

用电子散射研究丰质子核的质子晕结构^{*}

王再军¹ 任中洲^{1,2;1)}

1 (南京大学物理系 南京 210008)

2 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

摘要 理论和实验结果都表明¹⁷F 的第一激发态有质子晕存在. 用相对论平均场理论和 Eikonal 近似研究了质子晕核¹⁷F 的第一激发态的电子弹性散射过程. 计算了¹⁷F 的第一激发态的电荷形状因子, 并与¹⁶O 和¹⁹F 的结果进行了对比和讨论. 结果显示质子晕的存在会使中等转移动量的电荷形状因子产生明显的变化, 并且使低转移动量的电荷形状因子趋于降低. 这说明电子散射对质子晕的存在是非常敏感的, 表明可以用电子散射对奇特核的质子晕结构进行更精细的研究.

关键词 电子弹性散射 质子晕 Eikonal 近似 相对论平均场理论

1 引言

20 世纪 80 年代, Tanihata 等人首次从实验上观测到¹¹Li 有异常大的物质分布半径^[1], 揭示了奇特核的晕结构现象. 这一发现引起了核物理研究者的极大兴趣和关注, 人们很快展开了对原子核晕现象的广泛研究^[2-13]. 现在, 原子核的晕结构已成为核物理学家们最感兴趣的研究课题之一.

对原子核晕结构的实验研究目前主要是用复杂的核-核反应过程测量原子核反应总截面及碎裂过程中的动量分布等. 这类实验提供了很多有关原子核晕现象的信息, 使我们对原子核的晕结构有了一个非常好的了解^[2-13], 同时也给理论上对原子核晕结构的研究提供了依据. 但是, 对于有关原子核晕结构的一些具体问题, 例如具有晕的原子核的电荷分布和磁矩分布与稳定核的电荷分布和磁矩分布有什么不同等, 我们现在仍然不很清楚. 因此, 有必要寻找一种新的实验方法对原子核的晕结构进行更精细的研究. 众所周知, 探测原子核电磁结构的最好的探针之一是高能电子. 利用电子与原子核的散射过程, 可以从实验上非常准确地测量原子核的电荷

分布、电荷分布的均方根半径以及磁矩分布等. 为此, 我们在文献[14]中提出了用电子散射对原子核的晕结构进行进一步详细研究的建议. 事实上, 核物理学家们早就注意到了奇特核可能有与稳定核非常不同的结构和性质. 他们曾设想如何从实验上对不稳定核的电磁结构进行深入地研究. 现在, 一个新的放射性束流工厂正在日本的 RIKEN 兴建, 同时一个新的电子与核的对撞机也在那里建造. 这项工程(MUSES)的目的之一就是用电子与放射性原子核的散射研究不稳定核的结构和性质^[15]. 另外一个具有同样目的的新实验室在德国的 GSI 也被政府批准建造^[16]. 这就意味着利用电子与不稳定核的散射实验研究奇特核的结构和性质的设想将要实现. 因此, 理论上预先针对一些典型的奇特核的电子散射过程进行一些计算, 对奇特核的质子晕对电子散射的影响做些分析讨论和预言, 给以后可能开展的实验提供一些理论结果是有意义的.

在文献[14]中, 我们用 PWBA 结合单粒子壳模型对²⁸S 的电子弹性散射过程进行了一些理论计算, 初步讨论了²⁸S 最外面两个质子的分布对散射截面和形状因子的影响. 本文进一步对质子晕对电子散

2004-07-30 收稿

^{*} 国家杰出青年基金(10125521), 教育部博士点基金(20010284036), 国家重点基础研究发展规划项目(G2000077400), 中国科学院创新工程重点项目(KJCX2-SW-No2)资助

1) E-mail: zren@nju.edu.cn

射的影响这一问题进行探讨. PWBA 和单粒子壳模型物理清楚,是原子核理论计算中常用的两个模型. 但是它们毕竟忽略了一些重要的物理因素,使得计算结果显得有些粗糙. 因此,本文将不再采用这两种模型进行计算和讨论. 众所周知,近年来相对论平均场模型在描述原子核的基态和低激发态的性质方面取得了巨大的成功^[17-21]. 电子散射的 Eikonal 近似部分地考虑了原子核库仑场对电子波的扭曲作用,是一个比 PWBA 更准确的方法^[22,23]. 所以,本文将把这两种模型结合起来进行计算和讨论.

