

时,如果微波频率小于能隙宽度,直流临界电流可成倍增加,增加的幅度与微波频率有关。此外,还发现有一频率阈值,只有当频率超过该阈值时,才可观测到D-W效应。例如Al桥的阈值为100GHz,Sn桥为1GHz。微波入射时,除了临界电流增加外, T_c 也有提高。例如Sn桥的 T_c 可由3.827K提高到3.838K。D-W效应也在邻近效应桥,一维超导带等其它形式的弱连接中观测到。

对于D-W效应有各种解释^[19]。一种看法认为微波辐照抑制了弱连接处的涨落效应。也有人认为微波辐照在弱连接处产生了准粒子的非平衡分布,从而提高了弱连接处序参数的值。目前普遍接受的想法是Элиашберг提出的,他认为当微波场的频率超过准粒子非弹性散射的弛豫时间倒数时,超导体内准粒子将达到一个稳态的非平衡分布。此种分布引起能隙的增加,使 t_c 及 T_c 同时增加。超过散射弛豫时间的微波频率即相当于频率阈值。按照这一理论应有 $t_c \propto (T - T_c)^{3/4}$,及 $T_c \propto \Delta$ 。这一理论上与实验符合^[19]。最近有人指出:微波场除了产生准粒子的非平衡分布外,由于光子的存在,使电子-声子相互作用角重整化,结果使电子对作用增强,提高了 T_c 。这一理论可定量说明 T_c 随微波频率的变化。其它玻色子(例如声子)的注入也可以产生类似的效应。有些作者认为激光激发有可能产生较高的 T_c 。辐射场导致 T_c 的提高,虽然目前提高的幅度还不小,但因是一种新机构,值得加以研究。

此外,还有一些可能的新机构,如Гейликман建议的过渡金属化合物轨道杂化和金属-非金属化合物的电子耦合机构,静电场对超导体的影响,表面电荷对 T_c 的影响,有些金属中可能有 p 态电子对的超导性,表面等离子体机构,电子-空穴超导性等。限于篇幅就不讨论了。近年来的评述性文章可见文献[16]。

本文成文过程中与吴杭生、蔡建华、龚昌德、刘福绥等进行了有益的讨论,得到了许多帮助,特此致谢。

参 考 文 献

- [1] 蔡建华,物理,7-2(1978),86.
- [2] 赵忠贤,物理,6-4(1977),211. 自然杂志,2-6(1979)347.
- [3] W. L. McMillan, *Phys. Rev.*, **167**(1968), 331.
- [4] P. B. Allen, R. C. Dynes, *Phys. Rev. B*, **12**(1975), 905.
- [5] G. Bergmann, D. Rainer, *Z. Phys.*, **263**(1974), 445.
- [6] C. R. Leavens, *Solid State Commun.*, **17**(1975), 1499.
- [7] 蔡建华、吴杭生,物理学报, **26**(1977),550.
吴杭生、蔡建华、龚昌德、吉光达、蔡俊道,物理学报, **26**(1977),509.
- [8] 龚昌德、吴杭生、蔡建华、蔡俊道、吉光达,物理学报, **27**(1978),85.
- [9] 蔡俊道、吉光达、吴杭生、蔡建华、龚昌德,物理学报, **28**(1979),393.
- [10] 吴杭生、吉光达,物理学报, **27**(1978),746.
吴杭生,物理学报, **27**(1978),756.
刘福绥,物理学报, **27**(1978),758.
- [11] C. R. Leavens, *J. Phys. F*, **7**(1977), 1911.
吉光达、蔡俊道,低温物理, **1**(1979),75.
- [12] W. H. Butler et al., *Phys. Rev. B*, **14**(1976), 3823.
- [13] 尹道乐、章立源,低温物理, (1979),182.
- [14] G. Bergmann, *Phys. Reports, (Phys. Letters C)* **27C**(1976), 161.
- [15] 赵忠贤、刘福绥、韩汝珊,物理学报, **28**(1979),222.
刘福绥,物理学报, **27-5**(1978),569.
- [16] Y. Ksander, S. Singer, *Advanced Concepts of Superconductivity: A Comparative Review of Soviet and American Research, Part I High-Temperature Superconductivity.* (1974).
- [17] P. Allender, J. Bray, J. Bardeen, *Phys. Rev.*, **137**(1973), 1020.
- [18] 赵忠贤、韩汝珊、韩汝琦、刘福绥,科学通报, (1979), 636.
- [19] T. M. Klapwijk, J. N. Van der Bergh, J. E. Mooij, *J. Low Temp. Phys.*, **26**(1977), 385.

