

二维电子体系在高密度下的稳定性

谢涵坤 周世勋 孙 鑫

(复旦大学物理系)

1983 年 8 月 12 日收到

提 要

本文计算了高密度的二维电子体系的边缘能(将二维体系沿某一直线解离成两片时,形成单位长度新边缘所需要的能量)。结果发现,当 $r_s < r_s^{(c)}$ (约 0.415) 时,边缘能变负,从而表明在高密度下,二维电子气的基态有可能发生不稳。我们分别讨论了二维非束缚的电子气和束缚的电子气基态的稳定性,并在一个简化的模型下给出了束缚的电子气基态稳定性的判据。

一、引 言

最近几年,人们对二维电子气表现出很大兴趣,因为二维电子体系在许多方面,例如长程有序^[1]、熔解过程^[2]、电动力学性质^[3]、集体振荡^[4]、磁场中能谱(导致量子 Hall 效应)^[5] 等等,都与三维体系有着定性的差异。而在二维电子气的研究中,多数作者的兴趣又集中在低密度范围。早在三十年代, Wigner^[6] 就指出,在相当低的密度下,电子将排成晶格。这一预言已在二维电子体系中得到证实^[7]。受 Wigner 晶格的启发,不少作者研究了中、低密度下电子气的基态性质,得到了许多有意义的结果^[8-11]。相比之下,高密度下电子气的基态结构就较少受到注意。一般认为,此时电子是均匀分布的。但是,对于金属表面能的研究表明^[12],当电子密度高到一定程度后,表面能将会变负,因而 Fermi 球基态将发生不稳。人们自然要问,在二维电子体系中是否会出现类似的情形? 如果出现这种情形,基态结构又将发生什么变化? 这正是本文所要探讨的问题。

为了研究二维电子体系在高密度下的稳定性,我们计算了二维电子气的边缘能。结果发现,当电子的面密度超过一个临界值(相应于 $r_s^{(c)} \approx 0.415$) 时,边缘能变负,体系将出现不稳定性。如果没有外场的约束,高密度的二维电子气就将发生分裂。我们进而讨论了有外场约束的情形,并且发现,在一个简化的模型下约束势垒的陡度与边缘能的比值,给出了 Fermi 圆基态稳定性的判据。

二、二维电子气的边缘能

二维电子体系是由正电荷背景和电子组成。由于正离子比电子重得多,可将正离子看作是静止的。

现考察如图 1 所示的二维体系的分裂。假定分裂前,体系的总长为 $2L$, 宽为 L' , 其

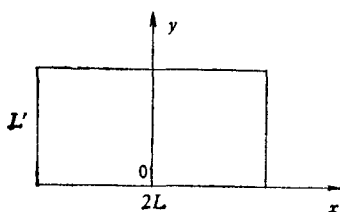


图 1 分裂前的二维体系

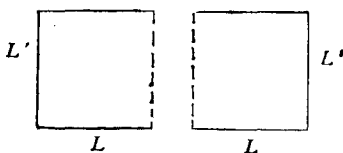


图 2 分裂后的二维体系 虚线代表体系分裂时形成的新边缘

能量为 $E^{(f)}$ 。沿 $x=0$ 的直线分裂后(图 2), 每块的能量为 E , 则边缘能的数值为 $E^{(e)} = \frac{2E - E^{(f)}}{2L'}$ 。由于分裂后, 靠近新边缘处, 电子密度有剧烈的变化, 因此, 要求得体系的边缘能, 就要计算非均匀体系的基态能量。

计算非均匀电子气的基态能量通常有两种方法。一种是 Hohenberg-Kohn 等人发展起来的密度泛函法^[13]。另一种则是 Feenberg-Woo 等人发展起来的相关波函数法^[14]。对于高密度电子气, 由于对基态能量的贡献主要来自动能项, 电子间的相互作用相对地比较弱, 因而可近似地忽略电子间的关联能。此时, 相关波函数法就退化为 Hartree-Fock 近似。这一点, 可从电子气基态能量的一般表式看出。二维电子气的基态能量为^[15]

$$E^{GB}(r_s)/N \cong \frac{1}{r_s^2} - \frac{1.2}{r_s} - 0.38 - 0.172r_s \ln r_s + o(r_s).$$

