

# 射频击穿等离子体对高功率微波传输特性的影响

宋玮<sup>†</sup> 邵浩 张治强 黄惠军 李佳伟 王康懿  
景洪 刘英君 崔新红

(西北核技术研究所, 高功率微波技术重点实验室, 西安 710024)

(2013年6月22日收到; 2013年12月17日收到修改稿)

利用极化正交的高功率微波合路器, 开展了等离子体对于微波传输特性的实验研究. 通过改变前级源的功率和脉冲宽度, 使得在合路器耦合缝处发生射频击穿, 产生等离子体. 等离子体扩散进入微波传输主通道, 对于高功率微波的传输产生明显的影响, 导致微波能量吸收和极化的偏转. 初步实验结果表明, 等离子体扩散到主通道中心的时间约为  $3\ \mu\text{s}$ , 扩散速度约为  $1\ \mu\text{s}/\text{cm}$ , 等离子体的恢复时间约为  $5\ \mu\text{s}$ . 实验测得等离子体导致的微波极化方向最大偏转角度约为  $4.1^\circ$ , 此时通道内电子个数约为  $3.7 \times 10^{15}$ , 极化偏转角度与电子数密度以及微波频率相关.

**关键词:** 高功率微波, 等离子体, 射频击穿

**PACS:** 41.20.Jb, 52.35.-g, 84.40.-x

**DOI:** 10.7498/aps.63.064101

## 1 引言

高功率微波 (high power microwave, HPM) 技术在近些年得到了广泛的研究<sup>[1-7]</sup>. 随着微波源功率的不断提高, HPM 强电磁场会在微波传输通道内产生射频击穿, 影响微波的传输特性<sup>[8-12]</sup>. 早期关于击穿等离子体对于微波传输的影响通常集中于大气环境下<sup>[13]</sup>, 关于通道内击穿研究相对较少, 而通道内击穿产生的等离子体会严重影响 HPM 的传输与发射. 因此本文利用一种极化正交全耦合类型的 HPM 合路器<sup>[14]</sup>, 开展了通道内击穿等离子体对于 HPM 传输特性的初步实验研究.

## 2 实验布局

为了研究 HPM 通道射频击穿等离子体对于微波通道传输的影响, 搭建了如图 1 所示的实验系统. TPG1000 强流电子束加速器能够产生能量约为 MeV 级, 束流强度达到 kA 的强流电子束<sup>[15]</sup>, 电子束与相对论返波管振荡器 (RBWO) 的慢波结构相互作用产生输出功率达数 GW 的 X 波段 HP-

M<sup>[4,5,16,17]</sup>. 为了便于 HPM 的定向辐射, 利用模式转换器将  $\text{TM}_{01}$  模式转换为  $\text{TE}_{11}$  模式, 通过微波合路器的主通道传输, 并经喇叭辐射出去.

微波合路器主要用在 HPM 传输的主通道内引入等离子体. 合路器的结构如图 2 所示, 是一种极化正交全耦合型的微波合路器<sup>[14]</sup>, 主、副通道都为圆波导, 分别传输水平极化和垂直极化的  $\text{TE}_{11}$  模式微波, 波导半径为 25 mm; 两个波导之间通过一个狭长的耦合缝相连, 耦合缝宽度为 12 mm. 对于主通道, 耦合缝处于  $\text{TE}_{11}$  模式场强最低处, 不影响主通道内微波传输. 对于副通道, 其微波电场方向垂直于狭缝开口方向, 能将副通道能量逐渐耦合进入主通道. 由于狭缝的宽度很窄, 因此狭缝处的电场可以达到金属表面击穿电压, 从而发生射频击穿产生等离子体, 等离子体扩散进入 HPM 传输的主通道, 对主通道 HPM 传输产生影响.