寻找和研究原子核激发态中的晕现象是一个非常有意义的工作^[24,25]. ^{17}F 是一个典型的质子晕核,理论计算和实验结果都表明 ^{17}F 的第一激发态 ($J^\pi = \frac{1}{2}^+$) 具有质子晕结构^[26-28],因此,本文将选取 ^{17}F 的第一激发态作为研究对象. 其另一个重要原因是它的性质可以很好地用相对论平均场模型描述^[26]. 为了能找出 ^{17}F 的第一激发态的质子晕对电荷形状因子的影响,本文选取 ^{16}O 和 ^{19}F 作为比较和讨论的参考核. 为叙述方便,以下用 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 表示 ^{17}F 的第一激发态.

2 电子散射的 Eikonal 近似

电子散射的 Eikonal 近似方法部分地考虑了原子核库仑场对电子波的扭曲作用,应用于高能电子与原子核的散射可以给出与实验符合得非常好的结果. 该方法的详细理论推导和讨论可参见文献^[22, 23]. 这里只给出本文计算和编程中用到的内容. 根据文献^[23],Eikonal 近似下的电子与电荷分布的弹性微分散射截面可表示为

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{ch}} = \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) |I_1 + I_2|^2, \quad (1)$$

这里

$$I_1 = -ikR_0^2 \int_0^1 J_0(qR_0x) [e^{i\chi(x)} - 1] x dx, \quad (2)$$

$$I_2 = -ikR_0^2 \int_1^\infty J_0(qR_0x) [e^{i\chi(x)} - 1] x dx, \quad (3)$$

其中 $x = b/R_0$, b 为碰撞参数, R_0 是电荷分布的截断半径, Z 是原子核的电荷数, q 为散射过程中的转移动量, $\alpha = 1/137$. 相移函数 $\chi(x)$ 表示为

$$\chi(x) = -2\alpha Z \frac{E}{k} \left\{ \ln x + 4\pi \int_{R_0/x}^{R_0} r^2 \rho(r) f\left(\frac{R_0 x}{r}\right) dr \right\}, \quad (4)$$

$$x \leq 1,$$

和

$$\chi(x) = -2\alpha Z \frac{E}{k} \ln x, \quad x > 1, \quad (5)$$

其中

$$f(y) = \log\left(\frac{1 + (1 - y^2)^{1/2}}{y}\right) - (1 - y^2)^{1/2}. \quad (6)$$

利用(5)式对 I_2 积分,并利用高能电子近似,可得

$$I_2 = i \frac{k}{q^2} \left\{ e^{i2\alpha Z \ln q R_0} [-i2\alpha Z q R_0 J_0(qR_0) S_{-i2\alpha Z, -1}(qR_0) + qR_0 J_1(qR_0) S_{1-i2\alpha Z, 0}(qR_0)] - qR_0 J_1(qR_0) \right\}, \quad (7)$$

其中, $S_{\nu\mu}(Z)$ 是 Lommel 函数, J_0 和 J_1 是零阶和一阶贝塞尔函数. 在 R_0 足够大时(一般 $R_0 \geq 8\text{fm}$), $S_{\nu\mu}(Z)$ 可只取其前三项,即

$$S_{\nu\mu}(Z) \simeq Z^{\mu-1} \left[1 - \frac{(\mu-1)^2 - \nu^2}{Z^2} + \frac{((\mu-1)^2 - \nu^2)((\mu-3)^2 - \nu^2)}{Z^4} - \dots \right]. \quad (8)$$

上述(1)到(9)式就是 Eikonal 近似下计算高能电子与电荷分布的散射截面的计算公式. 正如前文所述,Eikonal 近似只是部分地考虑了原子核库仑场对入射电子波的扭曲作用,在实际计算时还需进一步考虑由于库仑场对入射电子的吸引作用而导致的人射电子的波长或者波数的改变. 入射电子波长的改变对结果产生的影响可以通过引入有效转移动量

$$q_{\text{eff}} = q \left(1 + \frac{3Z\alpha hc}{2R_{\text{eq}}E} \right) \quad (9)$$

