

用相对论 Brueckner-Bethe-Goldstone 方程 研究相对论微观光学位*

陈宝秋 马中玉

(中国原子能科学研究院,北京 102413)

摘 要

本文用相对论 Brueckner-Bethe-Goldstone (RBBG) 方程研究核子-核的相对论微观光学势。核子的复有效质量是通过入射能量为 200MeV 的质子- ^{40}Ca 散射数据来确定,由此进一步研究了质子对不同靶核: ^{16}O , ^{40}Ca , ^{90}Zr , ^{208}Pb 能量范围从 160—800MeV 的相对论微观光学位。我们用这种微观光学位研究了入射能量为 200MeV 质子与 ^{40}Ca 的弹性散射,并与唯象相对论光学位计算得到的截面,自旋可观测量进行了比较。

一、引 言

光学位在核物理研究中占有特别重要的地位,非相对论光学势的研究取得了可观的进展,可以采用一个复光学位来统一描述核的结构和核反应问题^[1]。在这些非相对论光学位研究中对核物质描述的基本出发点是用唯象的核子-核子势或用单介子交换位。从这些核子-核子位出发计算非相对的 G 矩阵,系统研究表明所有这些非相对论计算所得到的在核物质情况下核子束缚能和饱和密度都落在一条曲线附近即 Coester 线,它不通过核物质饱和点的经验值 ($\frac{E}{A} = -15.6 \text{ MeV}$, $k_F = 1.36 \text{ fm}^{-1}$)。Day^[2]指出包括空穴线展开的高级项以及采用真实的核子-核子相互作用也不能改变这个结果,同时他还指出空穴线展开的收敛是非常快的。由此他们得出结论即使包括高级项及 Δ 自由度也不会改变计算的核物质饱和点偏离经验值的结果。

近十多年来人们努力研究核物质中的相对论效应,用 Dirac Hartree 模型研究有限核改善了自旋-轨道的劈裂^[3]另一方面用相对论唯象光学位介 Dirac 方程来研究质子-核的散射可以进一步符合自旋观测量^[4]。相对论和非相对论计算的最重要差别在于相对论计算考虑了一个核子 Dirac 波函数的下分量部分,研究表明一个核子在介质中上下分量的比不同于一个自由核子 Dirac 波函数的上下分量的比。由于介质效应所引起的核子波函数的下分量的改变会导致核物质的每个核子结合能和饱和密度的改变,这些相对论效应在非相对论描述核物质时是不存在的。

本文于 1991 年 5 月 24 日收到。

* 国家自然科学基金资助。

目前相对论核子-核散射问题主要有三个方面的研究:

(1) 唯象的 Dirac 光学位

最近 Hama 等人^[5]给出了一个新的相对论唯象光学位,这个光学位的参数是入射能和靶核的质量数的函数,所用的模型仍然是标准唯象的标量和矢量位模型.用这个新的光学位,他们成功地描述了在很大的能量范围和不同的中重核的弹性和非弹性质子-核的散射数据,但是这个新的唯象光学位包含太多的参数.

(2) 相对论冲量近似^[6]

在相对论冲量近似中在只考虑单次散射近似情况下,核子-核散射截面正比于核子-核子散射振幅.我们知道准自由散射过程与中高能实验数据相一致的.当入射粒子能量在 500MeV 或更高能量时,相对论冲量近似能很好地描述质子-核散射并能大大改善非相对论的结果,但在低能时不能很好描述实验数据这是由于通常的相对论冲量近似中 NN 相互作用相对论形式具有不确定性.

(3) 相对论 Dirac-Brueckner 方法

在过去几年,一些相对论 Dirac-Brueckner 计算核物质中的单粒子自能时一般假定自能是动量无关的或者仅很弱的与动量有关,这也表示有效质量与动量无关.

相对论描述核物质的方法最初由 Anastasio^[7]等人提出的相对论 Brueckner H-F 方法,他们从相对论 OBEP 出发,求得每个核子的束缚能和核物质密度,发现很大的相对论修正.

Horowitz 和 Serot [HS]^[8]解相对论的 Brueckner-Bethe-Goldstone 方程,采用 Walecka 模型对 Dirac 波函数的下分量进行自洽的处理,他们得到的自能与动量的依赖关系非常弱,然而 Nuppenau 等人^[9]研究发现如果采用 [HS] 方法但用 Bonn 位时一般会得到自能较强地依赖于动量.

