

原子核内光子的有效质量*

孙宝玺^{1,2} 吕晓夫^{2,3,6} 沈彭年^{6,1,2} 赵恩广^{2,4,5,6}

1 (中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

2 (中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

3 (四川大学物理系 成都 610064)

4 (重离子加速器国家重点实验室理论核物理中心 兰州 730000)

5 (清华大学物理系 北京 100084)

6 (中国高等技术中心 北京 100080)

摘要 研究了无限大核子费密气体和有限原子核内电磁场的性质. 由于电荷密度算符的基态期待值在核子费密气体内不为零, 电荷的 $U(1)$ 定域规范对称性自发破缺. 微扰计算光子的自能可知在核子费密气体内光子有效质量与质子的标量密度有关. 在饱和密度 $\rho_0 = 0.16 \text{fm}^{-3}$ 的正常核物质中, 光子有效质量为 5.42MeV ; 在 ^{238}U 原子核的表面处, 光子有效质量约为 2.0MeV . 在这一问题中, 这两种方法是等价的. 同时文章指出正是由于原子核表面处有质量光子的两体衰变导致在低能 $^{238}\text{U} + ^{232}\text{Th}$ 重离子碰撞实验中正反电子对尖锐谱线的发现.

关键词 核子费密气体 核内电荷分布 定域规范对称性自发破缺

1 引言

在 $^{238}\text{U} + ^{232}\text{Th}$ 近库仑位垒低能重离子碰撞实验中生成 800keV 能量的正负电子对的现象引起人们的关注^[1-3]. 由轻子动能和飞行时间分布的 Monte Carlo 模拟可知, 800keV 能量的正负电子对很可能源于质量为 1.8MeV 的中性粒子在重离子质心系中的两体衰变. 尽管 1995 年美国的 ATLAS 正电子实验宣称并没有观察到尖锐的正负电子对谱线^[4], 然而这一实验结果遭到质疑^[5-8]. 在这篇文章中, 将由核物质的费密气体模型出发, 通过计算原子核内光子的传播子得出光子在核介质中的有效质量, 并指出正是由于原子核内有“质量”光子的两体衰变, 产生了 $^{238}\text{U} + ^{232}\text{Th}$ 碰撞实验中观察到的 800keV 正负电子对的谱线.

在有限核的相对论平均场近似计算中, 考虑电磁场的贡献^[9-11]. 即只保留电磁场时间分量的贡献. 这种近似方法并不适用于核物质的研究. 本文指出,

无论在核物质还是在有限核的相对论平均场计算中, 必须考虑电磁场的质量项的贡献.

2 核子费密气体内光子有效质量的微扰计算

在核物理中, 通常定义核子费密气体的基态为“真空”, 在这一“真空”中, 核子填满费密海, 没有反核子和“空穴”. 由于质子带有正电荷, 核子费密气体内电荷密度的基态期待值不为零, $\langle \hat{\rho}_0 \rangle \neq 0$. 所以在核子费密气体内, 电荷的 $U(1)$ 定域规范对称性自发破缺^[12].

如果只考虑电磁相互作用, 则核子费密气体的拉格朗日密度为

$$L = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \bar{\psi}_p (i\gamma_\mu D^\mu - m) \psi_p + \bar{\psi}_n (i\gamma_\mu \partial^\mu - m) \psi_n, \quad (1)$$

2002-07-12 收稿, 2002-11-11 收修改稿

* 国家重点基础研究发展计划项目 (G2000-0774), 中国科学院知识创新工程重大项目 (KJ9X2-N11) 和国家自然科学基金 (10075057, 90103020, 10047001) 资助

其中

$$D^\mu = \partial^\mu + ieA^\mu, \quad (2)$$

ψ_p 和 ψ_n 分别为质子场和中子场, A^μ 为电磁场.

将核子费密气体内电磁相互作用视为微扰, 则相互作用表象中微扰哈密顿量为

$$H_I = e\bar{\psi}_p(x)\gamma^\mu\psi_p(x)A_\mu(x), \quad (3)$$

S 矩阵为

$$\hat{S} = \hat{S}_0 + \hat{S}_1 + \hat{S}_2 + \dots, \quad (4)$$

其中

$$\hat{S}_n = \frac{(-i)^n}{n!} \int d^4x_1 \int d^4x_2 \dots \int d^4x_n T[H_I(x_1)H_I(x_2)\dots H_I(x_n)]. \quad (5)$$