而得到修正. 其中 $R_{\text{eq}} = 1.07A^{1/3}$. 另外,由于本文讨论的是轻核的电子散射过程,所以核的反冲效应也必须考虑. 核的反冲效应可通过引入核反冲因子

$$f_{\text{rec}} = \left(1 + \frac{2E \sin^2 \frac{\theta}{2}}{Mc^2} \right)^{-1} \quad (10)$$

而得到修正. 考虑了这两种修正以后,Eikonal 近似可给出与实验符合得很好的结果. 进一步利用公式

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{ch}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{M}} |F_{\text{ch}}(q)|^2, \quad (11)$$

可以求出电荷分布的形状因子. 其中 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{M}}$ 是 Mott 微分散射截面.

对于角动量为零的核态,Eikonal 近似计算的微分截面和电荷形状因子可直接与实验结果对比. 对于角动量不为零的核态,如本文将要计算的 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 和 ^{19}F 的角动量为 $1/2$,其弹性微分散射截面由电荷微分散射截面和磁矩微分散射截面两部分构成,实验上可以利用 Rosenbluth 分离方法或背散射方法将电荷微分散射截面从总微分截面中分离出来,理论计算结果仍能与实验结果对比.

3 数值结果与讨论

用电子散射的 Eikonal 近似方法计算 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$, ^{16}O 和 ^{19}F 的电荷分布的形状因子. 计算中所需的原子核的电荷密度分布由相对论平均场模型计算给出.

文献[26]选用 NLZ 和 NL1 两套参数,用相对论平均场模型对 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 和 ^{16}O 进行了计算,计算结果与实验符合得非常好. 因此,本文也采用这两套参数来产生 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$, ^{16}O 和 ^{19}F 的电荷密度分布. 计算结果如图 1 所示.

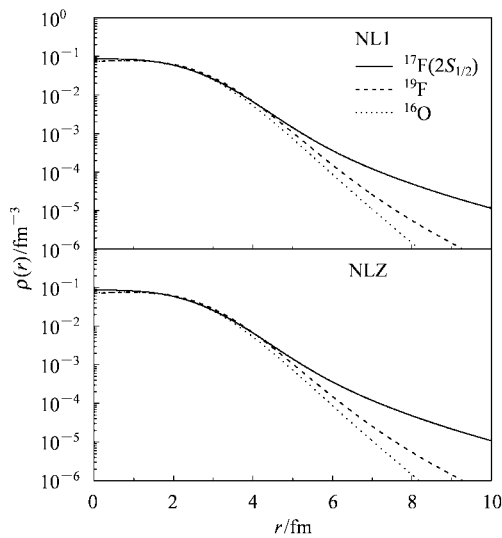


图 1 用 NL1 和 NLZ 两套力参数计算的 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$, ^{16}O 和 ^{19}F 的电荷密度分布

从图 1 中可以看出, $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$, ^{16}O 和 ^{19}F 的电荷密度分布在尾部有很大的差别. 与 ^{16}O 和 ^{19}F 的电荷密度分布相比, $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 的电荷密度分布拖有一个长长的尾巴. 这表明 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 的表面有非常大的空间弥散, 形成了质子晕, 其存在已经被实验证实^[27]. $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 的质子晕形成的原因是由于其最外层的一个质子占据着 $2S_{1/2}$ 态, 并且具有很小的束缚能 ($\approx 0.4\text{MeV}$). 更详细的计算和讨论可参见文献[26].

用图 1 中给出的电荷密度作为输入量, 应用 Eikonal 近似可计算出 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$, ^{16}O 和 ^{19}F 的电荷形状因子, 数值结果见图 2 和图 3.