实验中, RBWO 产生的 HPM 主微波脉冲和前级源产生的微波信号通过在线和辐射场两种方式进行测量. 在微波传输通道上利用圆波导定向耦合器、衰减环节以及检波器可以进行微波功率、频率以及波形的在线监测; 由于 HPM 主脉冲和前级源脉冲信号在主通道传输时的极化方向正交, 因此辐

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: songwei99@gmail.com

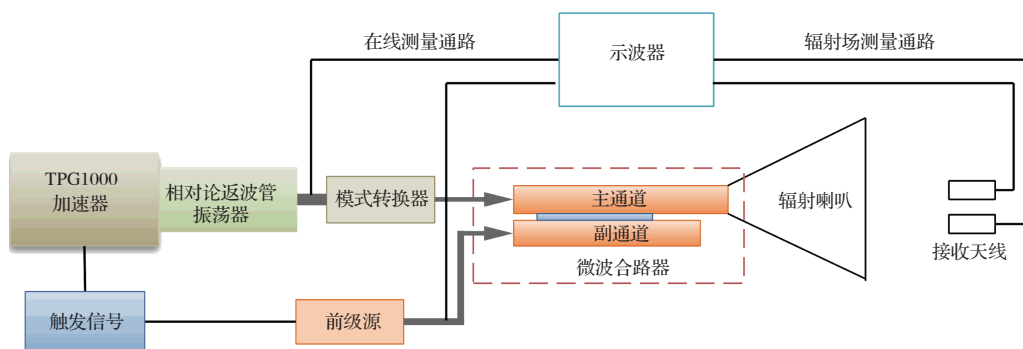


图1 实验布局示意图

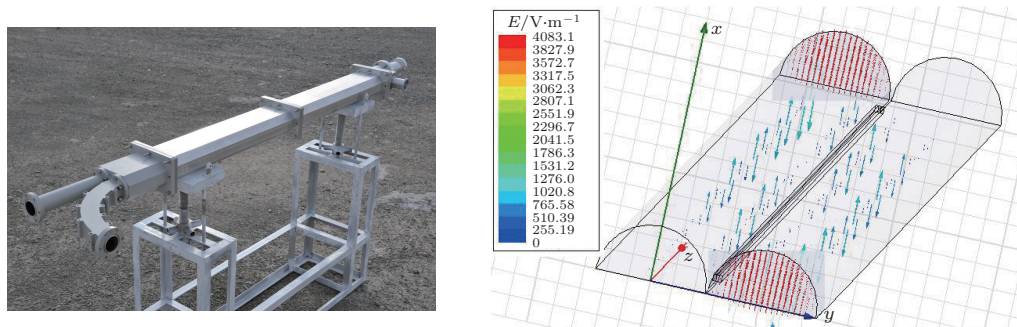


图2 基于正交模耦合的高功率微波合路器的实物及原理图

射场的微波信号由两个正交放置的接收喇叭来接收, 分别测量辐射的HPM主脉冲和前级源脉冲信号.

### 3 射频击穿等离子体产生

等离子体是在狭缝处的射频击穿产生的, 通过改变前级源的输入功率和脉冲宽度, 导致在狭缝电场最强处出现场致电子发射, 产生等离子体. 首先, 在主通道不产生HPM主脉冲的情况下, 让前级源的微波通过副通道耦合进入主通道, 并经过喇叭辐射出去, 通过测量在线及辐射场检波波形, 从而判断是否产生了击穿. 当前级源未产生等离子体时, 其在线与辐射场波形及脉冲宽度保持一致, 如图3(a)所示; 随着微波功率或者脉冲宽度的增加, 耦合缝所能承受的功率下降, 当耦合缝发生击穿时, 测得在线和辐射场波形如图3(b)所示, 通过比较可以看到, 微波脉冲经过45 ns之后开始出现尾蚀现象, 在脉冲约80 ns时微波终止.

前期关于金属表面击穿电场与脉冲宽度的研究表明<sup>[1]</sup>, 对于800—1500 ns之间的脉冲, 击穿电场正比于 $\tau^{-1/2}$ , 此时击穿的发生主要取决于注入平均功率; 当脉冲宽度在80—800 ns之间时, 击穿电场与时间关系从 $\tau^{-1/2}$ 变化到 $\tau^{-1/3}$ , 短脉冲下击穿电场的行为得以降低. 实验获得的微波

