

非均匀量子等离子体中的非线性波*

毛杰健¹⁾ 杨建荣^{1)2)†} 李超英¹⁾

1)(上饶师范学院物理与电子系, 上饶 334001)

2)(上海交通大学物理系, 上海 200240)

(2011年2月23日收到; 2011年4月18日收到修改稿)

本文探讨具有温度和密度梯度的非均匀量子等离子体系统, 获得了该系统在离子与中子碰撞频率较低情况下的二维非线性流体动力学方程. 求得了非均匀量子等离子体中的电势的冲击、爆炸和旋涡解. 分析讨论了在致密天体物理环境中静电势的变化, 结果表明电势的冲击波的幅度和爆炸波的宽度, 都随密度的增大(即随无量量子参数的减小)而增大, 但随漂移速度的增大(即随密度和温度梯度的增大)而减小; 静电势随时空相位的增大而趋向于稳定值, 系统最后达到稳定的状态. 旋涡解表明, 旋涡静电势的时空分布呈现稳定的周期性的旋涡流.

关键词: 冲击, 爆炸, 旋涡, 漂移的量子等离子体

PACS: 02.90.+p, 52.35.Mw, 52.35.Fp

1 引言

近年来, 人们对量子等离子体的研究已经取得很大的进展, 如在致密的天体物理环境^[1], 电子气^[2], 激光等离子体^[3], 尘埃磁等离子体^[4,5]等领域. 自从量子流体动力(QHD)模型被扩展到有磁场的情况^[6], 不同条件下的量子离子声波和量子关联的非线性特性得到了深入的研究. 如通过推导出量子 Korteweg-de Vries-Burgers(KdVB)方程, 获得漂移孤子和冲击波^[7]; 利用 Kadomtsev-Petviashvili(KP)^[8]和 KPB^[9]方程, 讨论在非均匀磁等离子体中的冲击波解; 通过将非线性方程进行极坐标变换, 得到静电的单极和多极旋涡解^[10]; 用 Zakharov^[11]和 Zakharov-Kuznetsov^[12]方程描述非线性波; 用坐标变换和约化扰动法, 得到均匀磁等离子体中的非线性解^[13]等.

本文考虑一个含有离子和电子并以中子为背景、且存在密度和温度梯度的非均匀量子等离子体系统, 处于均匀外磁场中. 我们利用 QHD 模型, 获得在 $\partial_x \ll \partial_z \ll \partial_y$, 离子和中子间的碰撞频率较小, 即 $d_t \gg \nu_{in}$ 的情况下的二维非线性流体动力学方程. 为了研究此方程的漂移的量子离子声波非线性特性, 首先通过无量纲化使方程的物理意义更简明. 再利用行波法, 得到了冲击解和爆炸解. 又用

新的变换法, 探索该方程新的旋涡解. 根据致密天体物理环境下的典型参量, 分别讨论密度梯度和温度梯度对冲击波和爆炸波的影响, 及旋涡静电势的时空分布.

2 非线性流体动力学方程

对处于均匀外磁场 \mathbf{B}_0 , 含有离子和电子并以中子为背景的非均匀量子等离子体系统, 设 \mathbf{B}_0 在 z 方向, 密度和温度的梯度在 x 方向, 电子的电量为 e , 电子和离子的质量分别为 m_e 和 m_i , 玻尔兹曼常数为 k_B , 电子的费米温度为 T_{Fe} , 平衡的电子密度 n_{e0} 、离子密度 n_{i0} 和等离子体密度 n_0 的相互关系为 $n_{e0} = n_{i0} = n_0$. 根据离子和无惯性电子的运动方程、泊松方程和连续性方程, 利用 QHD 模型, 在 $\partial_x \ll \partial_z \ll \partial_y$ 的情况下, 经与文献[9]相同的推导过程, 结果发现该文献中有关 a 的结论有误, 二维非线性磁流体动力学方程为

$$\hat{A} \left\{ \frac{3}{2} \partial_t \phi + a \partial_t \phi^2 - \lambda_{Fe}^2 \partial_t \partial_y^2 \phi + H^2 \partial_t \partial_y^2 \phi - \rho_s^2 \partial_t \partial_y^2 \phi - \nu_{in} \rho_s^2 \partial_y^2 \phi + \frac{3}{2} v_* \partial_y \phi - D_1 \partial_y \phi^2 \right\} - c_s^2 \partial_z^2 \phi = 0, \quad (1)$$

