

## 一种平行栅碳纳米管阵列阴极的场发射特性研究\*

雷达<sup>†</sup> 孟根其其格 张荷亮 智颖飙

(内蒙古大学鄂尔多斯学院, 鄂尔多斯 017000)

(2013年7月4日收到; 2013年9月26日收到修改稿)

建立一种平行栅碳纳米管阵列阴极, 利用悬浮球模型和镜像电荷法进行计算, 给出碳纳米管顶端表面电场与电场增强因子的解析式. 在此基础上, 进一步分析器件各类参数以及接触电阻对阴极电子发射性能的影响. 分析表明, 碳纳米管间距大约为 2 倍碳纳米管高度时阵列阴极的分布密度最佳, 靠边缘部位的碳纳米管发射电子能力比其中心部位的大; 除碳纳米管的长径比之外, 栅极宽度和栅极间距也对电场增强因子有一定作用; 接触电阻的存在大幅度降低碳纳米管顶端表面电场与发射电流, 而接触电阻高于 800 k $\Omega$  时, 器件对阳极驱动电压的要求更高.

**关键词:** 平行栅碳纳米管阵列, 悬浮球, 场增强因子, 接触电阻

**PACS:** 85.45.Bz, 81.07.De, 85.45.Db

**DOI:** 10.7498/aps.62.248502

## 1 引言

冷阴极是场发射器件的核心, 由于碳纳米管具有独特的准一维结构和优异的物理化学性质, 成为真空微纳电子领域的研究热点之一<sup>[1,2]</sup>. 碳纳米管具有非常大的长径比, 且在较低的电压下能获得巨大的表面电场, 使电子能够通过隧道效应逸出表面, 而形成较大的发射电流密度, 因此有望在场发射平板显示器件、纳米传感器件、真空微波器件、高亮度光源等电子器件中具有潜在的应用<sup>[3-7]</sup>. 近几年, 随着碳纳米管场发射阴极制备工艺的提高, 人们通过电泳镀银或镀其他金属颗粒的方法获得了金属化碳纳米管阴极<sup>[8,9]</sup>.

带栅极结构的碳纳米管冷阴极器件, 能够通过栅极偏压的调制实现低阳极驱动电压与高发射电流的目标<sup>[10-12]</sup>, 尤其背栅极和平栅极碳纳米管冷阴极的制备工艺较简单, 容易实现大面积, 因此在场发射冷阴极器件研究中具有重要意义. 不过, 由于器件自身结构的复杂性, 其发射体附近的电场及发射电流等与场发射有关的重要物理量不易计算. 有限元法或数值计算法是对器件场发射性能进行

模拟分析的较有效方法之一<sup>[13,14]</sup>, 而在器件性能的优化设计和实际制备工艺中还需要更多理论模型、速算方法以及分析结果的指导. 目前在不计发射体与阴极平板之间的接触电阻情况下的关于圆栅孔单根纳米线(或碳纳米管)的计算报道<sup>[15,16]</sup>较多, 但是, 多数碳纳米管冷阴极器件都以碳纳米管阵列为阴极, 而且栅孔形状也多种多样, 除了碳纳米管长径比之外, 碳纳米管阵列密度、栅极尺寸等器件结构参数也较大地影响着阴极场发射特性<sup>[17-20]</sup>, 并且碳纳米管与阴极基板之间还存在着接触电阻, 这些对阴极电子发射都具有一定的影响.

本文基于实际器件结构建立一种平行栅碳纳米管阵列阴极模型, 利用悬浮球模型和镜像电荷法对碳纳米管尖端附近电场进行计算, 并给出碳纳米管顶端表面电场与场增强因子的解析式. 在此基础上, 分析碳纳米管发射体自身尺寸、栅极宽度、栅极间距、碳纳米管的分布位置以及邻近发射体之间的距离等几何参数对碳纳米管顶端表面电场与电场增强因子的作用, 从而获得最佳碳纳米管分布密度. 另外, 结合 Fowler-Nordheim (F-N) 理论公式<sup>[21]</sup>, 进一步分析栅极偏压与接触电阻对碳纳米

\* 国家自然科学基金(批准号: 61261004)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: leida126@126.com

管顶端表面电场以及发射电流的影响. 本文研究结果对于一些带栅极碳纳米管冷阴极器件的优化设计与制备工艺可提供具有参考价值的数据.

