



度那样便于应用的结果。以核子密度为处理对象的自洽半经典方法可以避免这些缺点。利用参数化的试探密度, 自洽半经典方法可以给出和 Negele 密度相似的结果<sup>[12,13]</sup>。这一方法已由零温度推广到了有限温度<sup>[12,13]</sup>。

利用这样确定的热核核子密度以及已有的计算光学势的公式, 可以得到光学势的虚部。再利用平均自由程和虚部的关系(已计入光学势实部的非定域性), 就可以计算并分析核子平均自由程的温度依赖性。

## 二、计算公式与结果

关于用有限温度自洽半经典方法确定热核核子密度的详细讨论见文献 [13]。按文献[2]核子在核内的传播取决于单粒子格林函数的正规自能  $M(k, E)$ 。  $M$  和  $E$ ,  $k$  之间有下列色散关系:

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + M(k, E).$$

一般认为  $E$  是实的, 而  $M$  是复的, 因而  $k$  可分为  $k_l$  和  $k_R$  两部分 ( $k = k_R + ik_l$ )。核子平均自由程  $\lambda_q$  和  $k_l$  有下列简单关系:

$$\lambda_q = \frac{1}{2k_l}.$$

利用色散关系及一定近似, 可以得到

$$\lambda_q = \hbar \{2m[E - V_q^{\text{HF}}(E)]\}^{1/2} / 2m_q^* |W_q|. \quad (1)$$

$V_q^{\text{HF}}$  和  $W_q$  分别表示同位旋指标是  $q$  的核子光学势的实部和虚部。  $m_q^*$  是核子有效质量。

按 Bell 和 Squires 的观点, 光学势等价于单粒子 Green 函数的正规自能  $M(k, E)$ 。由于 Skyrme 力可以看作等效的  $G$  矩阵, 因而只要计算到正规自能的二阶项。一般将一阶正规自能作为光学势的实部, 正规自能二阶项的虚部作为光学势的虚部, 即有

$$V_q^{\text{HF}} = M^{(1)} = \sum_{\beta} V_{\alpha\beta, \alpha\beta} n_{\beta}$$

$$W_q = \text{Im} M^{(2)}$$

$$= -\frac{\pi}{2} \sum_{\mu\nu\lambda} V_{q\mu\nu\lambda} [n_{\mu}(1-n_{\lambda})(1-n_{\nu})\delta(E+\varepsilon_{\mu}-\varepsilon_{\lambda}-\varepsilon_{\nu}) \\ + (1-n_{\mu})n_{\lambda}n_{\nu}\delta(E+\varepsilon_{\mu}-\varepsilon_{\lambda}-\varepsilon_{\nu})] V_{\lambda\nu, q\mu}. \quad (2)$$