其中正确的 $a = -3e/4k_B T_{Fe}$, ϕ 是静电势 ($\mathbf{E} =$

* 江西省自然科学基金(批准号: 2009GZW0026 和 2008GZS0045) 和 国家自然科学基金(批准号: 10905038) 资助的课题.

† E-mail: sryangjr@163.com

$-\nabla\phi)$, 算子 $\hat{A} = d_t + \nu_{in} = \partial_t + \mathbf{v}_i \cdot \nabla + \nu_{in}$, ν_{in} 是离子和中子间的碰撞频率, $\lambda_{Fe} = \sqrt{k_B T_{Fe}/4\pi e^2 n_0}$ 是电子的费米波长, $H = \sqrt{9\hbar^2/16m_e k_B T_{Fe}}$ 是量子参量, $\rho_s = \sqrt{k_B T_{Fe}/m_i \Omega_{ci}^2}$ 是在电子费米温度下离子的拉莫尔半径, $\Omega_{ci} = 2\pi f_{ci} = eB_0/cm_i$ 是离子回旋频率, 并且 $\partial_t \ll \Omega_{ci}$ 用于低频波, $c_s = \sqrt{k_B T_{Fe}/m_i}$ 是量子离子声速, $v_* = (-2ck_B T_{Fe}/3eB_0)k_n$ 是漂移速度, $k_n = |d_x \ln n_0|$ 是密度梯度, $D_1 = D_2(k_n - k_{T_{Fe}})$, $D_2 = 3c/4B_0$, $k_{T_{Fe}} = |d_x \ln T_{Fe}|$ 是温度梯度. 由于费米温度 $T_{Fe} = \frac{\hbar^2}{2m_e k_B} (3\pi^2)^{2/3} n_{e0}^{2/3}$, 因此 $|k_n| = \frac{3}{2}|k_{T_{Fe}}|$.

当离子和中子间的碰撞频率较低, 即 $d_t \gg \nu_{in}$, 有 $\hat{A} = d_t + \nu_{in} \approx d_t$, (1) 式简化为

$$\begin{aligned}
 & \frac{3}{2} \partial_t^2 \phi + a \partial_t^2 \phi^2 + (H^2 - \lambda_{Fe}^2 - \rho_s^2) \partial_t^2 \partial_y^2 \phi \\
 & - \nu_{in} \rho_s^2 \partial_t \partial_y^2 \phi + \frac{3}{2} v_* \partial_t \partial_y \phi \\
 & - D_1 \partial_t \partial_y \phi^2 - c_s^2 \partial_z^2 \phi = 0. \quad (2)
 \end{aligned}$$

为了使方程 (2) 的物理意义更简明, 引入下列的无量纲量:

$$\begin{aligned}
 \Phi &= \frac{e\phi}{k_B T_{Fe}}, \quad H_e = \frac{H}{\rho_s}, \quad \Lambda = \frac{\lambda_{Fe}}{\rho_s}, \quad \nu = \frac{\nu_{in}}{\Omega_{ci}}, \\
 \bar{y} &= \frac{y}{\rho_s}, \quad \bar{z} = \frac{z}{\rho_s}, \quad \bar{t} = \Omega_{ci} t, \quad u = -\frac{v_*}{c_s}, \quad (3)
 \end{aligned}$$