在讨论质子晕对电子散射的影响之前, 我们需要对用相对论平均场和 Eikonal 近似相结合计算电子散射的有效性进行讨论. 图 2(a) 和图 3(a) 中给出

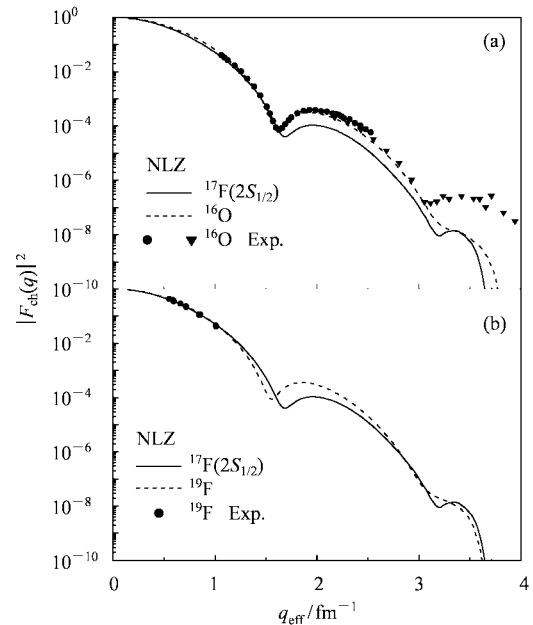


图 2 用 NLZ 力参数计算的 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$, ^{16}O 和 ^{19}F 的电荷形状因子

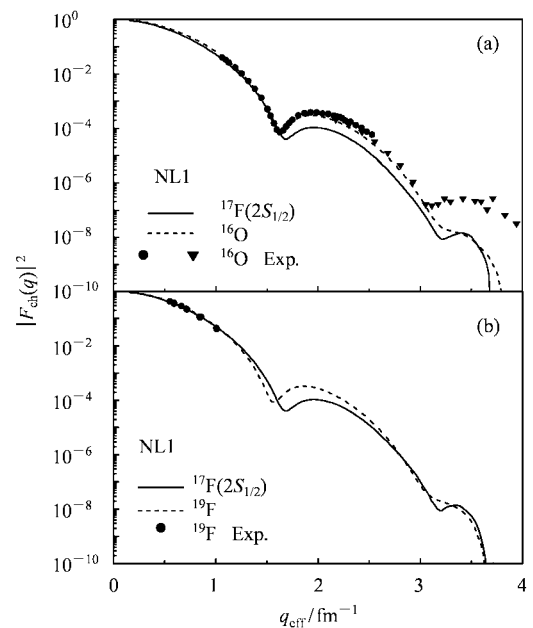


图 3 用 NL1 力参数计算的 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$, ^{16}O 和 ^{19}F 的电荷形状因子

了 ^{16}O 的形状因子的实验结果^[29], 并将理论结果与实验结果进行了比较. 从图中可以看出在中低转移动量区域 ($q \leq 3\text{fm}^{-1}$), 用相对论平均场和 Eikonal 近似相结合给出的 ^{16}O 形状因子的低点位置和大小与实验结果符合得非常好. 在高转移动量区域 ($q >$

3fm^{-1}), 理论计算与实验结果有较大的差异. 根据文献[29]中的分析知道, 高转移动量区域的电荷形状因子主要决定于原子核中心附近的电荷分布. 所以, 在高转移动量区域理论计算与实验结果的差异说明, 相对论平均场给出的原子核电荷分布在核中心附近与实验结果是有差别的, 这个结论和文献[30]中的结论是一致的. 根据这些分析可以知道, 用相对论平均场和 Eikonal 近似相结合讨论电子散射. 在中低转移动量区域所给出的结果或得出的结论是可靠的.

现在讨论质子晕对电子散射的影响. 先讨论图 2 中 NLZ 参数的计算结果. 在图 2(a) 中我们将 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 和 ^{16}O 的电荷形状因子进行了对比. 从图中可以看出 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 和 ^{16}O 的电荷形状因子有非常大的差异.

在低转移动量区域 ($q < 1\text{fm}^{-1}$), $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 的电荷形状因子有一个明显的减小. 根据电荷形状因子在低转移动量区域的性质可知, 低转移动量区域的电荷形状因子主要是由电荷分布的均方根半径决定, 并且电荷形状因子随均方根半径的增大而减小. 因此, 在低转移动量区域 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 的电荷形状因子比 ^{16}O 的电荷形状因子小, 说明了 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 的电荷分布的均方根半径比 ^{16}O 电荷分布的均方根半径有明显的增大, 表明 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 的电荷分布在空间弥散区域要明显大于 ^{16}O . 这和图 1 中的计算结果是一致的.