Brockmann 和 Machleidt^[10]选取一组与动量无关的自能算符,他们自洽地确定这组常数以便得到正确的束缚能和核的饱和密度.

Nuppenau 等人^[11]用 RBBG 方程研究核子-核的散射问题,选取有效质量(即标量位)为实的并且通过入射能量为 200MeV 质子与 ⁴⁰Ca 散射数据来确定,而其它的计算都是理论的预示结果.

在这篇文章中我们推广了文献[11]研究的结果包括如下几个方面:

- (a) 入射能量推广到 800MeV.
- (b) 靶核除 ⁴⁰Ca 外还考虑了 ¹⁶O, ⁹⁰Zr, ²⁰⁸Pb.
- (c) 我们特别研究了复有效质量对于等价薛定谔散射位的影响.

二、单粒子的自能

1. 有效相互作用

在核介质中二体的关联可以通过有效相互作用(或反应矩阵 Γ)来表示,它是 Bethe-

Salpeter 方程在核介质中的解, 由于 Bethe-Salpeter 方程是 4 维的积分方程在实际中很难求解, 为了便于求解我们选取一个合适的二体传播子 \tilde{g} , 并作梯形近似于是二体位用自由核子的 Bonn 位来代替, 在以上近似下 Bethe-Salpeter 方程被简化为 RBBG 方程^[6,9,11]

$$\Gamma = V + VQ\tilde{g}\Gamma. \quad (1)$$

其中 Γ 是二个核子关联的有效相互作用, V 是裸的核子-核子相互作用, 我们取 Bonn 位, Q 是泡利算符, \tilde{g} 是合适的传播子, 为了把 4 维积分化为 3 维积分我们选取 \tilde{g} 为 Blankenbecler-Sugar 传播子. 在核介质中单粒子的自能 Σ 由 Dyson 方程来给出

$$G = G^0 + G^0\Sigma G. \quad (2)$$

其中 G^0 是一个核子在介质中的自由传播子.

2. 自能与有效质量

在核物质中考虑到宇称守恒, 时间反演不变性及厄米性单粒子的自能可以写成如下一般形式:

$$\Sigma(K) = \Sigma^S(K) - \gamma^0\Sigma^0(K) + \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{K}\Sigma^V(K). \quad (3)$$

自能可以从有效相互作用得到

$$\Sigma(K) = -i \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} [\text{Tr}(G_D\Gamma_{\text{Dir}}) - G_D\Gamma_{\text{Ex}}]. \quad (4)$$

其中 G_D 是一个合适的相互作用传播子, 它只允许在费米海里核子之间有相互作用. 一个核子在 Σ 的位场中运动满足如下 Dirac 方程

$$[\gamma_0 E - \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{K} - m - \Sigma]u(K) = 0. \quad (5)$$

方程(5)可以写为如下形式:

$$[\gamma_0 E^* - \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{K} - m^*]u(K, \lambda) = 0. \quad (6)$$

Dirac 旋量 u 为

$$u(K, \lambda) = \sqrt{E^* + m^*} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{2\lambda\mathbf{K}}{E^* + m^*} \end{pmatrix} \chi_\lambda, \quad (6.1)$$

Pauli 旋量满足 $\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{K}\chi_\lambda = 2\lambda K\chi_\lambda$

其中

$$m^* = \frac{m + \Sigma^S}{1 + \Sigma^V}, \quad (6.2)$$

$$E^* = \frac{E - \Sigma^0}{1 + \Sigma^V} = \sqrt{m^{*2} + \mathbf{K}^2}, \quad (6.3)$$

这儿 m^* 表示有效质量. 方程(6)如同一个具有 m^* 质量的粒子所满足的自由 Dirac 方程.