方程 (2) 被归一化为

$$\begin{aligned}
 & \partial_t^2 \Phi - g_1 \partial_t^2 \Phi^2 - g_2 \partial_t^2 \partial_y^2 \Phi - g_3 \partial_t \partial_y^2 \Phi \\
 & - g_4 \partial_z^2 \Phi - g_5 \partial_t \partial_y \Phi - g_6 \partial_t \partial_y \Phi^2 = 0, \quad (4)
 \end{aligned}$$

其中的无量纲系数为

$$\begin{aligned}
 g_1 &= \frac{1}{2}, \\
 g_2 &= \frac{2}{3} \frac{\lambda_{Fe}^2 + \rho_s^2 - H^2}{\rho_s^2} = \frac{2}{3} (1 + \Lambda^2 - H_e^2), \\
 g_3 &= \frac{2}{3} \frac{\nu_{in}}{\Omega_{ci}} = \frac{2}{3} \nu, \quad g_4 = \frac{2}{3}, \\
 g_5 &= \frac{2ck_B T_{Fe}}{3eB_0 c_s} k_n = u, \\
 g_6 &= \frac{ck_B T_{Fe}}{2eB_0 c_s} (k_n - k_{T_{Fe}}) = \frac{1}{4} u. \quad (5)
 \end{aligned}$$

为了研究量子参量中的密度、温度和漂移速度, 以及密度梯度和温度梯度对电势的影响, 我们选取致密的天体环境为物理背景. 众所周知在中子星和磁星的大气中, 等离子体的密度

为 $n_0 \sim 10^{26} - 10^{29} \text{ cm}^{-3}$, 磁场强度为 $B_0 \sim 10^9 - 10^{14} \text{ G}$ ($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$), 这里对氦等离子体, 当取

$$n_0 = 1.2 \times 10^{26} \text{ cm}^{-3}, \quad B_0 = 2 \times 10^{12} \text{ G}, \quad (6)$$

对应的参量为

$$\begin{aligned}
 T_{Fe} &= 1.03 \times 10^7 \text{ K}, \quad \rho_s = 2.15 \times 10^{-9} \text{ cm}, \\
 \lambda_{Fe} &= 2.02 \times 10^{-9} \text{ cm}, \quad H = 6.95 \times 10^{-10} \text{ cm}, \\
 f_{ci} &= 1.52 \times 10^{15} \text{ Hz}, \quad c_s = 2.06 \times 10^7 \text{ cm/s}. \quad (7)
 \end{aligned}$$

取 $\nu_{in} = 0.2\pi f_{ci} = 9.58 \times 10^{14} \text{ Hz}$ 和 $v_* = -0.08c_s = 1.65 \times 10^6 \text{ cm/s}$ 时, 可以得到下列无量纲的参量:

$$\begin{aligned}
 H_e &= 0.32, \quad \Lambda = 0.94, \quad \nu = 0.1, \quad u = 0.08, \\
 g_1 &= 0.5, \quad g_2 = 1.18, \quad g_3 = 0.07, \\
 g_4 &= 0.67, \quad g_5 = 0.08, \quad g_6 = 0.02. \quad (8)
 \end{aligned}$$

我们注意到, 固定 $B_0 = 2 \times 10^{12} \text{ G}$, 当 n_0 在 $10^{26} - 10^{29} \text{ cm}^{-3}$ 范围内变化时, 量子参量 H_e 随 n_0 的增大而减小, 并且 $0 < H_e < 1, g_2 > 0$.

3 漂移离子电势的冲击波、爆炸波和旋涡结构

对于描述非均匀量子等离子体的非线性流体动力学方程 (4), 我们得到它如下的冲击解, 爆炸解和旋涡解.

