与 H 对易因此都是守恒量。仿照前面的计算, 可知由(10)式表示的波函数有形式 $\frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \exp \left[-\frac{i}{\hbar} qBy(x - x_0) \right] \sum_{n'=0}^{\infty} \phi_{n'}(x - x_0) \exp \left[-\frac{i}{\hbar} E_{n'}(t - t_0) \right]$, 它是算符 x_0 的本征函数。又因为(9)式是算符 y_0 的本征函数, 因此双波假设中的(11)式意味着这两个算符都取确定的本征值。但在通常的量子力学中由于算符 x_0 与 y_0 不对易, 由公式(22)计算这两个力学量的平均值时就出现关联, 即有测不准关系。这种现象从双波理论的观点看是很清楚的。因为一个波函数描述的对象是已作了统计平均的系综, 测不准关系乃是系综中的统计弥散关系^[6]。

从均匀磁场中带电粒子运动的双波描述理论上看来是满意的, 实验上也有可能进行验证。如果脉冲式地让一细束有确定能量的电子在均匀磁场中形成一弱的圆环形电流, 让束腰适当地小并维持若干个迴转周期的时间。在此期间测量迴旋共振的频率响应曲线, 这曲线将是个中心在 $|\omega| = |q|B/m$ 的尖峰。峰的宽窄标志能级宽度。预期这类实验结果只有用双波理论才能说明。

[1] 布洛欣采夫著, 叶蕴理、金星南译, 量子力学原理(人民教育出版社, 1960), 231 页。

[2] W. Zimmermann, Jr., *Am. J. Phys.*, **57**(1989), 593.

[3] S. W. Qian and X. Y. Huang, *Phys. Lett.*, **A115**(1986), 319; **117**(1986), 166; **121**(1987), 211.

[4] 黄湘友, 物理学报, **40**(1991), 1553.

[5] 黄湘友, 中国科学 (A 辑), 待发表。

[6] 黄湘友, 量子力学新探, 四川科学技术出版社, (1989).

[7] 黄湘友, 中国科学 (A 辑), (1)(1991), 34.

[8] X. Y. Huang, *Phys. Lett.*, **A115**(1986), 310.

[9] X. Y. Huang, *Chinese Phys. Lett.*, **4**(1987), 153.

[10] C. Cohen-Tannoudzi, Bernard Diu and Franck Lalot, *Quantum Mechanics* (John Wiley and Sons, New York, 1977), p. 315.

DOUBLE WAVE DESCRIPTION OF THE MOTION OF A CHARGED PARTICLE IN A UNIFORM MAGNETIC FIELD

HUANG XIANG-YOU LIU QUAN-HUI

TIAN XU QIU ZHONG-PING

Department of Physics, Peking University, Beijing 100871

(Received 18 March 1992)

ABSTRACT

Double wave quantum theory is applied to describe the motion of charged particle in a uniform magnetic field. This description of the motion of the particle is complete. One can tell the value of an arbitrary physical quantity at any time. The probability and the formula to calculate mean values in ordinary quantum mechanics comes from the average of double wave description over a certain ensemble. The rule of gauge transformation in quantum mechanics can be seen from the average over an ensemble.

PACC: 0365; 0250