式中第一项是动能项, 第二项是交换能, 其余则是关联能。在高密度下, 关联能比动能或交换能小得多, 可以忽略。如果我们进而考察波函数的具体形式, 就更容易看清这一点。从电子气的等离子体振荡理论可以知道^[16], 相关波函数的正确形式应为

$$\psi = \left\{ \exp \left[- \sum_{k \leq k_F} V(k) \frac{e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_{ij}}}{2\hbar\omega_p} \right] \right\} |0\rangle \equiv \prod_{ij} e^{-u(r_{ij})/2} |0\rangle.$$

这里 $V(k)$ 是 Conlomb 相互作用势的 Fourier 分量, $|0\rangle$ 则代表单粒子波函数的 Slater 行列式。对于二维电子气, $V(k) = \frac{2\pi e^2}{k}$, $\omega_p \cong \sqrt{\frac{2\pi n e^2}{m}} k^{1/2}$, 因而 $u(r) = \frac{a}{\sqrt{r}} [1 - \varphi(r)]$ 。

其中 $\varphi(r)$ 是一个随 r 增大而迅速下降的函数, 系数 a 则反比于电子密度 n 的平方根。在高密度下, $u(r) \rightarrow 0$ 。据此, 我们在以下的计算中, 采用了 Hartree-Fock 近似。

1. 哈密顿量与能量表达式

为了简单起见, 对于正离子背景, 我们采用果酱 (Tellium) 模型, 这一替换只是对静电能量有些改变, 不会影响电子的量子力学性质(见第四节)。此时, 二维电子气的哈密顿量为

$$H = T + V_{ee} + V_{ei} + W_{ii} \quad (1)$$

其中 T , V_{ee} , V_{ei} 和 W_{ii} 分别代表电子的动能项, 电子间的 Conlomb 相互作用项, 电子与正电背景的相互作用项以及正电背景的 Conlomb 相互作用项。它们分别由下式给出:

$$T = - \sum_i \frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla_i^2, \quad (2)$$

$$V_{ee} = \sum_{i < j} \frac{e^2}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|}, \quad (3)$$

$$V_{ei} = - \sum_i \int d\mathbf{R} \frac{e^2 \rho_+(\mathbf{R})}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}_i|}, \quad (4)$$

$$W_{ii} = \frac{1}{2} \int d\mathbf{R} \int d\mathbf{R}' \frac{e^2 \rho_+(\mathbf{R}) \rho_+(\mathbf{R}')}{|\mathbf{R} - \mathbf{R}'|}. \quad (5)$$

其中, $\rho_+(\mathbf{R})$ 是正电背景的背景密度.

在 Hartree-Fock 近似下, 基态波函数是单电子波函数的 Slater 行列式, 即

$$\psi = \|\varphi_i\|. \quad (6)$$

设此单电子波函数 φ_i 是电子在一势场 $V(\mathbf{r})$ (称它为变分势场) 中运动的单粒子轨道, 它由 Schrödinger 方程决定

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) \right] \varphi_i(\mathbf{r}) = \varepsilon_i \varphi_i(\mathbf{r}). \quad (7)$$

基态能量为

$$E = \langle \psi | H | \psi \rangle / \langle \psi | \psi \rangle. \quad (8)$$

于是, 体系的基态就由下述的变分方程确定:

$$\delta E / \delta V(\mathbf{r}) = 0. \quad (9)$$

为了计算能量, 我们引入 n 粒子分布函数. 其定义为

$$P^{(n)}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n) = \frac{N!}{(N-n)!} \frac{\sum_{\{\sigma\}} \int |\psi|^2 d\mathbf{r}_{n+1} \dots d\mathbf{r}_N}{\sum_{\{\sigma\}} \int |\psi|^2 d\mathbf{r}_1 \dots d\mathbf{r}_N}. \quad (10)$$

其中 $\sum_{\{\sigma\}}$ 代表对自旋求和.