3. 自能的等价形式

我们把自能写成如下形式

$$\Sigma = A + \gamma^0 B. \quad (7)$$

称为自能的等价形式。把方程(7)代到(5)我们同样可以得到方程(6)。其中 E^* 和有效质量 m^* 满足如下关系式:

$$E^* = E - B = \sqrt{m^{*2} + K^2}. \quad (8.1)$$

$$m^* = m + A. \quad (8.2)$$

或

$$A = m^* - m, \quad (8.3)$$

$$B = E - E^*, \quad (8.4)$$

旋量 u 只与 A 或 m^* 有关而与 B 无关。

三、微观光学位

1. 定域密度近似 (LDA)

我们忽略了反核子态即只考虑正能态之间的耦合,那么自能算符在这些正能态之间的矩阵元由 RBBG 方程来确定。一个核子在介质中的自能算符的矩阵元等价于核子的有效相互作用即单粒子的光学位 U

$$U(m^*) = \langle u | \Sigma | u \rangle = \frac{m^*}{E^*} A + B. \quad (9)$$

在 RBBG 方程中二体位我们采用 Bonn 位,而位的参数由文献[12]给出。当有效质量 m^* (K_f) 作为费米动量 K_f 的函数确定后^[11],解 RBBG 方程可以得到单粒子位 $U(m^*)$, B 由方程(9)来确定,这个 B 与动量依赖关系是很弱的^[9]。核子的有效质量由入射能量为 200MeV 的质子-⁴⁰Ca 散射数据来确定。

对于有限核一个粒子的光学位可以用定域密度近似方法来求得即右 r 点的位假定等同于在相应点核物质的自能,用公式表示为:

$$\tilde{\mathcal{U}}_i(r) = \Sigma^i(\rho(r), E_K). \quad (10)$$

其中 $\Sigma^i = \text{Re}A, \text{Im}A, \text{Re}B, \text{Im}B$ 是核物质的自能的实部和虚部, E_K 是入射核子的能量,核密度与费米动量 K_f 的关系为

$$\rho = \frac{2}{3\pi^2} K_f^3$$

2. 改进的定域密度近似 (ILDA)^[13]

定域密度近似在核的中心部分能给出很好的描述,但是它没有考虑核表面效应。在唯象相对论光学位中需要加入一个与表面有关的项。在这儿我们引进一个与径向 r 有关的函数,为了简单起见,这个函数取为高斯型于是单粒子光学位表面效应可以通过这个位对高斯形状因子的折叠来表示:

$$\mathcal{U}_i(r) = \frac{1}{(t_i\sqrt{\pi})^3} \int d\mathbf{r}' \tilde{\mathcal{U}}_i(r') e^{-(\frac{r-r'}{t_i})^2}. \quad (11)$$

这个过程称为改进的定域密度近似 (ILDA) 本文所有计算都采用 ILDA 而 ILDA 与 LDA 的比较在文献[11]中已讨论,我们不在这儿重复。

四、结果与讨论

在文献[11]中假定有效质量(即标量位)是实的,从 RBBG 方程可以导出复的矢量位。从非相对论唯象光学位^[1]及相对论唯象光学位^[9]研究表明光学位应该是复的,即标量位也应该是复的。为此目的我们推广了文献[11]给出的方法,我们假定有效质量是复的,通过入射能量为 200MeV 的质子-⁴⁰Ca 散射数据来确定,为了便于与文献[11]的结果进行比较,我们保持文献[11]给出的 $K_0 = 1.569\text{fm}^{-1}$ $a = 0.387\text{fm}^{-1}$ 不变,而所确定的 ILDA 的 4 个参数为

$$t_1 = 0.9208\text{fm} \quad t_2 = 0.918\text{fm}$$

$$t_3 = 0.7785\text{fm} \quad t_4 = 0.8948\text{fm}$$

一旦这组参数确定之后,所有不同入射能量和靶核散射的计算都是理论的预示结果。入射质子能量从 160MeV 到 800MeV 对不同靶核 ¹⁶O, ⁴⁰Ca, ⁹⁰Zr, ²⁰⁸Pb 散射有关微分截面与自旋观测测量计算结果与实验数据的详细比较在文献[14]给出。

我们计算的步骤如下:

首先确定有效质量 m^* 并假定它与动量无关,这样也就确定了标量位 A , 自能 Σ 从方程(4)求出,然后从方程(9)我们可以确定自能的矢量位 B 。图 1 给出 $P = 200\text{MeV}$ 质子-⁴⁰Ca 散射的微分截面与自旋观测测量。实线表示具有复的有效质量和 ILDA 的 RBBG 计算结果,虚线是实的有效质量计算结果,实线和点线表示相对论唯象光学位计算的结果^[9]。可以看出我们的 RBBG 计算的结果非常接近相对论唯象光学位计算的结果。