## 2 器件模型的建立

在一般情况下, 平行栅碳纳米管阵列阴极的阴极与栅极相互交叉并且基本平行设置在同一平面上, 栅极长度比栅极宽度与阴极宽度大得多, 而且每个阴极单元之间的距离都较远 (一般设定为几百微米左右)<sup>[12]</sup>, 因此可以认为栅极长度是无限长, 每个阵列阴极单元之间互不影响地独立发射电子. 于是, 我们建立如下阴极模型: 在相互平行的无限大的阳极平板与阴极基板之间具有无限长条状碳纳米管阵列阴极和与其平行的两条无限长条状栅极平板, 碳纳米管阵列的顶部与栅极处于同一平面上, 条状碳纳米管阵列阴极处于两个条状栅极的中间, 并且在阴极中心线上具有一行碳纳米管; 碳纳米管在阴极基板上沿阴极中心线两侧等距对称分布, 每根碳纳米管均与阴极垂直, 碳纳米管顶部是半径为  $r_0$  的半球体, 碳纳米管顶部高度为  $h + r_0$ , 半径为  $r_0$ ; 假设碳纳米管为金属性导体, 其下部与阴极接触良好, 接触电阻为  $R_c$ , 阴极与阳极间距为  $d_a$ , 阴极与栅极间距为  $d_g$ , 阴极接地, 栅极和阳极偏压分别为  $V_g$  和  $V_a$ ; 另外, 在场发射过程中不考虑空间电荷的库仑作用以及每个栅孔对其周围其他碳纳米管阵列的影响, 并且器件几何参数之间满足以下关系:  $d_a \gg h$  和  $d_g, h \gg r_0$ , 如图 1 所示.

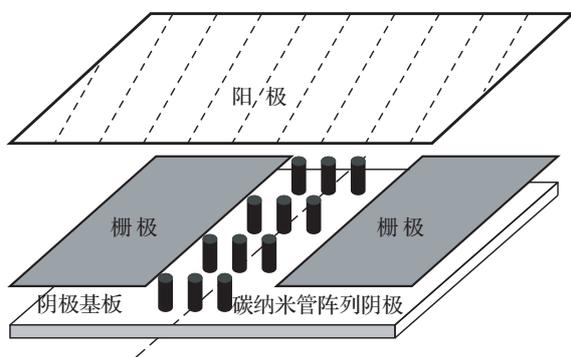


图 1 平行栅碳纳米管阵列阴极的一个阴极单元模型

为计算方便, 我们还给出了上述平行栅碳纳米管阵列阴极的一个阴极单元的二维截面图, 图中给出碳纳米管间距为  $L$ , 从阴极中心线上的碳纳米管

顶端到栅极边缘距离为  $H$ , 即栅极间距为  $2H$ , 栅极宽度为  $a$ , 如图 2 中所示.

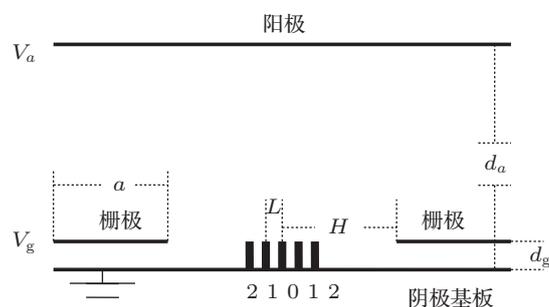


图 2 平行栅碳纳米管阵列阴极的一个阴极单元的二维计算模型

## 3 碳纳米管顶端附近的电势与电场计算

在场发射过程中发射体尖端表面电场的强弱决定着器件电子发射能力的优劣, 场发射器件的性能分析均在给出发射体表面附近电场的基础上进行. 以下首先要计算不考虑接触电阻时的碳纳米管尖端表面附近的电势与电场.

在上述器件结构模型中, 根据电场叠加原理, 可认为碳纳米管顶端表面附近的电势等于在无栅极情况下的二极管结构中的碳纳米管顶端表面附近的电势与栅极在碳纳米管顶端表面附近的同一点独立产生的电势之和. 以下先计算在二极管结构中的碳纳米管顶端表面附近的电势.

碳纳米管顶端是半径为  $r_0$  的半金属球, 电子发射过程中绝大部分电荷都集中于碳纳米管顶端表面附近, 所以可采用在阴极平板上面带  $-Q$  电荷的金属悬浮球<sup>[15,22,23]</sup>来代替碳纳米管发射体. 因为碳纳米管自身直径很小, 可认为它是接地的准一维导线, 从惟一性定理可知, 它的存在不影响碳纳米管顶端表面附近的电势与电场分布. 为计算无栅极情况下的碳纳米管阵列发射体尖端表面附近电势, 本文建立了更简化的碳纳米管阵列等效场致电子发射模型——平板阴极基板上的悬浮球模型, 如图 3 所示.

图 4 表示悬浮球阵列模型对应的阴极平面的镜像电荷分布. 结合上述模型, 利用镜像电荷法先计算出单根碳纳米管表面附近的电势分布. 当两极板间距较远 (即  $d_a \gg h$ ) 时, 可以忽略极板间距  $d_a$  对碳纳米管表面附近电场的作用, 此时与各悬浮球

的表面电荷  $-Q$  相对应的最邻近镜像电荷  $+Q$  只有一个, 它与各悬浮球上的电荷  $-Q$  对称于阴极平板.