经过简单的整理和归并可以得出, 分裂后的半无限电子气的基态能量为

$$E = T_1 + T_2 + V_{xc} + V_{es}. \quad (11)$$

其中

$$T_1 = \sum_i \varepsilon_i, \quad (12)$$

$$T_2 = - \int P(\mathbf{r}) V(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (13)$$

$$V_{xc} = \frac{e^2}{2} \iint P(\mathbf{r}_1) P(\mathbf{r}_2) \frac{g(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) - 1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2. \quad (14)$$

$$V_{es} = \frac{e^2}{2} \iint \frac{[P(\mathbf{r}_1) - \rho_+(\mathbf{r}_1)][P(\mathbf{r}_2) - \rho_+(\mathbf{r}_2)]}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2. \quad (15)$$

而对关联函数 $g(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ 的定义为

$$P^{(2)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \equiv P(\mathbf{r}_1) P(\mathbf{r}_2) g(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2). \quad (16)$$

容易看出, V_{es} 代表静电能, 而在 Hartree-Fock 近似下, V_{xc} 就代表交换能.

在分裂前, 正负电荷分布都是均匀的: $\rho_+(\mathbf{r}) = P(\mathbf{r}) = n_0$, 而变分势场 $V(\mathbf{r}) = 0$. 此时 $T_2 = 0$, $V_{es} = 0$. 因此,

$$E^{(n)} = T_1^{(n)} + V_{xc}^{(n)}. \quad (17)$$

分裂以后, 左边半块的正电背景为

$$\rho_+(\mathbf{r}) = n_0 \theta(-x). \quad (18)$$

电子将要重新分布, 其密度不再均匀, 但仍保持电中性

$$\int_{-\infty}^{\infty} [P(x) - n_0 \theta(-x)] dx = 0. \quad (19)$$

于是边缘能为

$$E^{(e)} = \frac{2E - E^{(l)}}{2L'} = t_1 + t_2 + V_{xc}^{(e)} + V_{et}^{(e)}. \quad (20)$$

其中

$$t_1 \equiv \frac{2T - T_1^{(l)}}{2L'}, \quad t_2 \equiv \frac{T_2}{L'}, \quad V_{xc}^{(e)} \equiv \frac{2V_{xc} - V_{xc}^{(l)}}{2L'}, \quad \text{而} \quad V_{et}^{(e)} \equiv \frac{V_{et}}{L'}.$$

2. 单粒子本征态

我们选取变分势场 $V(\mathbf{r})$ 为阶梯势

$$V(\mathbf{r}) = V_0 \theta(x - x_0). \quad (21)$$

其中 V_0 是势垒的高度, 并作为变分参量, x_0 是阶梯势的位置, 可由电中性条件确定. 原则上, $V(\mathbf{r})$ 可取任意形式, 除了高度 V_0 外, 还可有一定的宽度 W 和其它变分参量. 数值计算表明, 决定基态能量的主要参量是 V_0 , 所以我们只取了此单参量的变分势能.

在势场 (21) 式中, 方程 (7) 的解为

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2}{2m_e} (k^2 + k_y^2). \quad (22)$$

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{N_n}{\sqrt{L'}} e^{ik_y y} \varphi_k(x). \quad (23)$$

其中

$$\varphi_k(x) = \begin{cases} \sin[kx - \gamma(k)] & (x < x_0), \\ -\sin[\gamma(k)] e^{-k'x} & (x > x_0). \end{cases} \quad (24)$$

$$\gamma(k) = \text{tg}^{-1}(k/k'). \quad (25)$$

$$k' = \left(\frac{2m_e V_0}{\hbar^2} - k^2 \right)^{1/2}. \quad (26)$$

$$N_n = \left[\frac{1}{L \left(1 + \frac{1}{L} \frac{d\gamma}{dk} \right)} \right]^{1/2}. \quad (27)$$