图 2, 3 和 4 分别给出质子能量为 $P = 160, 200, 300, 500, 800\text{MeV}$ 对 ⁴⁰Ca 散射的 Dirac 光学位,等价的薛定谔中心位 (V_{central}) 和自旋-轨道位 (V_{so})。对于 ⁴⁰Ca 我们的标量位的实部的强度为 -330MeV 而对应的虚部的强度为 105MeV 。对于 ²⁰⁸Pb 标量位的强度相应地要比 ⁴⁰Ca 的标量位强度

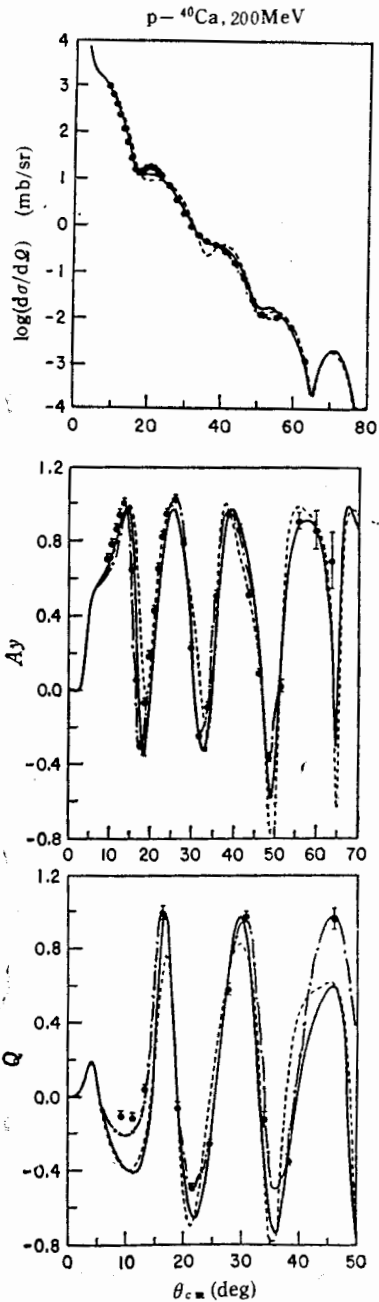


图 1 入射能量为 200 MeV 的质子与 ⁴⁰Ca 散射的微分截面,分析本领 (A_y) 和自旋转动函数 (Q)
实线表示复的有效质量 RBBG 计算结果,虚线为实的有效质量计算结果,实线和点线是文献[5]给出的结果