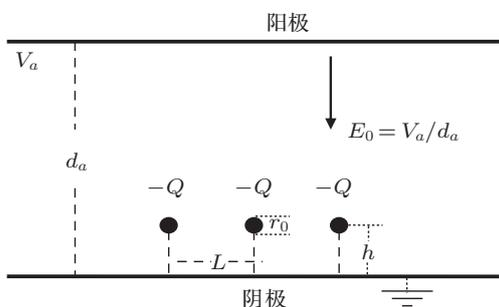


图3 二极管结构中的碳纳米管阵列悬浮球模型

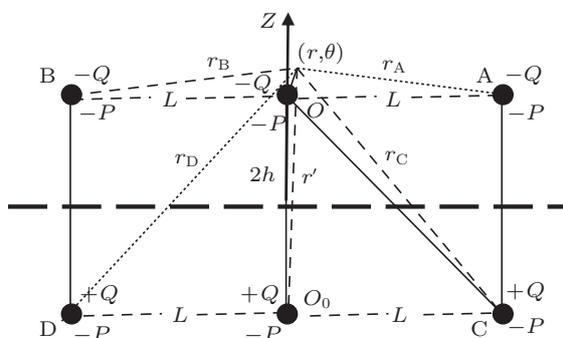


图4 镜像电荷分布平面示意图

采用球坐标系, 原点选择在悬浮球的球心上, 则根据 Miller 等<sup>[22]</sup> 的报道, 独立的单根碳纳米管顶端表面附近的电势可表示为

$$\Phi_0(r, \theta, Q) = \frac{-Q(1-r/2h)}{4\pi\epsilon_0 r} + E_0 h + E_0 r \cos \theta - \frac{p \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad (1)$$

式中,  $\epsilon_0$  为真空介电常数,  $E_0 = V_a/d_a$ ,  $-p$  是电荷  $-Q$  与其镜像电荷  $+Q$  的电偶极矩,  $r$  和  $\theta$  是坐标变量.

考虑其他悬浮球表面电荷  $-Q$  与其相对应的最邻近镜像电荷  $+Q$  的作用时, 为确保阴极电势保持为零, 我们假设具有两层电荷, 即: 一层是由处于其他悬浮球中心的电荷  $-Q$  与电偶极矩  $-p$  组成的上电荷层, 另一层是由处于其他悬浮球中心镜像位置的电荷  $+Q$  与电偶极矩  $-p$  组成的下电荷层. 根据图 4, 对于电荷 A 成立下式:

$$r_A = \sqrt{r^2 + L^2 - 2rL \cos \theta_A},$$

其中  $\theta_A$  是  $r$  和  $OA$  方向 (即  $L$  方向) 之间的夹角. 对此式的泰勒展开式保留  $r/L$  的一次项而得,

$$1/r_A = (1 + r \cos \theta_A/L)/L.$$

然后, 对其对称电荷 B 也同样得到

$$1/r_B = (1 + r \cos \theta_B/L)/L,$$

其中  $\theta_B$  是  $r$  和  $OB$  方向之间的夹角,  $\cos \theta_B = -\cos \theta_A$ . 因此得

$$(1/r_A + 1/r_B) = 2/L.$$

利用同样方法, 对电荷 C 和 D 也得到式

$$(1/r_C + 1/r_D) = 2/\sqrt{L^2 + (2h)^2}.$$

如果  $m, n$  分别代表  $x, y$  方向上的整数, 将上电荷层上的任意点的坐标可以表示为  $(mL, nL, 0)$ , 在下电荷层上的任意点的坐标可以表示为  $(mL, nL, -2h)$ , 则根据上述分析方法, 在上电荷层上的任意两个对称点 E  $(mL, nL, 0)$  和 F  $(mL, -nL, 0)$  满足

$$(1/r_E + 1/r_F) = 2/L\sqrt{m^2 + n^2},$$

在下电荷层上的任意两个对称点 G  $(mL, nL, -2h)$  和 H  $(mL, -nL, -2h)$  满足

$$(1/r_G + 1/r_H) = 2/L\sqrt{m^2 + n^2 + (2h/L)^2}.$$

基于上述分析方法, 对于  $(2N+1) \times (2N+1)$  的碳纳米管阵列矩阵来讲, 在上电荷层上的所有电荷在  $(r, \theta)$  点处产生的电势为

$$\frac{-Q}{\pi\epsilon_0 L} \sum_{n=0}^N \sum_{m=1}^N \frac{1}{\sqrt{m^2 + n^2}},$$

在下电荷层上的所有电荷在  $(r, \theta)$  点处产生的电势为

$$\frac{Q}{\pi\epsilon_0 L} \sum_{n=0}^N \sum_{m=1}^N \frac{1}{\sqrt{m^2 + n^2 + (2h/L)^2}}.$$