根据边界条件 ($\varphi_k(x)|_{x=-L} = 0$) 以及一维体系无简并的要求, 可得出 k 的量子化条件是

$$k_m L + \gamma(k_m) = m\pi \quad (m = 1, 2, \dots) \quad (28)$$

将 (6) 式代入 (10) 式, 电子的密度为

$$P(x) = 2 \sum_{\text{occ}} |\varphi_i(\mathbf{r})|^2 = \frac{8}{\pi} n_0 \int_0^1 \sqrt{1-z^2} |\varphi_z(x)|^2 dz. \quad (29)$$

其中 $z = k/k_F$, $n_0 = k_F^2/2\pi$ 则是大片电子气的面密度.

3. 动能项

在实际计算时,为了方便起见,我们将坐标原点放在 x_0 上,这时新边缘离开 x_0 的距离为 ΔL ,这可由电中性条件求得

$$\Delta L = \frac{1}{n_0} \int_{-l}^{\infty} P(x) dx - l \quad \left(L \gg l \gg \frac{1}{k_F} \right). \quad (30)$$

由 (12) 和 (22) 式,得到

$$T_1 = \frac{\hbar^2 L L'}{3 m_e \pi^2} \left\{ \frac{3}{8} \pi k_M^4 - \frac{\pi}{2L} k_M^3 + \frac{1}{L} \int_0^{k_M} \frac{3k(2k^2 - k_M^2) \gamma(k)}{\sqrt{k_M^2 - k^2}} dk \right\}. \quad (31)$$

其中 k_M 是 (28) 式决定的 k 的最大值. 由总电子数不变可得

$$k_M = k_F + \frac{1}{2L} (\Delta L - \delta L) k_F - \frac{2}{\pi k_F L} \int_0^{k_F} \gamma(k) \frac{k dk}{\sqrt{k_F^2 - k^2}} + \frac{1}{L}. \quad (32)$$

其中 δL 是在边界 $x = -L$ 上,正电背景的边缘线离开边界的距离. 代入 (31) 式得

$$T_1 = \frac{\hbar^2 L L'}{3 m_e \pi^2} \left\{ \frac{3}{8} \pi k_F^4 + \frac{3\pi}{4L} k_F^4 (\Delta L - \delta L) + \frac{\pi}{L} k_F^3 - \frac{6}{L} \int_0^{k_F} k \gamma(k) \sqrt{k_F^2 - k^2} dk \right\}. \quad (33)$$

由此

$$t_1 = \frac{\hbar^2}{m_e \pi} \left\{ \frac{1}{8} k_F^4 \Delta L + \frac{1}{6} k_F^3 - \frac{2}{\pi} \int_0^{k_F} \gamma(k) \sqrt{k_F^2 - k^2} dk \right\}. \quad (34)$$

而由 (13) 式直接可知

$$t_2 = - \int_0^{\infty} V_0 P(x) dx \quad (35)$$

4. 交换能

对于大片电子气,在 Hartree-Fock 近似下,对关联函数为

$$g_{\text{HF}}(r) = 1 + \frac{1}{k_F^2} \int_0^{2k_F} k \left[-\frac{2}{\pi} \arccos \left(\frac{k}{2k_F} \right) + \frac{k}{\pi k_F^2} \sqrt{k_F^2 - \frac{k^2}{4}} \right] J_0(kr) dk. \quad (36)$$

由此可近似地算出分裂后的电子气的交换能为

$$V_{xc} = \frac{e^2}{2} \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 P(x_1) P(x_2) \frac{g(r_{12}) - 1}{r_{12}}.$$