在树图近似下, 只需计算二级近似

$$\hat{S}_2 = \frac{(-i)^2}{2!} \int d^4x_1 \int d^4x_2 T[H_I(x_1)H_I(x_2)]. \quad (6)$$

质子场算符 $\psi_p(x)$ 及其狄拉克伴算符 $\bar{\psi}_p(x)$ 可在动量空间内展开

$$\psi_p(x) = \sum_{\lambda=1,2} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \sqrt{\frac{m}{E(p)}} A_{p,\lambda} U(p,\lambda) \exp(-ip_\mu x^\mu), \quad (7)$$

$$\bar{\psi}_p(x) = \sum_{\lambda=1,2} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \sqrt{\frac{m}{E(p)}} A_{p,\lambda}^\dagger \bar{U}(p,\lambda) \exp(ip_\mu x^\mu), \quad (8)$$

其中 $E(p) = \sqrt{p^2 + m^2}$ 由于核子费密气体中不存在反核子, 在方程(7)与(8)中只保留了正能部分. 如果核子费密气体内光子的动量为 k , 则光子的场算符 $A_\mu(k, x)$ 可表示为

$$A_\mu(k, x) = a(k, \delta) \epsilon_\mu(k, \delta) \exp(-ik \cdot x) + a^\dagger(k, \delta) \epsilon_\mu(k, \delta) \exp(ik \cdot x) \quad (9)$$

其中 δ 表示光子的极化. 由于单费密子圈图对光子自能的贡献 $-e_0^2 k^2 C(k^2)$ 可以通过重整化过程消去^[13], 所以只需计算图 1 中所示费曼图对光子自能的贡献.

方程(6)中的 \hat{S}_2 矩阵元为

$$\begin{aligned} & \langle k_2, \epsilon_\mu(k_2, \delta_2) | \hat{S}_2 | k_1, \epsilon_\nu(k_1, \delta_1) \rangle = \\ & -ie^2 (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + k_1 - p_2 - k_2) \\ & \epsilon_\mu(k_2, \delta_2) \epsilon_\nu(k_1, \delta_1) \sum_{\lambda=1,2} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{m}{E(p)} \theta(p_F - |\mathbf{p}|) \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} & \bar{U}(p, \lambda) \left(\gamma^\nu \frac{1}{\not{p} - \not{k} - m} \gamma^\mu + \right. \\ & \left. \gamma^\mu \frac{1}{\not{p} + \not{k} - m} \gamma^\nu \right) U(p, \lambda), \end{aligned}$$

其中 $k_1 = k_2 = k, p_1 = p_2 = p, \theta(x)$ 是阶跃函数.

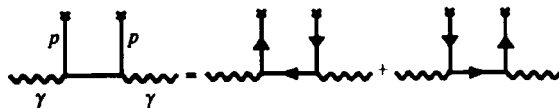


图 1 核子费密气体内光子自能的费曼图

考虑图 1 所示情景, 核子费密气体内的光子传播子 $G(k)$ 为

$$\begin{aligned} G(k) = & \frac{1}{(2\pi)^4} \frac{-ig_{\mu\nu}}{k^2 + i\epsilon} + \frac{1}{(2\pi)^4} \frac{-ig_{\mu\nu}}{k^2 + i\epsilon} \times \\ & \sum_{\lambda=1,2} (-ie^2) (2\pi)^4 \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{m}{E(p)} \theta(p_F - |\mathbf{p}|) \times \\ & \bar{U}(p, \lambda) \left(\gamma^\beta \frac{1}{\not{p} - \not{k} - m} \gamma^\alpha + \right. \\ & \left. \gamma^\alpha \frac{1}{\not{p} + \not{k} - m} \gamma^\beta \right) U(p, \lambda) \frac{1}{(2\pi)^4} \frac{-ig_{\mu\nu}}{k^2 + i\epsilon} = \\ & \frac{-i}{(2\pi)^4} \frac{g_{\mu\nu}}{k^2 + i\epsilon} + \frac{-i}{(2\pi)^4} \frac{-e^2}{k^2 + i\epsilon} \times \\ & \sum_{\lambda=1,2} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{m}{E(p)} \theta(p_F - |\mathbf{p}|) \times \\ & \bar{U}(p, \lambda) \left(\gamma_\nu \frac{1}{\not{p} - \not{k} - m} \gamma_\mu + \right. \\ & \left. \gamma_\mu \frac{1}{\not{p} + \not{k} - m} \gamma_\nu \right) U(p, \lambda) \frac{1}{k^2 + i\epsilon}, \quad (11) \end{aligned}$$