星 系 核 中 的 黑 洞

谢光中

(中国科学院云南天文台)

卢炬甫

(中国科学技术大学天体物理研究室)

黑洞是根据严谨的物理规律预言的一种奇特天体。Laplace在1798年根据牛顿引力理论,Oppenheimer和Snyder在1939年根据广义相对论都预言了黑洞的存在。黑洞是可以依不同途径形成的。三十多年来对黑洞的研究工作,主要集中在晚期恒星的引力坍

缩这样一条途径上。这样形成的黑洞,其质量只比太阳大几倍。近年来,为了解释有关星团、星系核和类星体的一些现象,讨论过极大质量的天体经引力坍缩形成黑洞的途径。例如,Lynden-Bell等^[1,2]基于对类星体空间密度的分析,提出了星系核就是类星体的中

心部分引力坍缩后的产物,星系核中具有质量约为 $10^6 M_\odot$ 的巨大黑洞,并用以解释了星系核的红外辐射^[3],以及类星体的吸收红移^[4]. Ryan^[5]更进一步提出银心中就有大黑洞,而银河系本身就是由这个大黑洞吸积而成的.这种大质量黑洞的存在,最近第一次得到了观测证据.根据对 M87 和 NGC6251 这两个星系的观测发现,有较多的迹象表明在它们的核中可能存在着大质量的黑洞^[6,7].本文拟对 M87 的观测结果和理论分析作一个介绍.

M87 是一个特殊的巨型椭圆星系(E0型).它之所以特殊,在于它除了有一个通常的核(core)之外,还有一个极亮的核心(nucleus),这个核心不仅光度很大,颜色发蓝,而且还有相当亮的喷流从核心中射出,即所谓“宇宙喷灯”.在它周围的约三十个椭圆星系都没有这种现象.

有哪些观测事实说明在 M87 的中心有一个大质量的黑洞呢?

一、测光方面

1. M87 的发光尖角(cusp)

在观测^[6]中把 M87 的中心部分割成 80 个小条分别观测各条的光度,为了和正常星系比较,可用同样方法观测 NGC4636,结果如图 1 所示. M87 和 NGC 4636 这两个星系都是典型的 E0 型,当 $r < 30''$ 时,椭圆率 $e \leq 0.02$,即都很圆.它们的距离也很相近, M87 的距离约为 $\Delta = 13.6 \text{ Mpc}$ (兆秒差距), NGC4636 的距离约为 $\Delta = 14.3 \text{ Mpc}$.

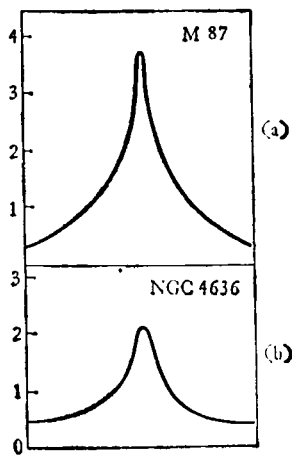


图 1

虽然二者在上述许多方面的性质相似,但是它们的中心发光度曲线却大不一样. NGC4636 是典型的高斯型分布,而 M87 却有一个很高的尖角,即中心区特别的亮,这个中心区的径向大小是 $r_0 \approx 0''.02 (1.5 \text{ pc})$.

2. 径向发光度剖面

用环形条来分割 M87 及 NGC4636 的发光面,则观测结果如图 2,其中 μ_V 是单位面积上的亮度,以 mag/arcsec^2 (即视星等/平方角秒)为单位.

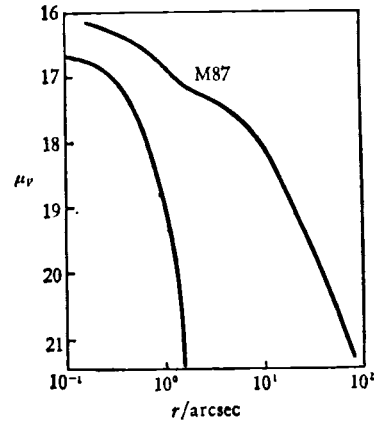


图 2

从图 2 看到 M87 和 NGC4636 也很不一样.当进入核区时,前者有明显的拐点,而后者则是连续的变化. M87 的中心亮区开始于 $r = 1''.7$ 的距离上.