因而,

$$\begin{aligned} V_{xc}^{(c)} &= \frac{e^2 n_0^2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dx_1 \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy_{12} \left[\frac{P(x_1) P(x_2)}{n_0^2} - \theta(-x_1) \right] \frac{g(r_{12}) - 1}{r_{12}} \\ &= e^2 n_0^2 \left\{ \int_{-\infty}^0 dx_1 \int_0^{\infty} dx_2 \int_0^{\infty} dy_{12} \frac{1 - g(r_{12})}{r_{12}} \right. \\ &\quad \left. - 2 \int_{-\infty}^{\infty} dx_1 f(x_1) \int_{-\infty}^0 dx_2 \int_0^{\infty} dy_{12} \frac{1 - g(r_{12})}{r_{12}} \right. \\ &\quad \left. - \int_{-\infty}^{\infty} dx_1 f(x_1) \int_{-\infty}^{\infty} dx_2 f(x_2) \int_0^{\infty} dy_{12} \frac{1 - g(r_{12})}{r_{12}} \right\} \end{aligned} \quad (37)$$

注意,在 (37) 式中,我们已经对 x 坐标作了平移,选取新边缘线的位置作为 x 轴的坐标原点,而电子的密度分布则写为

$$P(\mathbf{r}) = n_0[\theta(-x) + f(x)]. \quad (38)$$

这里 $f(x)$ 代表由于边缘的存在而引起的电子密度的改变。

5. 静电能

静电能的计算是平凡的。我们只列出最终的表式：

$$V_{ee}^{(e)} = \frac{e^2 n_0^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dx_1 \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \left\{ \left[\int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{f(x)(x_1 - x)}{(x_1 - x)^2 + z_1^2} \right]^2 + \left[\int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{f(x)z_1}{(x_1 - x)^2 + z_1^2} \right]^2 \right\}. \quad (39)$$

6. 数值计算

表 1 列出在不同密度下算得的边缘能。

表 1

r_s	0.50	0.42	0.41	0.40
$t = t_1 + t_2$	-1.2318	-2.0778	-2.2341	-2.4059
$V_{xc}^{(e)}$	1.3597	1.9269	2.0223	2.1246
$V_{ee}^{(e)}$	0.1233	0.1747	0.1833	0.1926
$E^{(e)}$	0.2512	0.0238	-0.0281	-0.0887

* 能量单位为 $\text{Ry}/\text{\AA}$ 。

当 $r_s \cong 0.415$ 时, $E^{(e)}$ 的数值由正变负。因此, $r_s \cong 0.415$ 就是临界密度 $r_s^{(c)}$ 。与这一数值相应的电子面密度为 $n = 6.60 \times 10^{16}(\text{cm}^{-2})$ 。目前, 实际的二维电子体系的密度是: 液氮表面的电子单层, $n_H \sim 10^9(\text{cm}^{-2})$, MOS 界面半导体的反型层中电子的最大密度 $n_I \sim 10^{14}(\text{cm}^{-2})$ 。我们算得的临界密度比现有实际体系的最高密度高出两个数量级。

由表 1 可看出, 边缘能变负是由动能项的贡献引起的。分析单电子轨道 $\varphi_k(x)$, 便可找出其中的物理原因。由 (24) 式可见, 当存在势场 $V(\mathbf{r})$ 时, $\varphi_k(x)$ 在 $x < 0$ 处是正弦波, 而在 $x > 0$ 处则呈指数下降。电子的动能密度是正比于 $|\nabla\varphi|^2$ 的, 因此, 在 $x > 0$ 处, 电子的动能密度可以比振荡的平面波态低。另一方面, 当存在势场 $V(\mathbf{r})$ 时, 波矢 k 满足的关系为 $kl = m\pi - \gamma(k)$, 而对于大片电子气, $k^{(0)}l = m\pi$ 。由于 $\gamma(k) = \text{tg}^{-1}(k/k') > 0$, 因而在有了势场 $V(\mathbf{r})$ 后, 体系的每个能级都略低于大片体系的相应能级。由此可见, 边缘的存在可使体系的总动能下降。

在中、低密度下, 边缘所引起的动能下降较小, 而交换和静电能的增加较大, 边缘能保持正值。到了高密度下, 情况恰恰相反, 边缘能就变负了。

三、高密度下电子气基态的稳定性

1. 非束缚的电子气

本文计算表明, 当二维电子气的面密度高于某一临界数值 ($r_s \leq r_s^{(c)}$) 时, 边缘能变

负, 电子气将连同正电荷背景一起发生分裂. 如果没有外场的约束, 体系便不能保持稳定.