3.1 漂移离子电势的冲击和爆炸波

首先对 (4) 式作行波变换, 设 $\Phi = \Phi(\xi)$, $\xi = k_1 y + k_2 z - k_3 t$, 这里 k_1 和 k_2 是非线性波数, k_3 是波频. 代入方程 (4) 得

$$\begin{aligned}
 & 2k_3(g_6 k_1 - g_1 k_3)(\partial_\xi \Phi)^2 \\
 & + (k_3^2 - g_4 k_2^2 + g_5 k_1 k_3) \partial_\xi^2 \Phi \\
 & + 2k_3(g_6 k_1 - g_1 k_3) \Phi \partial_\xi^2 \Phi + g_3 k_1^2 k_3 \partial_\xi^3 \Phi \\
 & - g_2 k_1^2 k_3^2 \partial_\xi^4 \Phi = 0. \quad (9)
 \end{aligned}$$

设方程 (9) 的解为

$$\begin{aligned}
 \Phi(\xi) &= b_0 + b_1 \tanh(\xi) + b_2 \tanh^2(\xi) \\
 & + \frac{b_3}{\tanh(\xi)} + \frac{b_4}{\tanh^2(\xi)}, \quad (10)
 \end{aligned}$$

其中 b_i ($i = 0, 1, \dots, 4$) 是待定常数. 将 (10) 式代入方程 (9), 取 $\tanh(\xi)$ 各项和它们的导数项的系数为

零, 得到一组关于 k_i 和 b_i 的超定方程组, 解之得到下列两组有意义的解:

$$\begin{aligned} b_0 &= -\frac{12 k_1^2 g_3^2 g_2 + 10 g_5 k_1 g_3 g_2}{2g_3 (10 g_2 k_1 g_6 - g_1 g_3)} - \frac{-100 g_4 g_2^2 k_2^2 + g_3^2}{2g_3 (10 g_2 k_1 g_6 - g_1 g_3)}, \\ b_1 &= \frac{12 g_2 k_1^2 g_3}{10 g_2 k_1 g_6 - g_1 g_3}, \\ b_2 &= \frac{6 g_2 k_1^2 g_3}{10 g_2 k_1 g_6 - g_1 g_3}, \\ b_3 &= 0, \quad b_4 = 0, \quad k_3 = \frac{g_3}{10 g_2}; \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} b_0 &= -\frac{12 k_1^2 g_3^2 g_2 + 10 g_5 k_1 g_3 g_2}{2g_3 (10 g_2 k_1 g_6 - g_1 g_3)} - \frac{-100 g_4 g_2^2 k_2^2 + g_3^2}{2g_3 (10 g_2 k_1 g_6 - g_1 g_3)}, \\ b_3 &= \frac{12 g_2 k_1^2 g_3}{10 g_2 k_1 g_6 - g_1 g_3}, \\ b_4 &= \frac{6 g_2 k_1^2 g_3}{10 g_2 k_1 g_6 - g_1 g_3}, \\ b_1 &= 0, \quad b_2 = 0, \quad k_3 = \frac{g_3}{10 g_2}. \end{aligned} \quad (12)$$

其中 k_1 和 k_2 是任意常数.

将 (11) 式代入 (10) 式得冲击解

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \frac{12 k_1^2 g_3^2 g_2 + 10 g_5 k_1 g_3 g_2}{2g_3 (g_1 g_3 - 10 g_2 k_1 g_6)} \\ &+ \frac{-100 g_4 g_2^2 k_2^2 + g_3^2}{2g_3 (g_1 g_3 - 10 g_2 k_1 g_6)} \\ &- \frac{6 g_2 k_1^2 g_3 (\tanh(\xi))^2}{g_1 g_3 - 10 g_2 k_1 g_6} \\ &- \frac{12 g_2 k_1^2 g_3 \tanh(\xi)}{g_1 g_3 - 10 g_2 k_1 g_6}. \end{aligned} \quad (13)$$