3. 色指数

对于 M87,在 $1''.7 < r < 80''$ 的外围区域中,其色指数是:

$$B - V = +1.02 \pm 0.01,$$

$$V - R = +0.86 \pm 0.01.$$

而在中心核区则有

$$B - V = +0.87,$$

$$V - R = +0.74.$$

(B, V, R 分别是在蓝的、目视的和辐射的系统中的视星等).可见,亮核是比较蓝的.

对正常星系发光剖面的高斯分布[图 1(b)]来说,利用绝热球状 King 模型^[8]可以很成功地加以解释.对 M87,在 $r > 20''$ 区域,用 King 模型也可以很好地解释. King 模型是一个比较好的理论,参数较少,只有两个,即核半径 r_c 和潮汐半径 r_t .在上述拟合中,取 $\log r_t/r_c = 2.10$.但当用到中心区时却是失败的.如不改变星的分布,只在中心附加一个发光的点光源,结果与观测曲线也符合得不好.在 $1' < r < 20''$ 的区域内差别达到 0.2 mag .如果改变质量分布,认为中心有一个大质量的黑洞,则能与观测很好地符合.黑洞模型的理论观测值偏差小于 0.02 mag .取黑洞的质量为 $M_H = (4.0 \pm 0.8) \times 10^6 (M/\mathcal{L}) \delta_{15}^2 M_\odot$,其中 M/\mathcal{L} 为质光比, $\delta_{15} = \frac{\Delta}{15 \text{ Mpc}}$, Δ 是 M87 的距离.对 M87

的观测表明黑洞应在 $r = 1''.7$ 之内, 可看成点源。这就允许把黑洞对光度的贡献作为一个点光源, 其星等及色指数如下:

$$\begin{aligned} V_1 &= 16.69 \pm 0.05, \\ (B - V)_1 &= +0.73 \pm 0.03, \\ (V - R)_{j_2} &= +0.59 \pm 0.03, \end{aligned}$$

而在 $r > 1''.7$ 的区域中仍有

$$\begin{aligned} b - V &= +1.02, \\ V - R &= +0.80. \end{aligned}$$

可见到中心点光源是很蓝的。

二、分光方面

Young 等人^[7]对分光观测用傅氏展开处理, 精确地测定了恒星的速度弥散和红移, 给黑洞模型提供了一系列动力学的证据。这时以 NGC3379 作为正常星系与 M87 进行比较, 两者也都是 EO 型, 主要结果如下:

1. 红移

首先测量了在不同径向位置上的恒星的红移, 结果如图 3 所示, 其中 $\Delta v = CZ - \langle CZ \rangle$, $\langle CZ \rangle$ 是 CZ 的平均值。

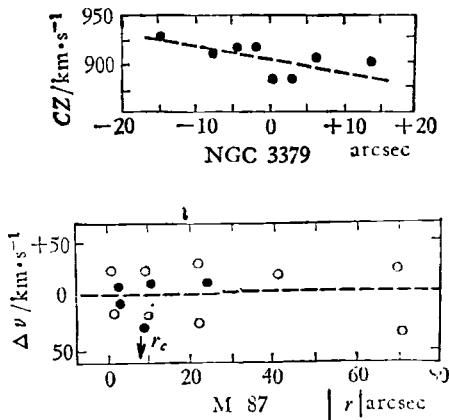


图 3

从图 3 可以看出, 在 NGC3379 中恒星的红移与径向位置的关系是一条斜线, 这表示它具有整体的转动, 而 M87 的相应图形为一条水平线, 说明这个星系没有整体的转动。大家知道, 一个转动的天体系统比没有转动的天体系统更难发生引力坍缩, 也就是说无转动的体系更容易生成黑洞。所以这个观测结果对黑洞说是有利的。