在中等转移动量区域 ($1\text{fm}^{-1} \leq q \leq 3\text{fm}^{-1}$) 和高转移动量区域 ($q > 3\text{fm}^{-1}$), $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 的电荷形状因子则出现了一个非常大的下移, 并且两个低点也出现了明显的变化. 第一个低点有一个小的外移, 第二个低点变得更加尖锐. 根据电子散射的一般结论知道, 中高转移动量区域的电荷形状因子是电荷具体分布反映. 文献[29, 31]对中等转移动量区域和高转移动量区域的电荷形状因子对电荷分布的敏感性进行了分析, 指出高转移动量区域的电荷形状因子主要决定于中心附近的电荷分布, 而中等转移动量区域的电荷形状因子则对电荷分布的尾巴部分十分敏感. 因此, 在高转移动量区域 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 和 ^{16}O 的电荷形状因子的差别反映出 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 和 ^{16}O 的电荷分布在中心处是有差别的. 而在中等转移动量区域 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 的电荷形状因子的下移和第一低点的外移则说明, $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 和 ^{16}O 的电荷分布在尾部有很大不同. 根据前面对电荷密度分布的讨论知道,

$^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 和 ^{16}O 的电荷分布在尾部的不同是由 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 的质子晕所导致的, 因此, 在中等转移动量区域 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 的电荷形状因子的下移和第一低点的外移, 是 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 存在质子晕的反映.

在图 2(b) 中我们进一步将 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 和 ^{19}F 的电荷形状因子作了对比. $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 和 ^{19}F 具有相同的电荷数, 所处的状态同为 $\left(\frac{1}{2}\right)^+$ 态, 但它们的电荷形状因子在中等转移动量区域和高转移动量区域仍存在很大的差异. 高转移动量区域电荷形状因子的差异说明在中心附近, $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 和 ^{19}F 的电荷分布是不一样的, 中等转移动量区域 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 和 ^{19}F 的电荷形状因子的差别和第一低点的相对移动, 则反映出两者的电荷分布在尾部也是不同的. 将这个分析与图 1 的电荷分布结合起来同样可以得出, $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 和 ^{19}F 的电荷形状因子在中等转移动量区域的差异是由 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 的质子晕所导致的. 在低转移动量区域, 尽管 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 和 ^{19}F 的电荷形状因子差别不大, 但也清楚地表明了 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$ 的电荷分布的均方根半径要比 ^{19}F 的电荷分布的均方根半径大. 这一点是非常重要的, 因为, 我们不好想像存在一个这样质子晕核态, 它的电荷分布的均方根半径比其稳定同位素的电荷分布的均方根半径还要小.

图 3 给出了 NL1 力参数的计算结果. 从图中可以看出, NL1 力参数所给出的结果与用 NLZ 参数计算的结果是一致的. 因此, 对图 3 进行分析可以得出与上面同样的结论. 另外, 图 3 和图 2 的一致性说明了相对论平均场对 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$, ^{16}O 和 ^{19}F 是有效和稳定的.

4 结论

应用相对论平均场模型和电子散射的 Eikonal 近似, 采用 NLZ 和 NL1 两套参数计算了 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$, ^{16}O 和 ^{19}F 的电荷形因子. 结果显示在中低转移动量区域, 应用相对论平均场模型和电子散射的 Eikonal 近似相结合给出的原子核的电荷形状因子是有效和稳定的. 进一步对 $^{17}\text{F}(2S_{1/2})$, ^{16}O 和 ^{19}F 的结果进行对比分析讨论, 我们发现质子晕会对中等转移动量区域的电荷形状因子产生明显的影响. 而在低转移动量区域, 具有质子晕的原子核态的电荷形状因子要低于其稳定同位素的电荷形状因子. 这表明电子与原子核的弹性散射过程对原子核的质子晕的存在

是非常敏感的. 因此,我们认为可以利用电子散射对奇特核的质子晕结构进行更精细的研究,这个结

论和文献[14]得出的结论是一致的.