2. 束缚的电子气

要想维持高密度 ($r_s < r_s^{(c)}$) 的电子气, 必须依靠外场的约束. 我们假定这种约束可用电子气边界上的势垒来代表. 我们首先讨论四周都是无限高势垒 (即刚性壁) 的情形, 然后讨论非刚性壁的情形.

(1) 刚性壁的情形

当 $r_s < r_s^{(c)}$ 时, 由于边缘能变负, 原先均匀分布的电子气, 似乎有可能发生分裂. 但是, 在刚性壁的约束下, 这种分裂是不会发生的. 其原因在于, 此时体系的面积不可能膨胀. 假如体系发生分裂, 则由于电子密度的升高而引起的体系动能的增加大大超过由于边缘能变负而引起的能量的下降.

我们考虑最简单的情形. 假定体系一分为二, 则容易求得体系分裂后的能量与 Fermi 圆基态能量之差为

$$\Delta E \cong 2L' \left[1.14 \frac{1}{r_s^2} - |E^{(c)}| \right]. \quad (40)$$

当 $r_s = 0.40$ 时, $|E^{(c)}| \sim 0.1$, 因此显然有 $\Delta E > 0$. 当 r_s 进一步减小时, ΔE 还将增大, 因而, 体系的 Fermi 圆基态仍能保持稳定.

(2) 非刚性壁的情形

假定电子气被束缚在如图 1 所示的矩形内, 但在边界上, 势垒具有一定的梯度, 如图 3 所示.

设当体系分裂前, 边界附近的边缘线位于 $-L_1$. 电子气分裂后, 电子就要被挤向两边, 使边缘线的位置移动 Δ . 被挤向两边的那部分电子的势能将增大, 而边缘能又将引起体系能量的降低, 这两者之间竞争的结果, 决定了体系的基态结构. 设势垒的梯度为 dV/dx , 则体系分裂引起的电子势能的增大为

$$\Delta E_1 = 2 \cdot \frac{dV}{dx} \cdot \Delta \cdot (L' \cdot \Delta) \cdot n_0. \quad (41)$$

而边缘能对体系能量下降的贡献为

$$\Delta E_2 = 2 \cdot |E^{(c)}| \cdot L'. \quad (42)$$

显然, 当 $\Delta E_1 > \Delta E_2$ 时, Fermi 圆基态将保持稳定, 反之, 则将发生分裂. 由此我们得到, 稳定性的判据是

$$\frac{dV}{dx} > \frac{|E^{(c)}|}{n_0 \Delta^2}. \quad (43)$$

(43) 式意味着, 对于高密度的二维束缚电子气, 仅当体系边界的约束力大于体系的边缘张力时, 才能保持 Fermi 圆基态的稳定. 否则, 均匀电子气就将连同正电背景一起不断发生分裂, 直到边缘张力与约束力达到平衡为止. 这时, 电荷分布不再均匀, 体系出

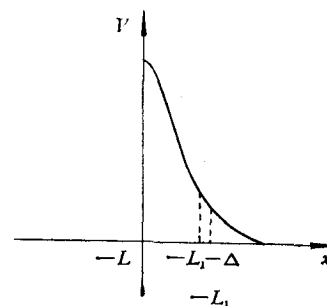


图 3

$-L_1$ 是体系分裂前, 边缘线的位置;
 $-L_1 - \Delta$ 则是体系分裂后, 边缘线的位置; 在 $x = L$ 处, 情况完全相似.