2. 速度弥散度 σ_v

根据谱线的宽度可以得知恒星的速度弥散度 σ_v 。随 r 的变化如图 4 所示。

从图 4 可以看出, 在核半径 r_c 之外, M87 和 NGC 3379 两者是一样的, σ_v 随着 r 的减小而缓慢地上升,

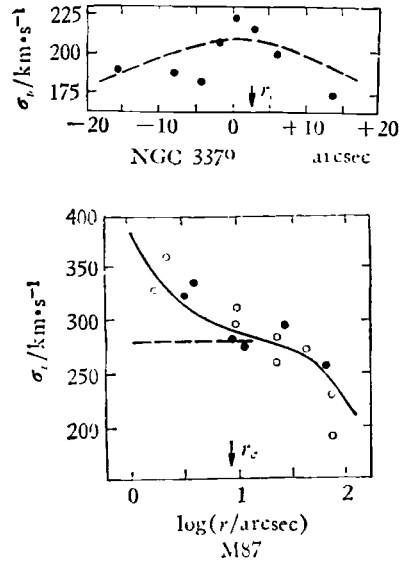


图 4

但在核半径 r_c 之内, M87 的 σ_v 开始迅猛上升, 而 NGC3379 则无明显变化。根据维里定理, σ_v 的上升可能说明中心有一个很深的势阱, 这也恰恰是黑洞模型所要求的。

3. 谱线强度 γ

谱线强度的观测结果如图 5 所示。

从图 5 可以看到, M87 的线强度 γ 值在 r_c 之外是和 NGC3379 相似的, 但在 r_c 之内就不再和 NGC3379 相似了。当 $r \rightarrow 0$ 时, γ 值反而减小, 这说明在 M87 的中心有不发光的天体存在, 这也是对黑洞观点的支持。

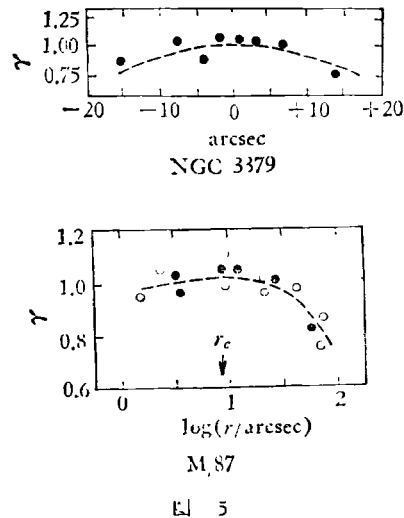


图 5

三、M87 中心的质量分布

对于一个引力平衡的体系,应当满足下列方程:

$$\frac{d}{dr} [\rho_*(r)\sigma_0^2(r)] = -\frac{GM(r)}{r^2} \rho_*(r), \quad (1)$$

其中 σ_0 为速度弥散度, ρ_* 为当地的发光星的密度, $M(r)$ 是在 r 内的总质量。由上式可得

$$\begin{aligned} \Delta(r) &= -\frac{r\sigma_0^2(r)}{G} \left[\frac{1}{\rho_*} \frac{d\rho}{d\ln r} + \frac{d\ln\sigma_0^2}{d\ln r} \right] \\ &= \frac{r\sigma_0^2(r)}{G} \left[-\frac{d\ln L_*}{d\ln r} - \frac{d\ln(M/\mathcal{L})_*}{d\ln r} \right. \\ &\quad \left. - \frac{d\ln\sigma_0^2}{d\ln r} \right], \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $(M/\mathcal{L})_*$ 为发光星的质光比, L_* 为当地的发光强度。括号中各量都可以根据观测资料得到。例如有

$$\begin{aligned} M(1''5) &= 4 \times 10^9 \left[-\frac{d\ln L_*}{d\ln r} - \frac{d\ln(M/\mathcal{L})_*}{d\ln r} \right. \\ &\quad \left. - \frac{d\ln\sigma_0^2}{d\ln r} \right] M_\odot. \end{aligned} \quad (3)$$