功率随脉冲宽度的变化如图4所示, 图中虚线代表 $P \propto \tau^{-2/3}$ . 从图中可以看出, 在脉冲宽度接近50 ns时, 微波功率与脉冲宽度近似满足 $\tau^{-2/3}$ 关系, 随着脉冲宽度的进一步减小, 在更短的脉冲下, 微波功率逐渐偏离曲线, 射频击穿的时间行为进一步降低. 有关短脉冲下击穿电场与脉冲宽度的非线性

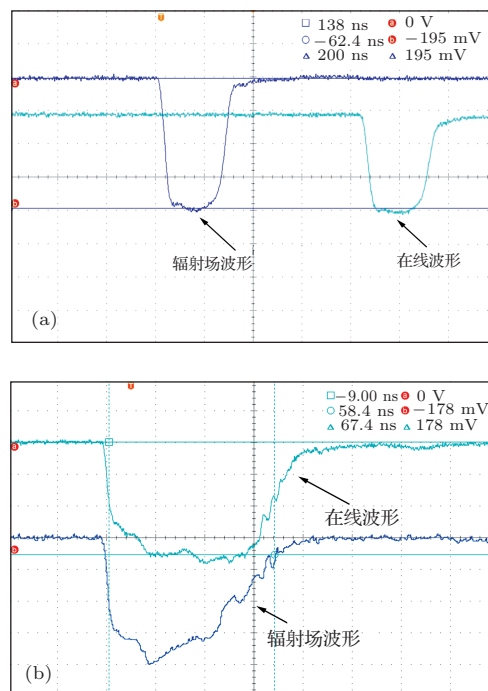


图3 副通道在线测量与辐射场测量微波波形 (a) 未发生击穿时; (b) 击穿产生等离子体时

性关系的物理机制还有待于进一步研究.

#### 4 通道等离子体对于微波输出的影响

前级源在合路器的狭缝处发生射频击穿, 导致大量的电子发射, 从而形成一定密度的等离子体, 等离子体从耦合缝开始向通道内进行漂移和扩散, 同时伴随着等离子体的复合. 等离子体填充的通道内不再视为均匀媒质, 而是一个非互易色散媒质, 其介电率张量可以视为<sup>[18]</sup>

$$\boldsymbol{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_1 & j\epsilon_2 & 0 \\ -j\epsilon_2 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_1 &= \epsilon_0 \left( 1 + \frac{\omega_P^2}{\omega_C^2 - \omega^2} \right), \\ \epsilon_2 &= \epsilon_0 \left( \frac{\omega_P^2 \omega_C}{\omega_C^2 - \omega^2} \right), \\ \epsilon_3 &= \epsilon_0 \left( 1 - \frac{\omega_P^2}{\omega^2} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

其中,  $\omega = 2\pi f$  对应于传播电磁波频率,  $\omega_P^2 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m}$  为等离子体本征频率,  $n_e$  为电子密度,  $\omega_C$  为等离子体回旋频率.

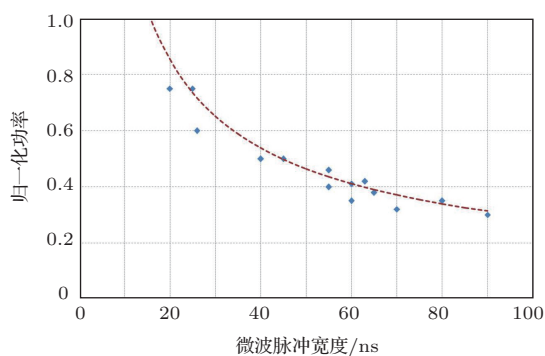


图4 输出微波功率与脉冲宽度的关系

通道内的等离子体对 HPM 主脉冲和前级源脉冲的微波传输的影响主要表现在两个方面的效应. 一方面当电磁波频率等于离子回旋频率时, 发生回旋共振, 等离子体中的电子将以极大的速度和振幅振动, 在振动时不断与正离子和中性分子碰撞, 从而导致极大的损耗, 表现为对传播 HPM 的吸收. 实验获得的辐射场微波波形如图所示, 通道 1 (蓝色)、通道 2 (绿色) 分别代表主脉冲和前级源脉冲检波波形, 图 5 中共记录了主脉冲和前级源脉冲在不同时间间隔下十个脉冲的叠加. 当 HPM 主脉冲先

于前级源脉冲时, 测量前级源微波脉冲的幅度和波形基本没有变化, 表明 HPM 主脉冲并没有在传输通道中产生等离子体, 如图 5(a) 所示. 当前级源脉冲先于 HPM 主脉冲时, 获得的微波波形如图 5(b) 所示, 可以看到, 由于前级源脉冲在耦合缝处击穿产生等离子体, 吸收 HPM 主脉冲能量, 表现为主通道微波幅度的下降.