由 Dyson 方程

$$\frac{-ig_{\mu\nu}}{k^2 - \mu^2 + i\epsilon} = \frac{-ig_{\mu\nu}}{k^2 + i\epsilon} + \frac{-i}{k^2 + i\epsilon} g_{\mu\nu} \mu^2 \frac{1}{k^2 + i\epsilon},$$

可得

$$\begin{aligned} g_{\mu\nu} \mu^2 = & -e^2 \sum_{\lambda=1,2} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{m}{E(p)} \theta(p_F - |\mathbf{p}|) \times \\ & \bar{U}(p, \lambda) \left(\gamma_\nu \frac{1}{\not{p} - \not{k} - m} \gamma_\mu + \right. \\ & \left. \gamma_\mu \frac{1}{\not{p} + \not{k} - m} \gamma_\nu \right) U(p, \lambda). \end{aligned}$$

如果忽略核子之间的强相互作用, 则核子的能量动量满足质壳关系,

$$p^2 - m^2 \approx 0. \quad (14)$$

对于在壳的实光子, 光子自能为

$$\mu^2 = \frac{e^2}{m} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{m}{E(p)} \theta(p_F - |\mathbf{p}|) = \frac{e^2 \rho_s^p}{2m} \quad (15)$$

其中 $e^2 = 4\pi\alpha$, $\alpha = \frac{1}{137}$ 是精细结构常数, m 和 ρ_s^p

分别为质子的质量和标量密度

$$\rho_s^p = 2 \int_p \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{m}{(p^2 + m^2)^{\frac{1}{2}}}.$$

显然,

$$\mu = \sqrt{\frac{e^2 \rho_s^p}{2m}} \quad (17)$$

是自旋为 1 的玻色子的质量,在核子费密气体中通过与质子的相互作用光子获得了有效质量.

光子的有效质量只与核子费密气体内质子的标量密度有关,与光子的能量和动量无关.在质子数密度和中子数密度相等的对称性核子费密气体中,如果核子密度为 0.16fm^{-3} ,光子的有效质量约为 5.42MeV .

假定在原子核内质子数密度等于核内电荷密度,由核内电荷密度分布的两参数公式^[14]

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-c}{z}\right)}, \quad (18)$$

可得原子核内不同密度处的光子质量.对于 ^{238}U 核, $c = 6.874\text{fm}$, $z = 0.556\text{fm}$. $\rho_0 = 0.0635\text{fm}^{-3}$ 由方程 $4\pi \int \rho(r)r^2 dr = Z$ 确定.

表 1 列出了 ^{238}U 原子核不同半径处的质子密度和相应光子有效质量.在 ^{238}U 原子核表面处,光子有效质量约为 2.0MeV ,与低能 $^{238}\text{U} + ^{232}\text{Th}$ 重离子碰撞实验预言的中性粒子质量相当.相互碰撞的原子核表面处的有质量光子有可能在库仑势场的作用下衰变为一对正反电子,从而在 $^{238}\text{U} + ^{232}\text{Th}$ 重离子碰撞实验中观察到 800keV 正反电子对的尖锐谱线^[1-3].

表 1 原子核 ^{238}U 中不同密度 $\rho(r)$ 处光子的有效质量 μ 及相应半径 r 的值

$\rho(r)/\text{fm}^{-3}$	r/fm	μ/MeV
0.005	8.242	1.37
0.006	8.131	1.50
0.007	8.035	1.62
0.008	7.951	1.73
0.009	7.876	1.83
0.010	7.807	1.93
0.011	7.743	2.03
0.012	7.684	2.12

在核子费密气体与原子核中,质子之间通过交换虚光子发生电磁相互作用.在图 2 所示相对论 Hartree 近似中,虚光子的四维动量近似为零, $k = 0$, 所以 $k^2 = 0$, 以上关于核子费密气体中实光子的论述也适用于相对论 Hartree 近似中的虚光子.在核物质和原子核的相对论 Hartree 近似或相对论平均场近似计算中,必须包含光子场质量项的贡献.