将 (12) 式代入 (10) 式得爆炸解

$$\begin{aligned} \Phi_2 &= -\frac{12 k_1^2 g_3^2 g_2 + 10 g_5 k_1 g_3 g_2}{2g_3 (10 g_2 k_1 g_6 - g_1 g_3)} \\ &+ \frac{-100 g_4 g_2^2 k_2^2 + g_3^2}{2g_3 (10 g_2 k_1 g_6 - g_1 g_3)} \\ &+ \frac{12 g_2 k_1^2 g_3}{(10 g_2 k_1 g_6 - g_1 g_3) \tanh(\xi)} \\ &+ \frac{6 g_2 k_1^2 g_3}{(10 g_2 k_1 g_6 - g_1 g_3) (\tanh(\xi))^2}. \end{aligned} \quad (14)$$

根据漂移速度与密度梯度和温度梯度的关系 $v_* = (-2ck_B T_{Fe}/3eB_0)k_n$, $|k_n| = \frac{3}{2}|k_{T_{Fe}}|$, 我们主要分析密度 (量子参量) 和漂移速度 (密度和温度梯度) 对

静电势的影响. 考察如中子星和磁星大气中的物理环境, 冲击波和爆炸波的静电势随密度和漂移速度的变化. 利用物理参量 (6)—(8) 式, 得图 1—4, 它们分别展示了冲击波和爆炸波的静电势随密度和漂移速度的变化. 由图 1 和图 3 可知, 静电势 Φ_1 的强度和 Φ_2 的宽度, 都随密度的增大 (即随量子参量 H_e 的减小) 而增大, 但由图 2 和图 4 可看出, 随漂移速度的增大 (即随密度和温度梯度的增大) 而减小; 随时空相位 ξ 的增大, Φ_1 和 Φ_2 均趋向于稳定值, 即趋于稳定的状态. 文献 [9] 讨论了有关 Φ_1 的强度随密度变化的趋势, 与本文的结果相类似, 但没有涉及 Φ_1 随漂移速度的关系, 也没有提及爆炸波, 以及 Φ_2 与密度、密度和温度梯度的关系.

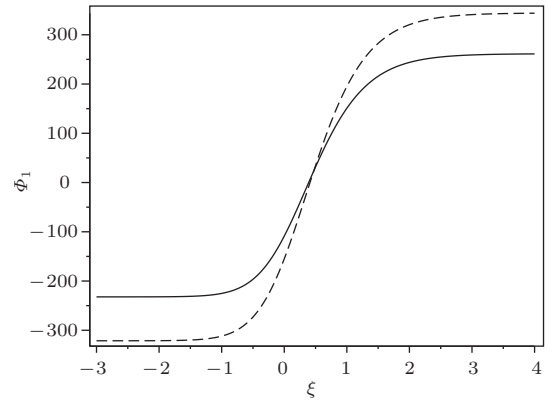


图 1 (13) 式静电势 Φ_1 的强度随密度的变化 (各参量值为 $B_0 = 2 \times 10^{12}$ G, $\nu_{in} = 4.79 \times 10^{15}$ Hz, $v_* = 8.25 \times 10^5$ cm/s, $k_1 = 4$, $k_2 = 2$, $n_0 = 1.2 \times 10^{26}$ cm $^{-3}$ (实线), 和 $n_0 = 4.8 \times 10^{26}$ cm $^{-3}$ (虚线))

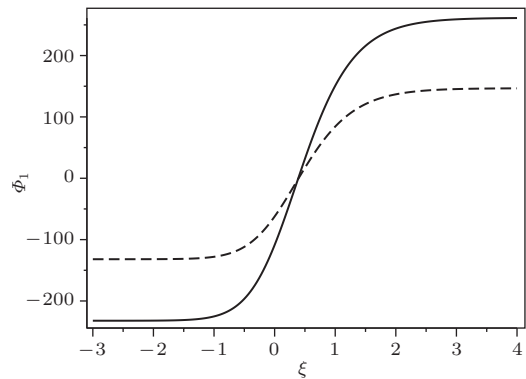


图 2 (13) 式静电势 Φ_1 的强度随漂移速度的变化 (各参量值为 $B_0 = 2 \times 10^{12}$ G, $\nu_{in} = 4.79 \times 10^{15}$ Hz, $n_0 = 1.2 \times 10^{26}$ cm $^{-3}$, $k_1 = 4$, $k_2 = 2$, $v_* = 8.25 \times 10^5$ cm/s (实线), 和 $v_* = 1.24 \times 10^6$ cm/s (虚线))