另外,各种范围上的光度 \mathcal{L} 也是可以测量的,由此就可以得到以下一些结论。

1. 质光比

由 M 及 \mathcal{L} 可以求得质光比,结果如图 6 所示。

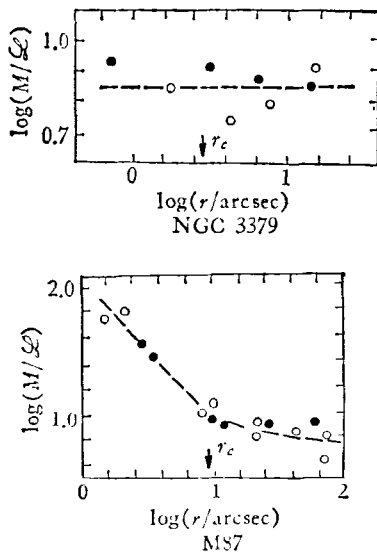


图 6

从图 6 看出,对于 NGC3379, $M/\mathcal{L} \approx 6$, 与 r 的关系为一条水平线,表示各处星的成分大体是一样的。而 M87 则不然,当 $r > r_c$ 时, $M/\mathcal{L} \approx 6$,这和 NGC3379 一样,当 $r < r_c$ 时,曲线迅速上升,在中心处 $M/\mathcal{L} \approx 60$

(这里取的单位是对于太阳 $M/\mathcal{L} = 1$)。因此,质光比的观测曲线也说明在 M87 的中心有暗天体存在。

2. 氧离子 $[\text{OII}]\lambda 3727 \text{ \AA}$ 双线的轮廓

对 $[\text{OII}]\lambda 3727 \text{ \AA}$ 双线的观测结果如图 7 所示(由

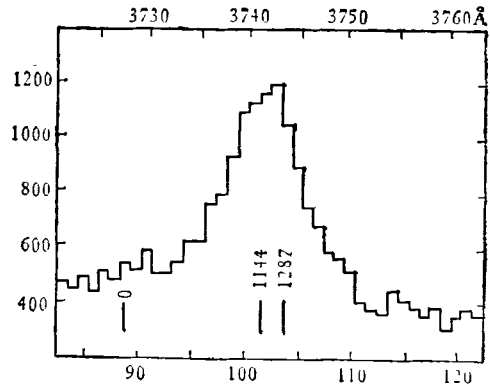


图 7

图 7 给出, M87 核心发射线的红移 $[\text{OII}]$ 为 $v = 1144 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 而吸收线红移为 $v = 1287 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。 $CZ_{\text{吸收}} - CZ_{\text{发射}} = 143 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 即 $Z_{\text{吸收}} > Z_{\text{发射}}$, 这和绝大多数类星体的情况恰恰相反。这一个现象说明中心有一个深的势阱,而且在势阱内部还有光源,这种结构最有希望的候选者也是黑洞。

综上所述,有七个方面的证据表明在 M87 的核中可能有大黑洞,这就是:质量分布、亮度分布、色分布、质光比 M/\mathcal{L} 、速度弥散 σ_0 、谱线强度 r 以及 $[\text{OII}]\lambda 3727 \text{ \AA}$ 双线的轮廓。估计这个黑洞的质量约为 $5 \times 10^9 M_\odot$ 。顺便指出,这个黑洞的质量虽然极大,密度却很平常。恒星晚期坍缩形成的黑洞密度高达 10^{16} g/cm^3 。但是,黑洞的密度是与其质量的平方成反比的。一个质量为 $10^4 M_\odot$ 的黑洞,其密度已和水的密度差不多了, M87 核中的那个黑洞的密度就更小了。

M87 的观测结果,给黑洞理论提供了又一个支持者。虽然,这只是星系级黑洞的第一个观测证据,但是,估计这类黑洞在不少星系中是存在的。或许星系的存在正以其核中有大质量黑洞为前提,而且正是这个大黑洞提供的巨大引力,才阻止了恒星因剧烈运动而逃散。著名的星系和星系团的“下落不明的质量”问题,或许部分地也要靠星系核中的大黑洞的存在来解决。

本文承方励之教授指教,谨此致谢。

参 考 文 献

- [1] D. Lynden-Bell, *Nature*, **223**(1969), 690.
- [2] D. Lynden-Bell, M. Rees, *Monthly Notices R. A. S.*, **152**(1971), 461.

[3] C. A. Notman, D. ter Haar, *Astro. & Astrophys.*, **24**(1973), 121.
 [4] B. Maskoon, *Astrophys. J.*, **181**(1973), L65.
 [5] M. P. Ryan, *Astrophys. J.*, **177**(1972) L79.