由以上计算可得在两层电荷层上的所有电荷在  $(r, \theta)$  点处产生的电势为

$$\Phi_1 = \frac{-Q}{\pi\epsilon_0 L} \sum_{m=0}^N \sum_{n=1}^N \left[ \frac{1}{\sqrt{m^2 + n^2}} - \frac{1}{\sqrt{m^2 + n^2 + (2h/L)^2}} \right].$$

若假设

$$K = \sum_{m=0}^N \sum_{n=1}^N \left[ \frac{4}{\sqrt{m^2 + n^2}} - \frac{4}{\sqrt{m^2 + n^2 + (2h/L)^2}} \right] > 0,$$

则上式可以写成

$$\Phi_1 = -QK/4\pi\epsilon_0 L.$$

根据 Wang 等<sup>[23]</sup> 的报道, 上述各层上的所有电偶极矩在  $(r, \theta)$  点上产生的电势之和为零. 因此, 结合

(1) 式的结果, 获得在  $(2N + 1) \times (2N + 1)$  的碳纳米管阵列矩阵中碳纳米管顶端表面附近的电势:

$$\Phi_2(r, \theta, Q) = \frac{-Q(1 - r/2h)}{4\pi\epsilon_0 r} + E_0 h + E_0 r \cos \theta - \frac{p \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 r^2} + \frac{-QK}{4\pi\epsilon_0 L}. \quad (2)$$

接着, 计算栅极对碳纳米管阵列矩阵中的碳纳米管顶端表面附近电势的贡献. 假设在阴极中心线上排列的碳纳米管的排号为零, 且向两侧依次排号到第  $N$  为止, 即阴极宽度为  $2NL$ , 两条无限长均匀带电条状栅极与碳纳米管顶端处于同一平面上. 由静电场理论可知, 均匀带电无限长直导线在距离其中心  $x$  处产生的电场强度为  $\frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 x}$ , 此处的电势可表示为  $-\frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln x$ , 其中  $\lambda$  为长直导线的电荷分布密度. 若栅极电荷密度为  $+\delta$  栅极边缘是直径为  $2R$  (等于栅极厚度  $2R \ll h$ ) 的半圆柱体, 则宽度为  $a$  的均匀带电条状薄栅极在距离其边缘中心  $b$  处的碳纳米管顶端附近产生的电势为

$$V_1 = \int_b^{(b+a)} -\frac{\delta}{2\pi\epsilon_0} \ln(x) dx = \frac{\delta}{2\pi\epsilon_0} \left[ a + \ln \frac{b^b}{(a+b)^{(a+b)}} \right],$$

同样还可以写出阴极另一侧的宽度为  $a$  的均匀带电条状薄栅极在该点上的电势,

$$V_2 = \int_{(2H-b)}^{(2H+a-b)} -\frac{\delta}{2\pi\epsilon_0} \ln(x) dx = \frac{\delta}{2\pi\epsilon_0} \left[ a + \ln \frac{(2H-b)^{(2H-b)}}{(2H+a-b)^{(2H+a-b)}} \right].$$

因此, 阴极两侧的栅极对碳纳米管阵列矩阵中的碳纳米管顶端表面附近产生的电势为

$$V = V_1 + V_2 = \frac{\delta}{2\pi\epsilon_0} \left[ 2a + \ln(2H-b)^{(2H-b)} b^b - \ln(2H+a-b)^{(2H+a-b)} (a+b)^{(a+b)} \right]. \quad (3)$$

由于栅极是电势为  $V_g$  的等势体, 在栅极边缘处 ( $b = R$  时) 电势恒等于  $V_g$ , 由此可得

$$\delta = 2\pi\epsilon_0 V_g \left( 2a + \ln(2H-R)^{(2H-R)} \cdot R^R - \ln(2H+a-R)^{(2H+a-R)} \cdot (a+R)^{(a+R)} \right)^{-1}.$$

若 (3) 式表示栅极在阴极中心线右侧的第  $i$  个碳纳米管顶端附近的电势, 则根据图 2 中给定的参

数, 可以写成  $b \cong H - iL$ , 将此式代入 (3) 式可得

$$V_i = \frac{\delta}{2\pi\epsilon_0} \left[ 2a + \ln(H+iL)^{(H+iL)} (H-iL)^{(H-iL)} - \ln(H+a+iL)^{(H+a+iL)} - \ln(a+H-iL)^{(a+H-iL)} \right]. \quad (4)$$

基于电场叠加原理, 对 (2) 和 (4) 式进行求和, 从而给出平行栅碳纳米管阵列中的从阴极中心线向右数第  $i$  个碳纳米管顶端表面附近的电势:

$$\Phi_i(r, \theta, Q) = \frac{-Q_i(1 - r/2h)}{4\pi\epsilon_0 r} + E_0 h + E_0 r \cos \theta - \frac{p \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 r^2} + \frac{-Q_i K}{4\pi\epsilon_0 L} + \frac{\delta}{2\pi\epsilon_0} \left[ 2a + \ln(H+iL)^{(H+iL)} (H-iL)^{(H-iL)} - \ln(H+a+iL)^{(H+a+iL)} - \ln(H+a-iL)^{(H+a-iL)} \right]. \quad (5)$$