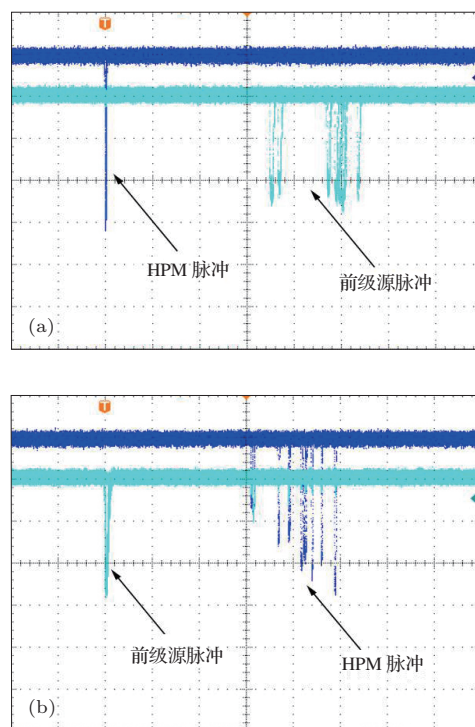


图5 辐射场测量主、副通道微波检波波形 (a) HPM 主脉冲先于前级源脉冲; (b) 前级源脉冲先于 HPM 主脉冲

等离子体在通道内扩散, 一方面, 由于等离子体的扩散导致其密度降低, 对微波能量的吸收减弱; 另一方面, 由于等离子体逐渐扩散到主通道的中心区域, 对于微波的吸收增强. 因此, 在前级源脉冲后不同时间间隔下的 HPM 主脉冲的输出微波幅度如图 6 所示. 从图中还可以看出, 等离子体从狭缝处扩散到通道中心的时间约为  $3 \mu\text{s}$ , 等离子体扩散速度接近  $1 \text{ cm}/\mu\text{s}$ . 当脉冲时间间隔大于  $5 \mu\text{s}$  时, 微波幅度不受影响, 表明等离子体的恢复时间约  $5 \mu\text{s}$ .

等离子体的另一个影响在于对微波极化的影响. 在实验中, 两路测量系统是垂直放置, 能够分别测量出两路极化方向的正交信号. 当没有等离子体产生时, 两通路分别测量 HPM 主脉冲和前级源脉冲信号, 但是, 当前级源产生等离子体填充主通道时, 导致主通道 HPM 在通过时出现极化的偏转, 从而使得极化的垂直方向也测量到微波信号, 如图 7 所示. 等离子体在扩散过程中, 密度逐渐变



小, 由(3)式可知, 偏转角度逐渐变小, 当等离子体完全复合, 将不再测到垂直极化方向的HPM信号. 实验测得不同脉冲延时下HPM幅度值如表1所示, 当延迟时间为3.19  $\mu\text{s}$ 时, 此时有最大极化偏转, 最大偏转角度为4.1°. 不同延迟时间下通道内等离子体密度不同, 导致极化偏转角度不同.