[6] Peter J. Young, *Astrophys. J.*, **221**(1978), 721.
 [7] W. L. W. Sargent, *Astrophys. J.*, **221**(1978), 731.
 [8] I. R. King, *Astrophys. J.*, **71**(1966), 64.

半导体强场效应的应用——微波雪崩管

林 鸿 溢

(中国科学院半导体研究所)¹⁾

一、引 言

在强电场作用下, 半导体具有若干异乎寻常的物理特性(见本文第三节), 我们统称为强场效应。开始, 这个问题是作为半导体材料(或器件)的一个限制而提出来的, 即当场强达到某一定值时, 将出现电击穿现象。这对半导体的实际应用是个限制。但是, 深入的研究表明, 在发生击穿之前(场强 $\sim 10^5$ V/cm)的小区域内(此区域称为雪崩倍增范围), 半导体却得到了重要的应用, 发展了新型的半导体器件——雪崩管^[1-3], 它已成为非常重要的固体微波功率源之一。当场强超过 10^6 V/cm 时, 将出现隧道击穿现象。物理学家注意到这一个物理现象, 并加以利用, 从而诞生了隧道二极管^[4]。不同的半导体材料, 强场效应不尽相同。例如 Ge, Si, 当场强达到约 10^4 V/cm 时, 出现电子(或空穴)速度饱和现象; 而在 GaAs, InP 中, 当电场达到某一定值后, 先出现负微分迁移率(NDM)区域, 然后才表现出速度饱和特性。这正是 Gunn 效应器件动作的物理基础^[5]。

雪崩现象的研究, 是半导体强场效应的十分活跃的领域。本文将主要介绍微波雪崩管。目前除了在 Ge, Si 和 GaAs 中, 最近又在 InP^[6] 中实现了雪崩微波振荡。雪崩管可以工作在不同的模式和设计成不同的结构类型(见本文第二节)。最主要的工作模式叫做碰撞雪崩渡越时间模式 (iMPact Avalanche and Transit Time), 取其英文字头, 简称 IMPATT 模式。

Prager, Chang (张可南)和 Weisbrod^[7] 发现了另一种模式。他们当时获得出乎意料的大功率输出, 据张先生说, 几乎烧掉功率计的探头。其工作频率比 IMPATT 模式低得多, 而效率却高得多。后来的理论研究建立了新模式的物理机构^[8], 称为俘获等离子体雪崩触发放越模式 (TRApped Plasma Avalanche Triggered Transit), 取其英文字头, 简称 TRAPATT 模式。这是一个大功率、高效率模式。在 1.1GHz 时, 得到

1.2kW 的脉冲功率, 效率高达 75%!

此外, 还存在其他一些工作模式。限于篇幅, 本文将主要介绍 IMPATT 二极管。

二、IMPATT 二极管的结构

根据器件的各种不同的杂质分布, 雪崩管具有各种不同的结构型式。所以器件杂质浓度分布的研究是很重要的^[9, 10]。

(1) p^+n^{++} 或 n^+p^{++} 结构(Read 型)

Read 于 1958 年首先提出这种结构^[11], 1965 年实现微波振荡^[12]。这种结构, 分层很多, 要求严格, 工艺复杂, 而且由于漂移区是本征半导体, 所以这种器件振荡频率低, 不可能在高频端工作。

(2) pn 结结构

1965 年首先在这种结构上观察到微波振荡^[12]。工艺简单, 制作容易。

(3) p^+nn^+ 或 n^+pp^+ 结构(n 型或 p 型)

p^+nn^+ 是目前采用最多的一种结构, 此结构工艺简单, 而且成熟, 易于制作, 器件的微波性能较好。这是一种突变单漂移区结构, 在 p^+nn^+ 中利用电子漂移, n^+pp^+ 中利用空穴漂移。图 1 是 p^+nn^+ 型器件结构剖面、杂质浓度分布和电场分布。图 2 是我们得到的 p^+nn^+ 型结构的 4mm 波段 Si 雪崩二极管杂质浓度分布的实验曲线^[13]。

(4) pin 结构(Misawa 型)

这是 1966 年由 Misawa^[14] 提出的一种结构。在这种结构中, 雪崩倍增是发生在整个空间电荷区, 所以称为均匀雪崩。这种结构的缺点是容易出现高密度电流, 并且效率较低。

1) 作者现在在北京工业学院无线电工程系。