在碳纳米管顶端表面上 ( $r = r_0$  时) 电势为零, 由该边界条件给出,

$$Q_i = 4\pi\epsilon_0 r_0 \left\{ E_0 h + \frac{\delta}{2\pi\epsilon_0} \left[ 2a + \ln(H+iL)^{(H+iL)} (H-iL)^{(H-iL)} - \ln(H+a+iL)^{(H+a+iL)} (H+a-iL)^{(H+a-iL)} \right] \right\} \times (1 - r_0/2h + Kr_0/L)^{-1},$$

$$p = 4\pi\epsilon_0 r_0^3 \frac{V_a}{d_a}.$$

基于电势梯度公式  $E = -\nabla\Phi$ , 可以给出碳纳米管顶端表面的电场强度:

$$E = E_r = -\frac{\partial\Phi}{\partial r} \Big|_{r=r_0}^{\theta=0} = -\left[ \left( 3 + \frac{\rho}{X} \right) \cdot E_0 + Y \cdot V_g \right], \quad (6)$$

式中,  $\rho = h/r_0$  是碳纳米管的长径比, 系数  $X$  与  $Y$  是由器件几何参数决定的量, 可用下式表示:

$$X = (1 + Kr_0/L - r_0/2h),$$

$$Y = \frac{\left[ 2a + \ln \frac{(H+iL)^{(H+iL)} (H-iL)^{(H-iL)}}{(H+a+iL)^{(H+a+iL)} (H+a-iL)^{(H+a-iL)}} \right]}{r_0 X \left[ 2a + \ln \frac{(2H-R)^{(2H-R)} R^R}{(2H+a-R)^{(2H+a-R)} (a+R)^{(a+R)}} \right]}.$$

#### 4 场增强因子计算

电场增强因子是表示冷阴极器件场发射性能优劣的重要参数之一, 被定义为发射体表面局

域电场强度大小与外加宏观电场强度之比<sup>[19]</sup>,  $\beta = E/E_0$ . 在上述器件模型中, 可认为外加宏观电场为  $E_0 = V_a/d_a$ , 则与 (6) 式相结合, 可以给出碳纳米管顶端表面的电场增强因子:

$$\beta = \left| \frac{E}{E_0} \right| = 3 + \frac{\rho}{X} + W, \quad (7)$$

式中,  $W = Y \cdot d_a V_g / V_a$ , 表示栅极对场增强因子的贡献.

### 5 结果与讨论

对于实际器件, 影响其场发射性能的因素众多, 首先阴极自身结构参数是主要因素之一. 以下基于器件制备工艺中常用的参数, 做如下假定:  $V_a = 3000 \text{ V}$ ,  $V_g = 200 \text{ V}$ ,  $d_a = 200 \mu\text{m}$ ,  $h = 10 \mu\text{m}$ ,  $r_0 = 20 \text{ nm}$ ,  $R = 4 \text{ nm}$ ,  $a = 200 \mu\text{m}$ ,  $H = 400 \mu\text{m}$ , 并且给出了对应不同位置的碳纳米管电场增强因子与纳米管间距的关系曲线, 如图 5 所示. 从图 5 可以看出, 随着碳纳米管阵列的管间距增大, 碳纳米管顶端表面电场增强因子增大, 而管间距大于两倍的纳米管高度时, 电场增强因子就趋于某个恒定值, 表明碳纳米管阵列密度过大或过小都不利于阴极的电子发射. 因为碳纳米管阵列密度过大时由于碳纳米管之间具有相互屏蔽作用而导致阴极发射性能降低, 而在碳纳米管阵列密度过小时虽然屏蔽效应较小, 但过稀的碳纳米管阵列不利于提高阳极电流和阳极板的均匀照明. 因此, 在管间距  $L$  大约为两倍碳纳米管高度  $h$  时, 碳纳米管阵列阴极的分布密度最佳. 另外还可以看出,  $i$  越大, 与其对应的碳纳米管顶端表面电场增强因子就越高, 说明靠近阴极边缘的碳纳米管的电子发射能力比中心部位的偏高.