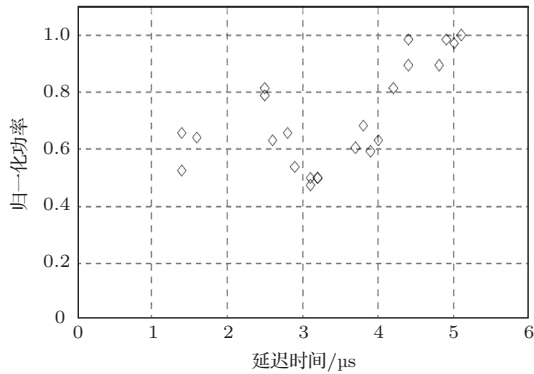


图6 输出微波幅度与 HPM 脉冲距前级源脉冲间延迟时间的关系

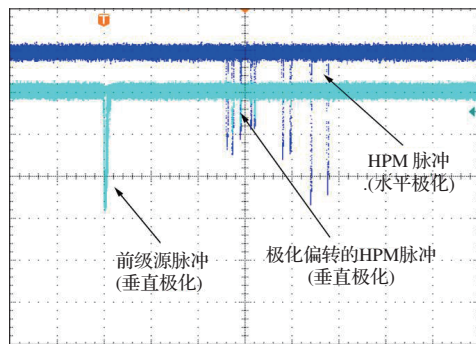


图7 辐射场测量主、副通道微波检波波形

在光学中, 当偏振光波穿过介质时会因为外磁场的作用, 从而转变偏振的方向, 这种效应叫做法拉第旋转<sup>[19]</sup>. 当耦合缝处击穿产生的等离子体扩散进入微波主通道, 使得通道内媒质变为色散媒质, 电磁波通过时也出现法拉第偏转现象. 极化偏转角度 $\beta$ 与电磁场波长 $\lambda$ 和等离子体密度 $n_e$ 密切相关. 等离子体密度越大, 微波频率越小, 偏转的角度越大.

$$\beta = R\lambda^2, \quad (3)$$

$$R = \frac{e^3}{8\pi^2\epsilon_0 m^2 c^3} \int_0^d n_e(s) B_{\parallel}(s) ds. \quad (4)$$

当主通道通过的HPM脉冲功率为3 GW时, 其平行于波传播方向最大磁场 $B_{\parallel\max} = 7.8 \times 10^{-2} \text{ T}$ , 其磁场沿着半径呈一阶Bessel函数分布, 由 $\beta_{\max} = 4.1^\circ$ 可以估算出当发生最大偏转时通道

内的电子个数约为 $N_{e-\max} \approx 3.7 \times 10^{15}$ .

表1 不同延迟时间下极化偏转测量数据表

| 延迟时间/ $\mu\text{s}$ | 垂直极化等效功率/W | 水平极化等效功率/W | 极化偏转角/ $(^\circ)$ |
|---------------------|------------|------------|-------------------|
| 1.32                | 0.073      | 1.49       | 2.82              |
| 2.21                | 0.075      | 1.87       | 2.24              |
| 2.75                | 0.096      | 1.45       | 3.78              |
| 3.19                | 0.064      | 0.88       | 4.10              |
| 3.94                | 0.054      | 1.41       | 2.21              |
| 4.6                 | 0.034      | 2.8        | 0.71              |

## 5 总 结

基于正交模耦合的高功率合路器, 研究了在合路器耦合缝处发生射频击穿产生等离子体对于主通道微波传输的影响. 击穿等离子体来自于狭缝处的场致电电子发射, 电子发射随着击穿产生等离子体通过漂移和扩散, 填充微波传输通道, 对于微波的传输有明显的影 响. 等离子体与微波相互作用, 导致微波被吸收和极化的偏转. 等离子体扩散到主通道时间约为3  $\mu\text{s}$ , 扩散速度约为1  $\mu\text{s}/\text{cm}$ , 通道内的等离子体恢复时间约5  $\mu\text{s}$ , 由于通道内等离子体的存在, 导致微波极化出现偏转, 实验测得极化最大偏转角度为4.1°, 此时通道内电子个数约为 $3.7 \times 10^{15}$ . 极化偏转角度与电子数密度以及微波频率相关.

## 参考文献

- [1] Barker R J, Schamiloglu E 2001 *High Power Microwave Sources and Technologies* (New York: IEEE press)
- [2] Song W, Lin Y Z, Liu G Z, Shao H 2008 *Chin. Phys. B* **17** 0939
- [3] Shao H, Liu G Z 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2387 (in Chinese)[邵浩, 刘国治 2001 物理学报 **50** 2387]
- [4] Song W, Chen C H, Sun J, Zhang X W, Shao H, Song Z M, Huo S F, Shi Y C, Li X Z 2012 *Phys. Plasmas* **19** 103111
- [5] Song W, Chen C H, Zhang L G, Hu Y M, Yang M, Zhang X W, Zhang L J 2011 *Phys. Plasmas* **18** 063105
- [6] Huang H, Guo Y H, Jin X, He H, Lei L R, Luo X, Chang A B, Li Z H 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 035201 (in Chinese)[黄华, 郭焱华, 金晓, 何琥, 雷禄荣, 罗雄, 常安碧, 李正红 2011 物理学报 **60** 035201]
- [7] Li G L, Shu T, Yuan C W, Zhang J, Jin Z X, Yang J H, Zhong H H, Yang J, Wu D P 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8591 (in Chinese)[李国林, 舒挺, 袁成卫, 张军, 靳振兴, 杨建华, 钟辉煌, 杨杰, 武大鹏 2010 物理学报 **59** 8591]