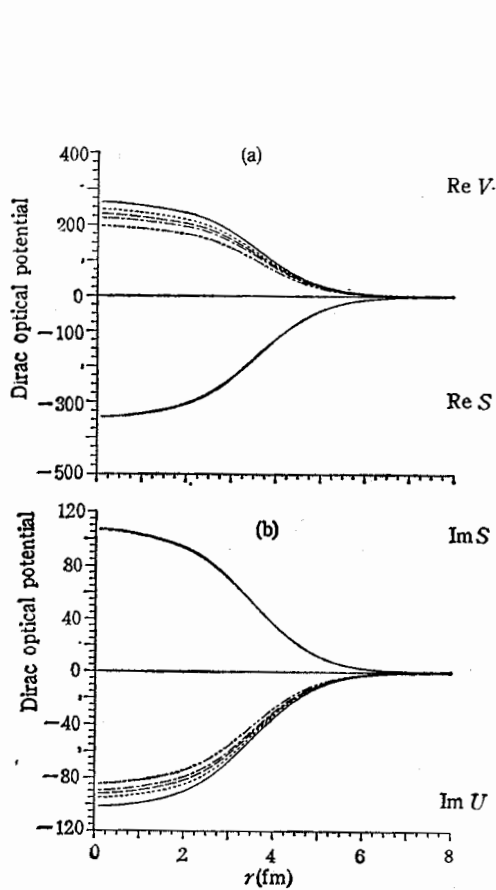


图2 不同入射能量的质子与 ^{40}Ca 散射的Dirac光学位,图示如同图3

a) 标量位和矢量位的实部 b) 标量位和矢量位的虚部

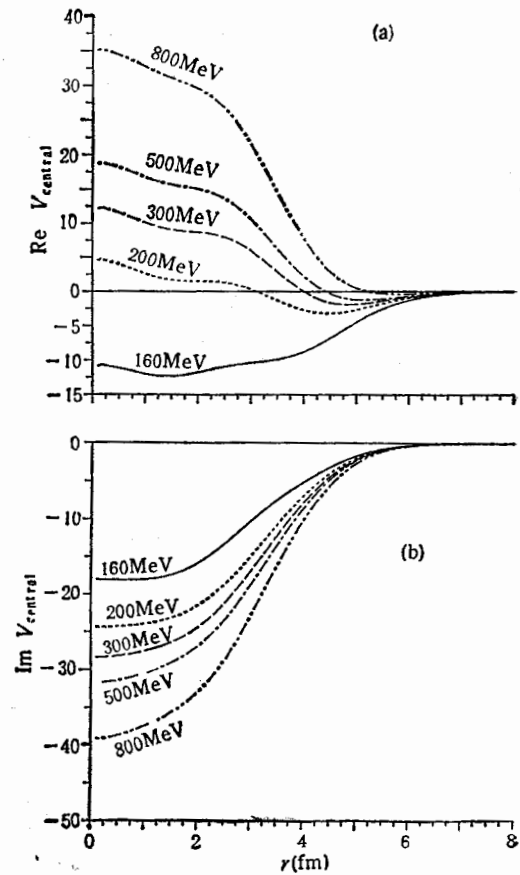


图3 不同入射能量的质子与 ^{40}Ca 散射的等价薛定谔中心位

a) 中心位的实部 b) 中心位的虚部

弱一点。对于不同入射能量的质子与 ^{40}Ca 散射的标量位和矢量位的实部与虚部强度随 r 变化在图2给出,结果表明矢量位的强度随着入射能量的增加而减少。对于 ^{208}Pb 有相似规律。等价薛定谔中心位的实部($\text{Re } V_{\text{central}}$)和虚部($\text{Im } V_{\text{central}}$)随 r 变化在图3给出,从中可以看出在低能时中心位的实部深度随入射能量的增加而减小,当入射质子能量大于 200MeV 时中心位由吸引变为排斥而且在核的表面出现酒瓶底形状,这主要是由于标量位与矢量位在核表面处相抵消的结果。中心位的排斥强度随入射能的增加而增大,中心位的虚部随能量的增加而增大而且体积效应是主要的。对 ^{208}Pb 有相似的情况。这些结果与文献[15]用 $\sigma + \omega$ 模型得到的结果相一致。等价的自旋-轨道位强度随入射能量的增加而减小在图4给出。峰的位置在核半径附近,这个结果与最近Hama等人^[5]用相对论唯象光学位计算的结果相一致。

在图5中我们给出了 $E_p = 497\text{MeV}$ 时RBBG得到的微观光学位(实线)与相对论唯象光学位^[5](虚线)的比较,可以看出二者是很吻合的。由于复的有效质量对等价光学位的影响,这些明显地改善了散射的微分截面和自旋观测量。