另外, 在解 (11) 和 (12) 式中, 冲击波和爆炸波的波频 k_3 相等, 取决于 g_2 和 g_3 , 与密度梯度和温度梯度没有直接关系.

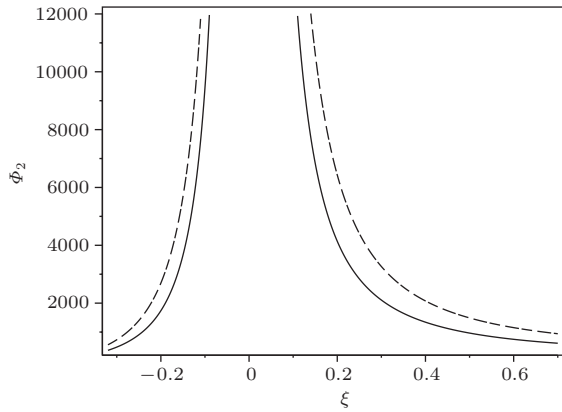


图3 (14) 式静电势 Φ_2 的宽度随密度的变化 (各参量值为 $B_0 = 2 \times 10^{12} \text{ G}$, $\nu_{\text{in}} = 4.79 \times 10^{15} \text{ Hz}$, $v_* = 8.25 \times 10^5 \text{ cm/s}$, $k_1 = 4$, $k_2 = 0.2$, $n_0 = 1.2 \times 10^{26} \text{ cm}^{-3}$ (实线), 和 $n_0 = 9.6 \times 10^{26} \text{ cm}^{-3}$ (虚线))

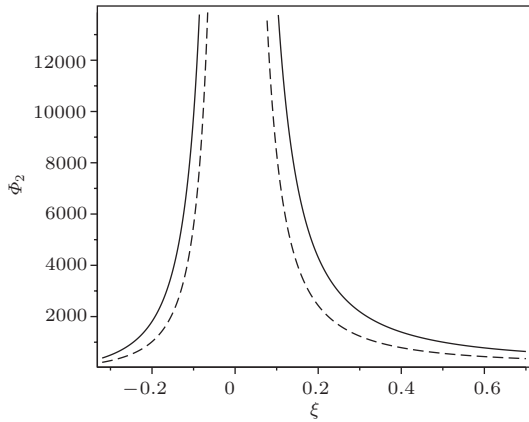


图4 (14) 式静电势 Φ_2 的宽度随漂移速度的变化 (各参量值为 $B_0 = 2 \times 10^{12} \text{ G}$, $\nu_{\text{in}} = 4.79 \times 10^{15} \text{ Hz}$, $n_0 = 1.2 \times 10^{26} \text{ cm}^{-3}$, $k_1 = 4$, $k_2 = 0.2$, $v_* = 8.25 \times 10^5 \text{ cm/s}$ (实线), 和 $v_* = 1.24 \times 10^6 \text{ cm/s}$ (虚线))

3.2 漂移离子电势的旋涡结构

我们运用下列的变换法求 (4) 式的新解. 设

$$\Phi = \Phi_3 = f_1 F(\xi) + f_2 \frac{\partial F(\xi)}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial z}, \quad (15)$$

其中

$$\frac{\partial^2 F(\xi)}{\partial \xi^2} = -\alpha^2 F(\xi), \quad \xi = c_1 z, \quad (16)$$