- [8] Song W, Sun J, Song Z M, Chen C H, Shao H, Zhang Y C 2012 *AIP Advances* **2** 012118
- [9] Fu W J, Yan Y 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 7100 (in Chinese)[傅文杰, 鄢扬 2007 物理学报 **56** 7100]
- [10] Hidaka Y, Choi E M, Mastovsky I, Shapiro M A, Sirigiri J R, Temkin R J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 035003
- [11] Han D, Guo W K, Xu P, Liang R Q 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 2297
- [12] Song W, Zhang Z Q, Li J W, Zhang Q Y, Cai L B 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 013504
- [13] Liu J Y, Fang J Y, Song Z M, Huang W H, Liu G Z 2000 *High Power Laser and Particle Beams* **12** 497 (in Chinese) [刘静月, 方进勇, 宋志敏, 黄文华, 刘国治 2000 强激光与粒子束 **12** 497]
- [14] Fang J Y, Huang H J, Zhang Z Q, Zhang X W, Zhang L J, Zhang Q Y, Hao W X, Huang W H, Jiang W H 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 088402 (in Chinese)[方进勇, 黄惠军, 张治强, 张晓微, 张黎军, 张庆元, 郝文析, 黄文华, 江伟华 2011 物理学报 **60** 088402]
- [15] Peng J C, Liu G Z, Song X X, Su J C 2011 *Laser and Particle Beams* **29** 55
- [16] Song W, Shi Y C, Deng Y Q, Zhu X X, Zhang Z Q, Hu X G 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 173516
- [17] Song W, Zhang X W, Chen C H, Sun J, Song Z M 2013 *IEEE Trans. Electron. Dev.* **60** 494
- [18] Zhang K Q, Li D J 2001 *Electromagnetic Theory for Microwave and Optoelectronics* (2nd Ed.) (Beijing: Electronic Industry Press) (in Chinese) [张克潜, 李德杰 2001 微波与光电子学中的电磁理论 (第二版)(北京: 电子工业出版社)]
- [19] Sodha M S, Mishra S K, Agarwal S K 2009 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **45** 2737

## High power microwave propagation properties in radio frequency breakdown plasma

Song Wei<sup>†</sup> Shao Hao Zhang Zhi-Qiang Huang Hui-Jun Li Jia-Wei  
Wang Kang-Yi Jing Hong Liu Ying-Jun Cui Xin-Hong

(Science and Technology on High Power Microwave Laboratory, Northwest Institute of Nuclear Technology, Shaanxi 710024, China)

( Received 22 June 2013; revised manuscript received 17 December 2013 )

### Abstract

The effect of plasma on the microwave propagation properties is investigated experimentally by using a high power microwave combiner. The plasma is generated by radio-frequency breakdown on the coupling slit of the combiner through changing the power or pulse width of the prime microwave source. The plasma diffuses from the slit to the high power microwave transmission channel, and induces the absorption of microwave energy and the rotation of microwave polarization. The results show that the spread velocity of plasma is about 1  $\mu\text{s}/\text{cm}$ , and the duration is about 5  $\mu\text{s}$ . The polarization rotating angle is determined by electron density and microwave frequency. The maximum rotating angle is  $4.1^\circ$  while the number of electron is about  $3.7 \times 10^{15}$ .

**Keywords:** high power microwave, plasma, radio frequency breakdown

**PACS:** 41.20.Jb, 52.35.-g, 84.40.-x

**DOI:** 10.7498/aps.63.064101

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [songwei99@gmail.com](mailto:songwei99@gmail.com)