矩阵元  $V_{\alpha\mu, \lambda\nu}$  定义为

$$V_{\alpha\mu, \lambda\nu} = \langle \alpha\mu | V | \lambda\nu \rangle_A$$

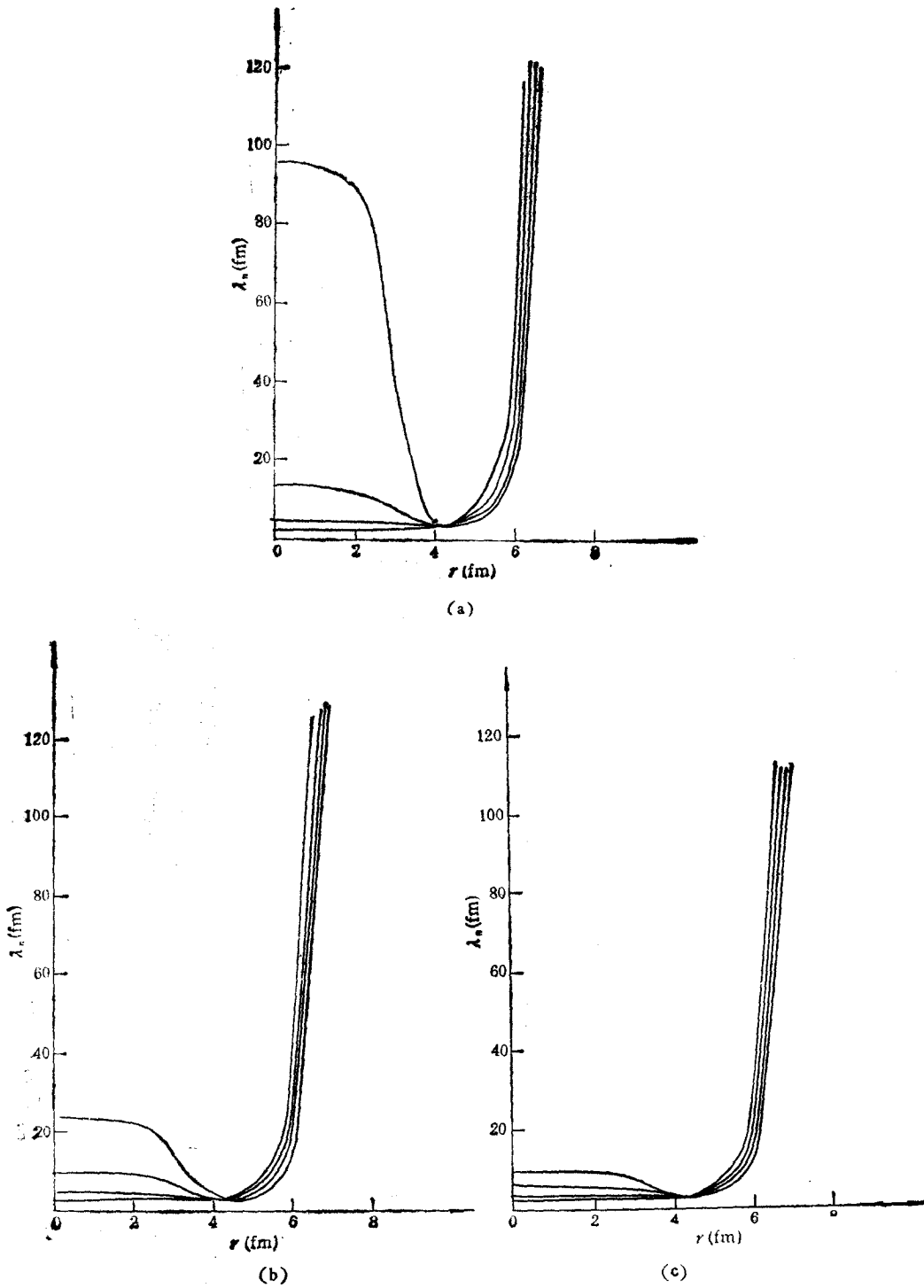
$A$  表示反对称化,  $V$  即是扩展 Skyrme 力。

在核物质中, 核子波函数可取为平面波

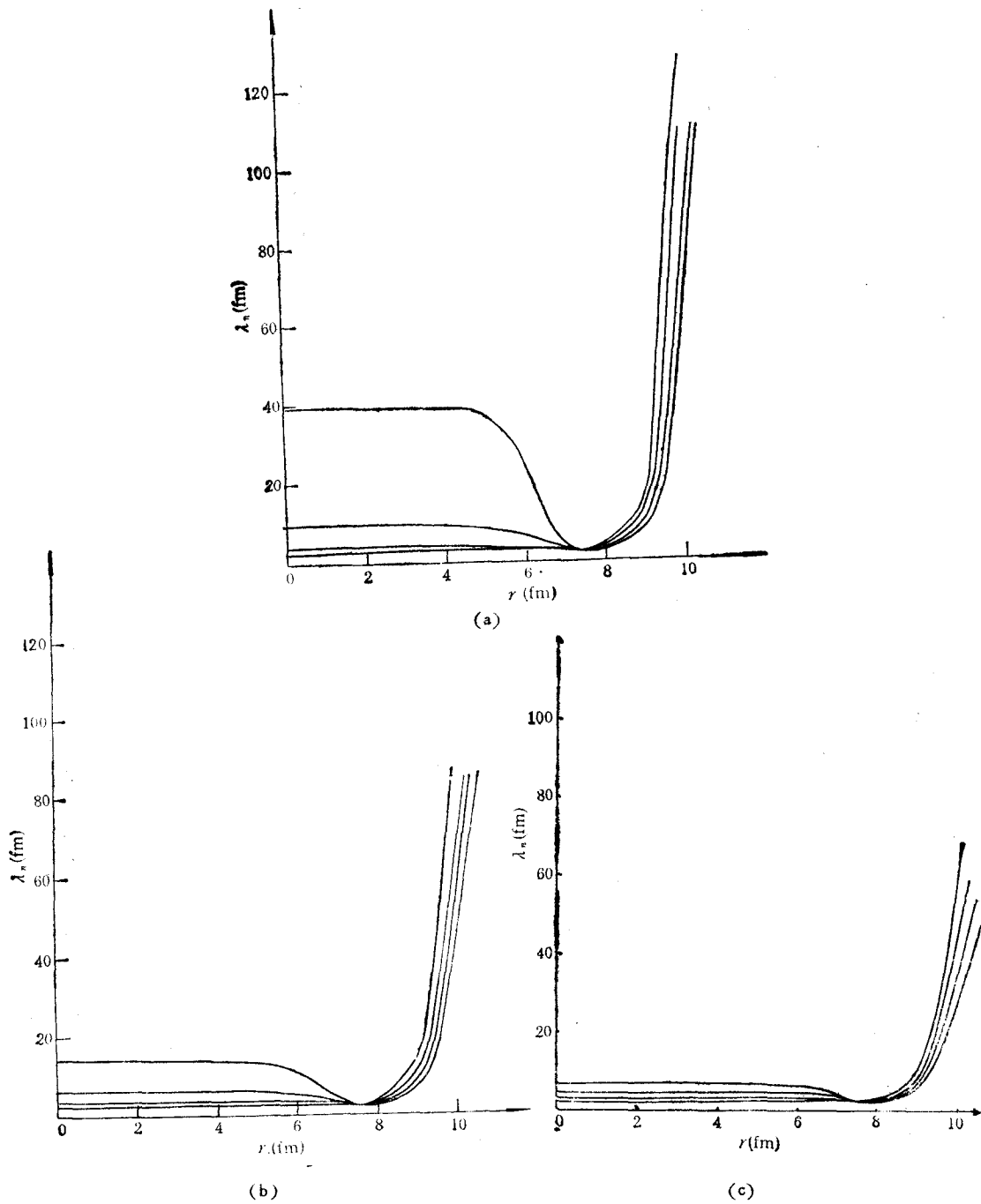
$$\varphi_q = \frac{1}{\sqrt{Q}} e^{i\mathbf{k}_q \cdot \mathbf{r}} \chi_{\sigma_q} \chi_{\alpha_q}. \quad (3)$$

$\chi_{\sigma_q}$  和  $\chi_{\alpha_q}$  分别表示核子的自旋和同位旋波函数,  $Q$  是体积。

将扩展 Skyrme 力和波函数代入矩阵元的计算公式, 将得到的矩阵元代入光学势的

图1  $^{40}\text{Ca}$  中的中子平均自由程

计算公式,再利用定域密度近似及前一节得到的热核核子密度  $\rho_0$ , 不难计算不同温度和能量下,热核的光学势。将这些结果和核子有效质量代入平均自由程的计算公式(1)式,

图2  $^{208}\text{Pb}$  中的中子平均自由程

就可以分析平均自由程的温度效应。关于光学势的具体计算公式见文献[5]。

本工作考虑了  $^{40}\text{Ca}$  (对称核) 和  $^{208}\text{Pb}$  (非对称核) 在温度  $T = 2, 4, 6\text{MeV}$  的情况。所有结果在图 1 和图 2 中给出。(a), (b), (c) 分别对应于温度  $T = 2, 4, 6\text{MeV}$ 。每个图中共四条曲线, 自上而下对应于入射核子能量分别为 0, 20, 40, 60 MeV。在此我们只给