参考文献 (References)

- 1 Tanihata I et al. Phys. Rev. Lett., 1985, **55**:2676
- 2 Mittig W et al. Phys. Rev. Lett., 1987, **59**:1889
- 3 Kobayashi T et al. Phys. Rev. Lett., 1988, **60**:2599
- 4 Saint-Laurent M G et al. Z. Phys., 1989, **A332**:457
- 5 CAI Xiang-Zhou et al. Chin. Phys. Lett., 2002, **19**:1068
- 6 ZHANG Hu-Yong et al. Nucl. Phys., 2002, **A707**:303
- 7 LI Zhi-Hong. Phys. Lett., 2002, **B527**: 50
- 8 ZHANG Hu-Yong et al. Mod. Phys. Lett., 2003, **A18**:151
- 9 REN Zhong-Zhou et al. Phys. Lett., 1990, **B252**:311
- 10 CHEN Bao-Qiu. HEP & NP, 1999, **23**:807 (in Chinese)
(陈宝秋. 高能物理与核物理, 1999, **23**:807)
- 11 ZHANG Shuang-Quan et al. Chin. Phys. Lett., 2002, **19**:312
- 12 LIU Zu-Hua, Chin. Phys. Lett., 2002, **19**:1071
- 13 ZHOU Shu-Hua et al. Chin. Phys. Lett., 2002, **19**:1065
- 14 WANG Zai-Jun et al. Science in China, 2004, **G47**:42
- 15 Suda T et al. RIKEN Accel. Prog. Rep., 2001, **34**:49
- 16 An International Accelerator Facility for Beams of Ions and Antiprotons. GSI Report, 2002
- 17 Gambhir Y K et al. Ann. Phys. (N.Y.), 1990, **198**:132
- 18 Horowitz C J et al. Nucl. Phys., 1981, **A368**:503
- 19 MA Zhong-Yu et al. Phys. Rev., 1994, **C50**:3170
- 20 REN Zhong-Zhou et al. Nucl. Phys., 1999, **A652**:250
- 21 REN Zhong-Zhou et al. Phys. Rev., 1995, **C52**:R20
- 22 Wallace S J et al. Ann. Phys., 1973, **78**:190
- 23 Baker A. Phys. Rev., 1964, **134**:B240
- 24 LIU Zu-Hua et al. HEP & NP, 2002, **26**:696 (in Chinese)
(刘祖华等. 高能物理与核物理, 2002, **26**:696)
- 25 LIU Zu-Hua. HEP & NP, 2003, **27**:135 (in Chinese)
(刘祖华等. 高能物理与核物理, 2003, **27**:135)
- 26 REN Zhong-Zhou et al. Phys. Rev., 1998, **C57**:2752
- 27 Morlock R et al. Phys. Rev. Lett., 1997, **79**:3837
- 28 ZHANG Hu-Yong et al. HEP & NP, 2002, **26**:35 (in Chinese)
(张虎勇等. 高能物理与核物理, 2002, **26**:35)
- 29 Sick I et al. Nucl. Phys., 1970, **A150**:631
- 30 Cardman L S. Nucl. Phys., 1999, **A654**:73c
- 31 Li G C et al. Phys. Rev., 1974, **C9**:1861

Studies on Proton-Halo Structure of Light Proton-Rich Nuclei by Elastic Electron-Nucleus Scattering*

WANG Zai-Jun¹ REN Zhong-Zhou^{1,2;1)}

¹ (Department of Physics, Nanjing University, Nanjing 210008, China)

² (Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy-Ion Accelerator, Lanzhou 730000, China)

Abstract Both theoretical calculations and experimental observations show that there exists proton halo in the first excited state $(1/2)^+$ of ^{17}F . The elastic electron scattering process on the first excited state of ^{17}F is studied with the RMF model and Eikonal approximation. The charge form factor is calculated and compared with those of ^{16}O and ^{19}F . The results show that the existence of the proton halo can lead to an obvious change of the form factors in the range of low and moderate momentum transfer. This indicates that elastic electron-nucleus scattering can be an effective tool for a refined study of the proton-halo structure of proton-rich nuclei.

Key words elastic electron scattering, proton halo, Eikonal approximation, relativistic mean field theory

Received 30 July 2004

* Supported by National Natural Science Found for Outstanding Young Scientists of China (10125521), the Fund of the Education Ministry (20010284036), Major State Basic Research Development in China (G2000077400), Chinese Academy of Sciences Knowledge Innovation Project (KJCX2-SW-No2)

1) E-mail: zren@nju.edu.cn