现一种类似于静态电荷密度波^[17] 的新基态。

四、讨 论

我们计算了高密度二维电子气的边缘能。结果发现,当 $r_s < r_s^{(c)}$ (约 0.415) 时,边缘能变负,表明 Fermi 圆基态有可能发生不稳。对于高密度的情况,可采用 Hartree-Fock 近似,如要进一步计算中、低密度下的边缘能,就要考虑电子之间的关联,这可采用相关波函数法。在高密度下,可以预期,相关波函数方法所得的结果,与我们现在所得的结果相比,不会有很大的差异,因为在 $r_s < 0.415$ 时,关联能已比动能和交换能小得多。此外,我们在计算中采用了“果酱”模型,而没有考虑正电背景离散性所带来的影响。由于离散性正离子对解理能的贡献 (通过静电能) $\sim n \sim k_F^3 \sim \frac{1}{r_s^3}$, 而电子动能的贡献 $\sim k_F^2 \sim \frac{1}{r_s^2}$, 在高密度下,前者的影响是次要的。因而,进一步计入分立正离子的修正,只是在数值结果上有些小改变,不会影响当密度增加时边缘能由正变负的结论,这一点是与中、低密度的情形不同的。

由于在实验上,还未能获得很高密度的二维电子体系,我们对于束缚电子气基态稳定性的讨论还只是十分粗略的。我们期望我们的讨论能引起人们进一步研究这一问题的兴趣。

当我们在 PDP-11 计算机上工作时,得到了物理二系王根福同志的很大帮助,在此,我们表示深切的谢意。

参 考 文 献

- [1] J. Kosterlitz and D. Thouless, *J. Phys. C*, **6** (1973), 1181.
- [2] D. Nelson and B. Halperin, *Phys. Rev. B*, **19** (1979), 2457.
- [3] A. Fetter, *Ann. Phys. (N. Y.)* **81** (1973), 367.
- [4] C. Grimes, *Phys. Rev. Lett.*, **36** (1976), 145.
- [5] K. Klitzing, *Festkörperprobleme*, XXI (1981), 1.
- [6] E. P. Wigner, *Phys. Rev.*, **46** (1934), 1002.
- [7] C. Grimes and G. Adams, *Phys. Rev. Lett.*, **42** (1979), 795.
- [8] D. Cerpley, *Phys. Rev. B*, **18** (1978), 3126.
- [9] L. M. Sand, J. H. Rose and H. B. Shore, *Phys. Rev. B*, **21** (1980), 2739.
- [10] P. F. Maldague and D. M. Nicholson, *Physica B and C* **99** (1980), 250.
- [11] Daijiro Yoshioka and Hidetoshi Fukuyama, *J. Phys. Soc. Jap.* **47** (1979), 394.
- [12] 孙 鑫、李铁城、吴家玮, *物理学报*, **31**(1982), 1475; X. Sun, T. Li, M. Farjam and C. W. Woo, *Phys. Rev. B*, **27** (1983), 3913.
- [13] P. Hohenberg and W. Kohn, *Phys. Rev.* **136** (1964), B864; W. Kohn and L. J. Sham, *Phys. Rev.*, **140** (1965), A1133; N. D. Lang and W. Kohn, *Phys. Rev. B*, **1** (1970), 4555.
- [14] E. Feenberg, *Theory of Quantum Fluid*, (1969); C. W. Woo, *Physics of Liquid and Solid Helium*, (1976).
- [15] A. K. Rajagopal and John C. Kimball, *Phys. Rev. B*, **15** (1977), 2819.
- [16] D. Pines, *Elementary Excitations in Solids*, (1963).
- [17] A. W. Overhauser, *Phys. Rev.*, **167** (1968), 691.

THE STABILITY OF 2-DIMENSIONAL ELECTRON GAS AT HIGH DENSITY

XIE HAN-KUN ZHOU SHI-XUN SUN XIN

(Department of Physics, Fudan University)

ABSTRACT

The edge energy of the 2-dimensional electron gas with high density is calculated, here the edge energy implies the energy which is needed to form a unit length of new edge when a 2-dimensional infinite homogeneous electron system is cleft into two pieces of semi-infinite electron systems. It is found that, for $r_s < r_s^{(c)} \approx 0.415$, the edge energy becomes negative, indicating that at high enough density the ground state of the 2-dimensional electron gas can be unstable. The stability of the ground state of the bound and unbound 2-dimensional electron gas is discussed and a criterion for the ground-state stability of the bound 2-dimensional electron gas is obtained for a simplified model.