出了中子的计算结果。对于质子,除了由库仑相互作用引起的微小差异外,基本的结论是相似的。

从图 1 和图 2 不难得到下列结论: (1)和以前类似的计算相比,平均自由程随温度的变化更加明显,尤其是在入射能量比较低时。这是由于我们计入了热核核子密度随温度  $T$  的变化。(2)平均自由程在原子核表面附近有一个极小值,说明此处吸收比较强烈。(3)随温度的升高,平均自由程变小,原因是随温度升高,核子热运动加剧,核子间碰撞机会增多,从而平均自由程变短。(4)当入射能量比较大时(大于  $40\text{MeV}$ ),核子在核内平均自由程约为  $4-7\text{fm}$ 。这和实验事实是相近的。(5)平均自由程的温度效应,随入射能量的增大而减弱。随入射能量增大,吸收类型逐渐由面吸收转化为体吸收,而温度对核密度分布的影响主要发生在核表面附近。

### 三、小 结

本文将有限温度自洽半经典方法确定热核核子分布与质量算符方法计算核子-核光学势相结合,利用平均自由程和光学势的关系,分析了平均自由程的温度效应。同以前的工作相比,目前的方法具有下列两个特点:

1. 我们用同一扩展 Skyrme 力确定了热核的核子密度分布,并计算了光学势,因而我们的工作是完全自洽的。而在文献[4—6]中,由于采用了经验的 Negele 密度,自洽性没有得到充分的重视。

2. 我们采用的是由自洽半经典方法确定的核子密度。这些密度本身与温度有关,而 Negele 密度与温度无关,因而目前的工作更完整地考虑了温度对平均自由程的影响。当然本工作没有考虑 Skyrme 力参数的温度依赖性。文献[14]对这一问题作了讨论。

- [1] M. T. Collins, J. J. Griffin, *Nucl. Phys.*, **A348**(1980), 63.
- [2] J. W. Negele, K. Yazaki, *Phys. Lett.*, **106B**(1981), 379.
- [3] A. H. Blin, R. W. Hasse, B. Hiller, P. Schuck, *Phys. Lett.*, **161B**(1985), 211.
- [4] Ge Lingxian, Zhou Yizhong, W. Norenberg, *Nucl. Phys.*, **A459**(1986), 77.
- [5] Zhou Yizhong, Han Yinlu, Wu Xizhen, *Prog. Theor. Phys.*, **79**(1988), 110.
- [6] 韩银录、吴锡真、卓益忠, *高能物理与核物理*, **12**(1988), 257.
- [7] J. W. Negele, *Phys. Rev.*, **C1**(1970), 1260.
- [8] P. Bonche, D. Vautherin, *Nucl. Phys.*, **A436**(1985), 265.
- [9] P. Bonche, D. Vautherin, *Nucl. Phys.*, **A427**(1984), 278.
- [10] M. Brack *et al.*, *Phys. Rep.*, **123**(1985), 275.
- [11] Li Guoqiang, Xu Congou, *J. Phys.*, **G14**(1988), 1387.
- [12] J. Bartel *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A445**(1985), 263.
- [13] 李国强、徐躬耦, *物理学报*, **38**(1989), 1413.
- [14] A. Lejeune *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A453**(1986), 189.

## SELF-CONSISTENT SEMI-CLASSICAL APPROACH FOR ANALYSING THE TEMPERATURE EFFECT ON NUCLEON MEAN FREE PATH

SHI JIAN-QING LI GUO-QIANG GAO QIN

*Department of Physics, Hangzhou University, Hangzhou, 310028*

(Received 27 February 1989)

### ABSTRACT

The effect of temperature on the nucleon mean free path is analysed by utilizing the nucleon density  $\rho_0$  determined by self-consistent semi-classical approach and the optical potential obtained in local density approximation

**PACC:** 2410H; 2130; 2165