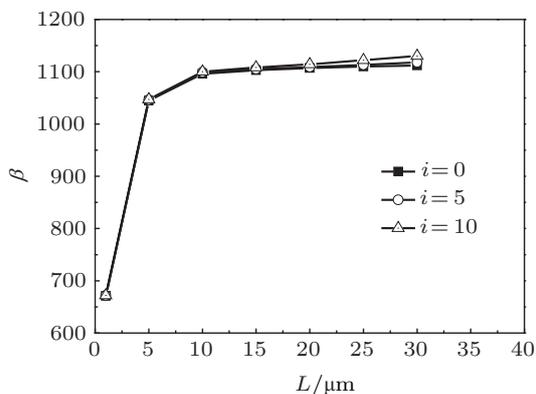


图 5 对应不同位置的碳纳米管电场增强因子与纳米管间距的关系

图 6 中还给出了对应不同碳纳米管顶端表面曲率半径  $r_0$  的碳纳米管长度 (高度  $h$ ) 与场增强因子之间的关系曲线. 图中显示, 随着  $h$  的增大, 场增强因子  $\beta$  直线上升, 而随着  $r_0$  的增大, 场增强因子  $\beta$  急剧下降. 因此, 在阴极阵列中适当地增加碳纳米管突出高度与顶端表面曲率有利于提高碳纳米管电子发射性能.

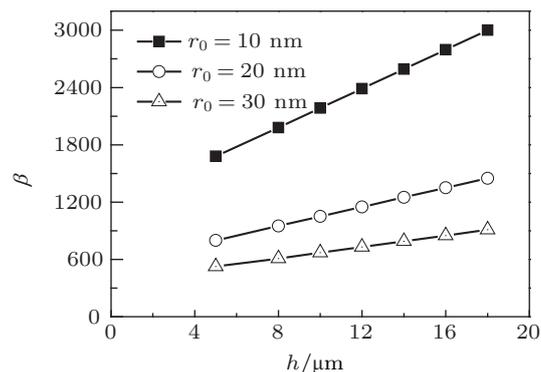


图 6 对应不同碳纳米管顶端曲率半径  $r_0$  的碳纳米管长度与场增强因子的关系

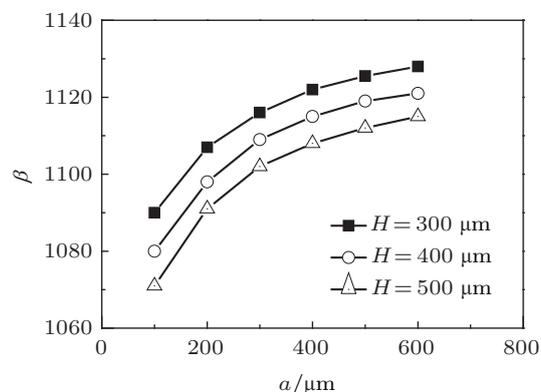


图 7 对应不同栅极间距的栅极宽度  $a$  与电场增强因子的关系

其次, 栅极结构尺寸也对碳纳米管阵列阴极的场发射性能有一定的影响. 图 7 给出了对应不同栅极间距的栅极宽度  $a$  与电场增强因子  $\beta$  的关系曲线. 容易看出, 随着栅极间距的增加, 电场增强因子  $\beta$  减少, 而栅极越宽, 电场增强因子就越大, 但随着栅极宽度的增加, 电场增强因子的增加幅度降低.

对于上述器件, 当考虑碳纳米管与阴极平板之间的接触电阻时, 由于在场发射过程中接触电阻也分压, 碳纳米管顶端表面电势不与阴极平板相同 (即不等于零). 对金属性碳纳米管来讲, 根据相关报道<sup>[24,25]</sup>, 碳纳米管与阴极基板之间的接触势垒近

似地满足欧姆定律,由欧姆定律可给出碳纳米管顶端表面电势,  $V_c = IR_c$ , 其中  $I$  为碳纳米管发射体场发射电流,  $R_c$  为接触电阻. 在该情况下, 将上述边界条件应改写为  $\Phi(r_0, \theta, Q) = V_c$ , 则由该边界条件, 同样可计算出具有接触电阻时的碳纳米管顶端表面电场强度大小:

$$E_a = \left(3 + \frac{\rho}{X}\right) \cdot E_0 + Y \cdot V_g - \frac{IR_c}{r_0 X}, \quad (8)$$

式中, 第三项代表接触电阻对碳纳米管顶端表面电场的作用.

F-N 理论公式<sup>[21]</sup>是计算场发射电流的主要依据, 即

$$I = 1.54 \times 10^{-6} \frac{E^2}{\phi} S \cdot \exp\left(-\frac{6.83 \times 10^7 \cdot \phi^{3/2}}{E}\right),$$

式中  $I$  表示场发射电流,  $E$  为在发射体有效发射表面上的局域电场强度,  $\phi$  为有效发射表面的功函数,  $S$  为发射体有效发射面积. 在计算中假设:  $E_a = E$ ,  $\phi = 5 \text{ eV}$ ,  $S = \pi r_0^2$ , 则结合 (8) 式可得

$$E_a = \frac{1}{d_a} \left(3 + \frac{h}{rX}\right) \cdot V_a + Y \cdot V_g - \frac{0.967 \times 10^{-6} \cdot R_c \cdot r_0 \cdot E_a^2}{X} \times \exp\left(-\frac{7.636 \times 10^6}{E_a}\right). \quad (9)$$

图 8 是  $71 \times 71$  的碳纳米管阵列矩阵的每个发射单元顶端表面电场强度与接触电阻之间的关系曲线. 可以看出, 碳纳米管顶端表面局域电场随接触电阻的增加迅速下降, 而且, 当接触电阻增加到大于  $820 \text{ k}\Omega$  时, 由于碳纳米管顶端表面局域电场降低到小于开启电场 ( $10^7 \text{ V/cm}$ ), 碳纳米管顶端就不能产生电子发射.