(16) 式的解为

$$F(\xi) = \eta_1 \sin(\alpha \xi) + \eta_2 \cos(\alpha \xi),$$

$$\frac{\partial F(\xi)}{\partial \xi} = \alpha(\eta_1 \cos(\alpha \xi) - \eta_2 \sin(\alpha \xi)), \quad (17)$$

上式中的 f_1 和 f_2 是 (y, t) 的待定函数, α , η_1 , η_2 是待定常数. 将 (15) 式代入 (4) 式, 并考虑到 (16)

和 (17) 式, 求得

$$f_1 = c_2 e^{c_3(g_6 t - g_1 y)},$$

$$f_2 = c_4 e^{c_5(g_6 t - g_1 y)}, \quad (18)$$

其中

$$c_1 = \frac{\sqrt{g_4 g_6 (g_6 g_2 g_1^2 c_5^2 + g_3 g_1^2 c_5 - g_6 - g_5 g_1)} c_5}{g_4 \alpha},$$

$$c_3 = c_5, \quad (19)$$

$$0 < g_6 g_2 g_1^2 c_5^2 + g_3 g_1^2 c_5 - g_6 - g_5 g_1. \quad (20)$$

将 (17) 和 (18) 式代入 (15) 式, 定得方程 (4) 的解为

$$\Phi_3 = \alpha (\cos(\alpha c_1 z) \eta_1 - \eta_2 \sin(\alpha c_1 z))$$

$$\times c_4 c_1 e^{c_5(g_6 t - g_1 y)}$$

$$+ (\eta_1 \sin(\alpha c_1 z) + \eta_2 \cos(\alpha c_1 z))$$

$$\times c_2 e^{c_3(g_6 t - g_1 y)}, \quad (21)$$

其中 c_1 由 (19) 式决定, c_5 受 (20) 式制约, c_2, c_4, η_1, η_2 和 α 为任意常数. 设 $Y = g_6 t - g_1 y$, 当 $c_5 > 0$ 时, 取 $Y \leq 0$; 当 $c_5 < 0$ 时, 取 $Y > 0$. 以中子星和磁星的大气环境为物理背景, 把 (8) 式的物理参量代入 (20) 式, 可以定得 $c_5 > 2$ 或 $c_5 < -4.6$. 如果分别取 $c_5 = -5 (Y > 0)$, 和 $c_5 = 3.02 (Y \leq 0)$, 则静电势 Φ_3 随 Y 和 z 的变化如图 5 所示. 可见电势的时空分布, 在 Y 方向呈现衰减趋势, 其变化速度由 g_6 决定, 取决于密度梯度和温度梯度的差值, 并最终趋于稳定的状态; 而在外加磁场方向 (z 方向), 电势呈周期性的变化, 出现稳定的旋涡流.

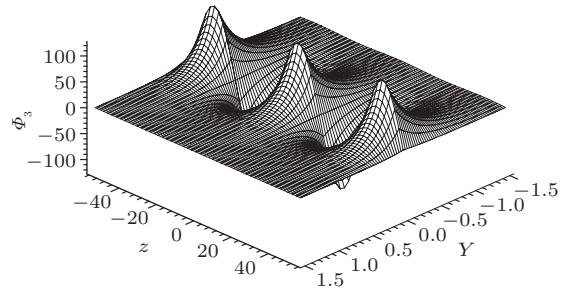


图5 (21) 式静电势 Φ_3 的旋涡分布 (对应的参量值为 $g_1 = 0.5$, $g_2 = 1.15$, $g_3 = 0.075$, $g_4 = 0.67$, $g_5 = 0.08$, $g_6 = 0.02$, $c_2 = 18$, $c_4 = 20$, $\eta_1 = 0$, $\eta_2 = 10$, $c_5 = -5 (Y > 0)$, 和 $c_5 = 3.02 (Y \leq 0)$)

4 结论

获得了具有温度和密度梯度的非均匀量子等离子体系统, 在离子与中子碰撞频率较低情况下的二维非线性流体动力学方程, 求解了该系统电势的冲击、爆炸和旋涡解. 以中子星和磁星的大气环