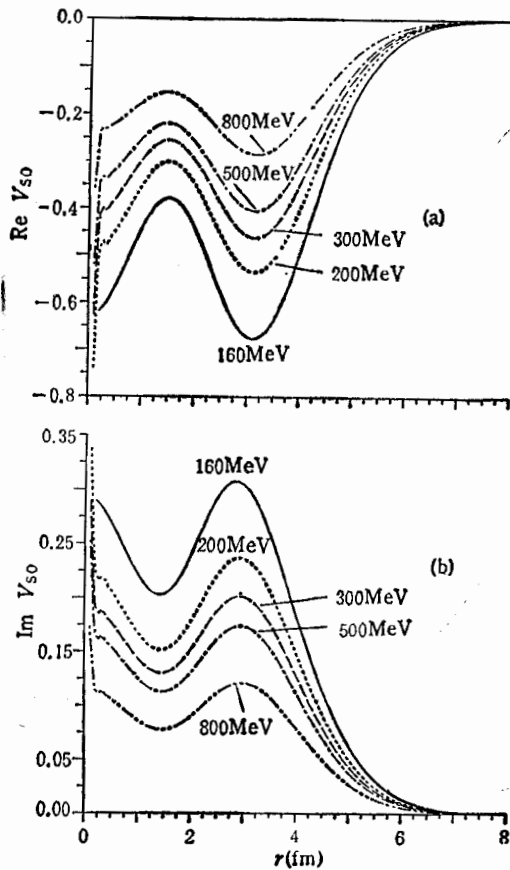


图 4 不同能量的质子与 ^{40}Ca 散射的
等价自旋-轨道位

a) 自旋-轨道位的实部 b) 自旋-轨道位的虚部

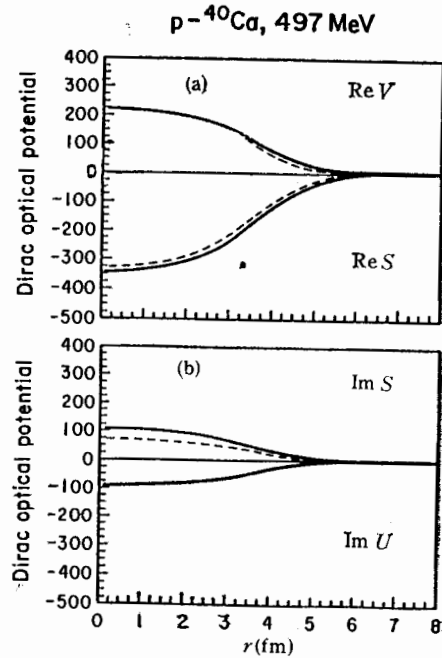


图 5 质子能量为 497 MeV 与 ^{40}Ca
散射的 Dirac 光学位

a) 标量位和矢量位的实部 b) 标量位
和矢量位的虚部

由以上对结果的讨论与分析我们看到建立在 RBBG 方程基础之上的微观光学位是描述中能核子-核散射的强有力工具,特别考虑到复的有效质量时,通过 RBBG 得到的相对论微观光学位不仅与相对论唯象光学位吻合而且能在很大能区和对不同靶核明显地改善了质子-核的散射微分截面和自旋观测量。

参 考 文 献

- [1] C. Maheux et al. to be published in *Advanced in Nuclear Physics*.
- [2] F. Coester et al., *Phys. Rev.*, **C1**(1970), 769.
- [3] L. D. Miller et. al., *Phys. Rev.*, **C5**(1972), 24.
- [4] B. C. Clark et. al., *Phys. Rev.*, **C7**(1973), 466.
- [5] S. Hama et. al., *Phys. Rev.*, **C41**(1990), 2737.
- [6] J. R. Shepard et al., *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983), 1439.
J. A. Mcneil et. al., *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983), 1443.
- [7] M. R. Anastasio et. al., *Phys. Rev.*, **100**(1983), 328.
- [8] C. J. Horowitz et. al., *Phys. Lett.*, **137B**(1984), 287.

- Nucl. Phys.*, **A464**(1987), 631.
- [9] C. Nuppenau et. al., *Nucl. Phys.*, **A504**(1989), 839.
- [10] R. Brockmann et. al., *Phys. Lett.*, **149B**(1984), 283.
- [11] C. Nuppenau et. al., *Nucl. Phys.*, **A511**(1990), 525.
- [12] R. Machleidt, The meson theory of Nuclear force and Nuclear matter, Lectures presented at the Workshop on relativistic Dynamics and Quark Nuclear Physics, Los Alamos, June 1985.
- [13] J. P. Jeukenne et. al., *Phys. Rev.*, **C16**(1977), 80.
- [14] B. Q. Chen et. al., to be published in *Nucl. Phys.*, A. D. Mackellar and B. Q. Chen Invited talk at the International Workshop on Quark-Gluon Structure of Hadrons and Nuclei, Shanghai 1990, to be published.

An Investigation of Relativistic Microscopic Optical Potential in Terms of Relativistic Brueckner-Bethe-Goldstone Equation

CHEN BAOQIU MA ZHONGYU

(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)

ABSTRACT

Relativistic microscopic optical potential of nucleon-nucleus is derived from the relativistic Brueckner-Bethe-Goldstone (RBBG) equation. The complex effective mass of a nucleon is determined by a fit to 200MeV p - ^{40}Ca scattering data. The relativistic microscopic optical potentials with this effective mass are obtained from RBBG for p - ^{16}O , ^{40}Ca , ^{90}Zr and ^{208}Pb scattering in energy range from 160 to 800MeV. The microscopic optical potential is used to study the proton- ^{40}Ca scattering problem at 200MeV. The results, such as differential cross section, analyzing power and spin rotation function are compared with those calculated from phenomenological relativistic optical potential.