由 (9) 式也可以给出碳纳米管顶端发射电流与接触电阻之间的关系式:

$$I = 3.868 \times 10^{-18} \left[ \left(3 + \frac{h}{r_0 X}\right) \cdot V_a + Y \cdot V_g - \frac{R_c I}{r_0 X} \right]^2 \times \exp\left(-\frac{7.636 \times 10^6}{\left(3 + \frac{h}{r_0 X}\right) \cdot V_a + Y \cdot V_g - \frac{R_c I}{r_0 X}}\right). \quad (10)$$

基于 (10) 式, 图 9 给出了对应不同接触电阻  $0, 20, 300, 1000 \text{ k}\Omega$  的  $I-V_g$  曲线. 容易看出, 发射电流

随着栅极偏压呈指数增加, 说明能够通过栅极电压的调制, 降低阳极驱动电压; 接触电阻越大, 碳纳米管顶端发射电流就越小, 而无接触电阻时, 发射电流为最高; 当接触电阻大于  $800 \text{ k}\Omega$  时, 发射体电流趋于零, 此时从发射体表面几乎不发出电子, 表明以更高的阳极驱动电压才能发出电子.

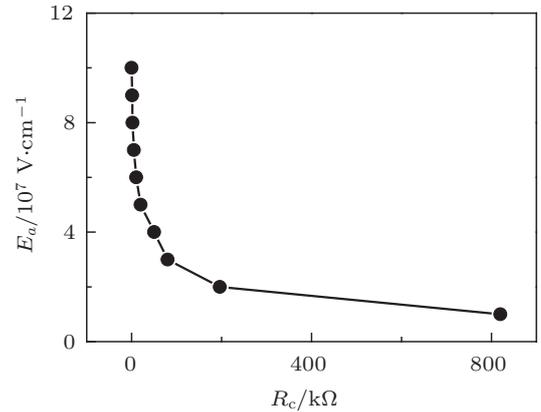


图 8 碳纳米管顶端表面电场强度与接触电阻的关系

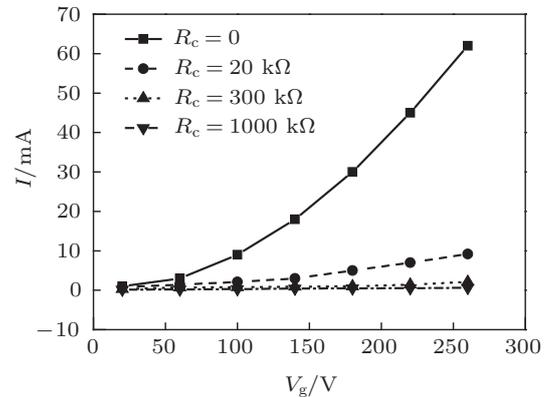


图 9 对应不同接触电阻  $0, 20, 300, 1000 \text{ k}\Omega$  的  $I-V_g$  曲线

## 6 结论

本文利用悬浮球模型和镜像电荷法计算了一种平行栅碳纳米管阵列阴极的电场, 并给出了电场强度与电场增强因子的解析式. 在此基础上, 进一步分析了阴极阵列自身结构、栅极宽度、栅极间距、栅极偏压以及阴极接触电阻对发射体顶端表面电场、电场增强因子与发射电流的影响, 并给出最佳纳米管阵列的分布密度. 该结果对碳纳米管冷阴极的优化设计与制备工艺提供了具有参考价值的数据和思路.