境为物理背景, 利用 (6)—(8) 式的参量, 分析了电势的冲击波的幅度和爆炸波的宽度的变化, 结果表明两者都随密度的增大 (即随量子参量 H_e 的减小) 而增大, 随漂移速度的增大 (即随密度和温度梯度的增大) 而减小; 静电势随时空相位的增大而趋向于稳定值, 系统最后达到稳定的状态. 对于旋涡结构的静电势, 在 Y 方向呈现衰减趋势, 并最终为稳

定的状态; 而在外加磁场方向 (z 方向) 是周期性的, 呈现稳定的旋涡流. 这些结果对于进一步研究存在显著的量子效应, 且密度和温度梯度不为零的致密物理环境, 具有一定的参考价值. 对于 $d_t \ll \nu_{in}$ 的情况, 将另文讨论.

作者感谢上海交通大学物理系的楼森岳和唐晓艳老师的指导.

-
- [1] Jung Y D 2001 *Phys. Plasmas* **8** 3842
 - [2] Manfredi G, Haas F 2001 *Phys. Rev. B* **64** 075316
 - [3] Kremp D, Bornath T, Bonitz M, Schlanges M 1999 *Phys. Rev. E* **60** 4725
 - [4] Shukla P K, Ali S 2005 *Phys. Plasmas* **12** 114502
 - [5] Tang X Y, Shukla P K 2007 *J. Phys. A: Math. Theor.* **40** 5921
 - Tang X Y, Shukla P K 2008 *Phys. Plasmas* **15** 023702
 - [6] Haas F 2005 *Phys. Plasmas* **12** 062117
 - [7] Haque Q, Mahmood S 2008 *Phys. Plasmas* **15** 034501
 - [8] Masood W 2009 *Phys. Lett. A* **373** 1455
 - [9] Masood W, Karim S, Shah H A, Siddiq M 2009 *Phys. Plasmas* **16** 042108
 - [10] Haque Q, Saleem H 2008 *Phys. Plasmas* **15** 064504
 - [11] Garcia L G, Haas F, de Oliveira L P L, Goedert J 2005 *Phys. Plasmas* **12** 012302
 - [12] Moslem W M, Ali S, Shukla P K, Tang X Y, Rowlands G 2007 *Phys. Plasmas* **14** 082308
 - [13] Yang J R, Tang X Y, Lou S Y 2011 *Phys. Plasmas* **18** 022303

Nonlinear waves in an inhomogeneous quantum plasma*

Mao Jie-Jian¹⁾ Yang Jian-Rong^{1)2)†} Li Chao-Ying¹⁾

1) (*Department of Physics and Electronics, Shangrao Normal University, Shangrao 334001, China*)

2) (*Department of Physics, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200240, China*)

(Received 23 February 2011; revised manuscript received 18 April 2011)

Abstract

For an inhomogeneous quantum magnetoplasma system with density and temperature gradients, a two-dimensional nonlinear fluid dynamic equation is derived in the case where the collision frequency between ions and neutrals is minor. The shock, explosion and vortex solutions of the potential for this system are obtained. The changes of the potential in the dense astrophysical environment are discussed. It is shown that the strength of the shock and the width of the explosion are both enhanced with the density increasing (equivalently, the normalized quantum parameter decreasing), but with the drift velocity decreasing (equivalently, the density and temperature gradients decreasing); the potential always tends to a stable value with the spatiotemporal phase increasing, and the system approaches finally to a stable state. Besides, the temporal and spatial distributions of the vortex potential display a stable and period vortex street.

Keywords: shock, explosion, vortex, drift quantum plasma

PACS: 02.90.+p, 52.35.Mw, 52.35.Fp

* Project supported by the Natural Science Foundation of Jiangxi Province, China (Grant Nos. 2009GZW0026, 2008GZS0045), and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10905038).

† E-mail: sryangjr@163.com