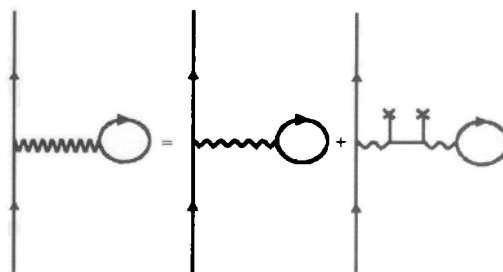


图 2 相对论 Hartree 近似中核子费密气体内电磁相互作用的费曼图

3 结论

我们在核子费密气体模型的框架内研究了电磁场的性质.由于电荷密度算符的基态期待值在核子费密气体内不为零,电荷的 $U(1)$ 定域规范对称性自发破缺.微扰计算光子的自能可知在核子费密气体内光子有效质量与质子的标量密度有关.在饱和密度 $\rho_0 = 0.16\text{fm}^{-3}$ 的正常核物质中,光子有效质量为 5.42MeV ;在 ^{238}U 的表面处,光子有效质量约为 2.0MeV .这一数值恰好与近库仑位垒低能 $^{238}\text{U} + ^{232}\text{Th}$ 重离子碰撞实验中由 Monte Carlo 模拟预言的质量为 1.8MeV 的中性粒子相符.正是由于原子核表面处有质量光子的两体衰变导致在重离子质心系中发现能量相同,方向相反的正反电子.在相对论核多体问题的研究中,必须考虑光子质量的贡献.总之,原子核中电磁场的性质不同于真空中的情景.我们将继续这方面的研究工作.

作者非常感谢与 Terry Goldman 博士的有益讨论.

参考文献 (References)

- 1 Cowan T E et al. Phys. Rev. Lett., 1986, **56**:444
- 2 Cowan T E et al. In: Physics of Strong Fields, edited by W. Greiner. New York: Plenum Press, 1987. 111
- 3 Salapura P et al. Phys. Lett., 1990, **B245**:153
- 4 Ahmad I et al. Phys. Rev. Lett., 1995, **75**:2658
- 5 Griffin J J. nucl-th/9601034, 1996, **B27**:2087
- 6 Griffin J J. nucl-th/9703006
- 7 Griffin J J. nucl-th/9703041
- 8 Griffin J J. nucl-th/9802044, The APEX/EPOS Quandary: The Way Out via Low Energy Studies. In: Gadioli E ed. Proc. 8th Int'l Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms. Varenna, Italy: June 9 - 14, 1997, 493-502
- 9 Serot B D, Walecka J D. The Relativistic Nuclear Many-body Problem. In: Negele J W, Vogt E ed. Advances in Nuclear Physics, **16**. New York: Plenum Press, 1986. 1-327
- 10 Schaffner J et al. Ann. Phys., 1994, **235**:35
- 11 Ring P. Prog. Part. Nucl. Phys., 1996, **37**:193
- 12 Itzykson C, Zuber J-B. Quantum Field Theory. McGraw-Hill Inc., 1980. 519
- 13 Lurie D. Particles and Fields. Interscience Publishers, 1968. 282
- 14 de Vries H et al. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1987, **36**:495

Effective Photon Mass in Finite Nuclei*

SUN Bao-Xi^{1,2} LÜ Xiao-Fu^{2,3,6} SHEN Peng-Nian^{6,1,2} ZHAO En-Guang^{2,4,5,6}

1(Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100039, China)

2(Institute of Theoretical Physics, CAS, Beijing 100080, China)

3(Department of Physics, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

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

5 (Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

6 (China Center of Advanced Science and Technology (World Laboratory), Beijing 100080, China)

Abstract The electromagnetic field in nuclear Fermi gas and nuclei has been studied. Because in the nuclear Fermi gas the expectation value of the electric charge density operator is not zero, different from that in vacuum, the $U(1)$ local gauge symmetry of electric charge is spontaneously broken in the nuclear Fermi gas, and consequently, the photon gains an effective mass. Perturbation calculation of the photon self-energy shows that the effective mass of photon is about 5.42MeV in the symmetric nuclear Fermi gas at the saturation density $\rho_0 = 0.16\text{fm}^{-3}$ and about 2.0MeV at the surface of ^{238}U . Furthermore, it is concluded that it is just the two-body decay of a massive photon that causes the discovery of sharp lines of electron-positron pairs in low energy $^{238}\text{U} + ^{232}\text{Th}$ heavy ion collisions experiments.

Key words nuclear Fermi gas, nuclear charge-density-distribution, local gauge symmetry spontaneous breaking

Received 12 July 2002, Revised 11 November 2002

* Supported by Major State Basic Research Development Programme (G2000-0774), Knowledge Innovation Project of CAS (KJCX2-N11) and National Natural Science Foundation of China (10075057, 90103020, 10047001)