- [1] Ijima S, Ichihashi T 1993 *Nature* **363** 603
- [2] Milne W I, Teo K B K, Chhowalla M, Amaratunga G A J, Pribat D, Legagneux P, Pirio G, Vu T B, Semet V 2002 *Curt. Appl. Phys.* **2** 509
- [3] Chen Q, Dai L 2001 *J. Nanosci. Nanotech.* **1** 43
- [4] Xu X P, Brandes G R 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 2549
- [5] Lee Y H, Jang Y T, Kim D H, Ahn J H, Ju B 2001 *Adv. Mater.* **13** 479
- [6] Yuan X S, Zhang Y, Sun L M, Li X Y, Deng S Z, Xu N S, Yan Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 216101 (in Chinese) [袁学松, 张宇, 孙利民, 黎晓云, 邓少芝, 许宁生, 鄢扬 2012 物理学报 **61** 216101]
- [7] Park J H, Son G H, Moon J S, Han J H, Berdinsky A S, Kuvshinov D G, Yoo J B, Park C Y 2005 *J. Vac. Sci. Technol. B* **23** 749
- [8] Chen L F, Wang L, Yu X G, Zhang S J, Li D, Xu C 2013 *Appl. Surf. Sci.* **265** 187
- [9] Ye Y, Xiao X J, Guo T L, Li W Z, Jiang Y D 2012 *J. Functional Mater.* **43** 1221 (in Chinese) [叶芸, 肖晓晶, 郭太良, 李威志, 蒋亚东 2012 功能材料 **43** 1221]
- [10] Chung D S, Park S H, Lee H W, Choi J H, Cha S N, Kim J W, Jang J E, Min K W, Cho S H, Yoon M J, Lee J S, Lee C K, Yoo J H, Kim J M, Jung J E, Jin Y W, Park Y J, You J B 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 4045
- [11] Gao Y B, Zhang X B, Lei W, Liu M, Zhang Y N, den Daniel E 2005 *Appl. Surf. Sci.* **243** 19
- [12] Zhang Y A, Lin J Y, Wu C X, Zheng Y, Lin Z X, Guo T L 2011 *J. Functional Mater.* **42** 1130 (in Chinese) [张永爱, 林金阳, 吴朝兴, 郑勇, 林志贤, 郭太良 2011 功能材料 **42** 1130]
- [13] Zhao X X, Zhang G M 2002 *J. Vac. Sci. Technol.* **22** 358 (in Chinese) [赵晓雪, 张耿民 2002 真空科学与技术学报 **22** 358]
- [14] Nicolaescu D, Filip V, Kanemaru S, Itoh J 2003 *J. Vac. Sci. Technol. B* **21** 366
- [15] Lei D, Wang W B, Zeng L Y, Liang J Q 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3384 (in Chinese) [雷达, 王维彪, 曾乐勇, 梁静秋 2009 物理学报 **58** 3384]
- [16] Lei D, Zeng L Y, Xia Y X, Chen S, Liang J Q, Wang W B 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6616 (in Chinese) [雷达, 曾乐勇, 夏玉学, 陈松, 梁静秋, 王维彪 2007 物理学报 **56** 6616]
- [17] Zhu Y B, Wang W L, Liao K J 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2336 (in Chinese) [朱亚波, 王万录, 廖克俊 2002 物理学报 **51** 2336]
- [18] Dai J F, Mu X W, Qiao X W, Chen X X, Wang J H 2010 *Chin. Phys. B* **19** 057201
- [19] Wang X Q, Li L, Chu N J, Jin H X, Ge H L 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7173 (in Chinese) [王新庆, 李良, 褚宁杰, 金红晓, 葛洪良 2008 物理学报 **57** 7173]
- [20] Pan J Y, Zhang W Y, Gao Y L 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8763 (in Chinese) [潘金艳, 张文彦, 高云龙 2010 物理学报 **59** 8763]
- [21] Fowler R H, Nordheim D L 2003 *Proc. Roy. Soc. (London)* **A 119** 173
- [22] Miller H C 1967 *J. Appl. Phys.* **38** 1450
- [23] Wang X Q, Wang M, Li Z H, Xu Y B, He P M 2005 *Ultramicroscopy* **102** 181
- [24] Lü W H, Zhang S 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 018801 (in Chinese) [吕文辉, 张帅 2012 物理学报 **61** 018801]
- [25] She J C, Xu N S, Deng S Z, Chen J, Bishpo H, Huq S E, Wang L, Zhong D Y, Wang E G 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 2671

# Field emission properties from a carbon nanotube array with parallel grid\*

Lei Da<sup>†</sup> Menggen Qi-Qi-Ge Zhang He-Liang Zhi Ying-Biao

(Ordos College of Inner Mongolia University, Ordos 017000, China)

(Received 4 July 2013; revised manuscript received 26 September 2013)

## Abstract

One of the models for the carbon nanotube array with parallel grids is proposed. The actual electric field at the top of the carbon nanotubes and the field enhancement factor are calculated analytically with the image charge method and floated sphere model. The effects of the geometrical parameters of the device and the contact resistance on actual electric field, field enhancement factor at the top of carbon nanotubes, and the field emission current from the gated carbon nanotubes are investigated. The calculation results show that the carbon nanotube array has the best density for field emission when the intertube distance is twice the height of carbon nanotube. The actual electric field and the field emission current from gated carbon nanotube are greatly reduced by the contact resistance. When the contact resistance is larger than 800 k $\Omega$ , the emission current from carbon nanotube tends to be zero and the field emission properties are improved via modulating gate voltage.

**Keywords:** carbon nanotube array with parallel grid, floated sphere, field enhancement factor, contact resistance

**PACS:** 85.45.Bz, 81.07.De, 85.45.Db

**DOI:** 10.7498/aps.62.248502

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61261004).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: leida126@126.com