

巨共振激发的相对论效应*

周宝森 蔡延璜 朱志远

(中国科学院上海原子核研究所 上海 201800)

1994-05-04 收稿

摘 要

在相对论量子场论(QHD)的框架下,得到了相对论线性 Vlasov 方程。基于此计算了球形核 ^{16}O 、 ^{40}Ca 、 ^{90}Zr 及 ^{208}Pb 的巨偶极共振的强度函数分布。计算得到的巨共振中心能量,与实验结果比较有较好的符合。对计算结果作了简要的讨论,发现核子有效质量 m^* 和平均场自旋轨道耦合力对巨共振能量有着重要的效应。

关键词 巨共振,量子强子动力学, Vlasov 方程。

1 引 言

在原子核各种激发模式中,巨共振激发由于它既能给出核的整体性质又能揭示核粒子空穴组态的某些细节,故一直是核物理领域中一个久经不衰的研究课题。比较成功的理论模型和方法,当推时间依赖 Hartree-Fock (TDHF)或等价的无规位相近似(RPA)。最近有人用相对论 RPA^[1]及相对论平均场(RMF)Scaling方法^[2],研究了某些球形核的同位旋标量型(iso型)多极巨共振激发,其结果表明相对论方法可以给出巨共振激发相当好的定性描述,虽然它们所预言的巨共振能量大大高于非相对论或实验给出的结果,这也说明巨共振的相对论描述尚需进一步完善。众所周知,非相对论性 Vlasov 方程能很好地描述各种模式的巨共振态^[3-5]。它等价于 RPA,但计算更简单,结果更直观。因此在 Vlasov 方程的框架下,考虑相对论效应研究巨共振激发,不失为有意义的尝试。我们在 QHD 的框架下导出了一个更普遍的相对论线性 Vlasov 方程。并借此研究了 ^{16}O 到 ^{208}Pb 球形核的同位旋矢量型(isv)巨共振激发。

2 相对论 Vlasov 方程

假定核多体系统由核子 ψ 、 σ 介子、 ω 介子、 ρ 介子及光子(库仑场)组成,其相应的拉氏量由下式给出:

* 国家自然科学基金,中国科学院 LWTZ-1298 资助。

$$\begin{aligned}
L = & \bar{\psi}(i\gamma_\mu\partial^\mu - m)\psi + \frac{1}{2}\partial_\mu\partial^\mu\sigma - U(\sigma) - \frac{1}{4}Q_{\mu\nu}Q^{\mu\nu} \\
& - \frac{1}{2}m_\omega^2\omega_\mu\omega^\mu - \frac{1}{4}R_{\mu\nu}R^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\rho^2\vec{\rho}_\mu\vec{\rho}^\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \\
& - g_\sigma\bar{\psi}\sigma\psi - g_\omega\bar{\psi}\gamma^\mu\omega_\mu\psi - g_\rho\vec{\rho}_\mu\bar{\psi}\vec{\gamma}^\mu\vec{\tau}\psi - \frac{1}{2}eA_\mu\bar{\psi}(1-\tau_3)\gamma^\mu\psi. \quad (1)
\end{aligned}$$

σ 介子场中计及三次及四次等非线性项即

$$U(\sigma) = \frac{1}{2}m_\sigma^2\sigma^2 + \frac{1}{3}g_2\sigma^3 + \frac{1}{4}g_3\sigma^4, \quad (2)$$

式中 $m, m_\sigma, m_\omega, m_\rho$ 分别是自由核子, σ, ω 及 ρ 介子的质量. $g_\sigma, g_\omega, g_\rho$ 分别为各介子的耦合常数. 核子经典运动方程即 Dirac 方程为

$$i\gamma^\mu\partial_\mu\psi = (m^* + \gamma^\mu V_\mu)\psi, \quad (3)$$

式中 m^* 是核子有效质量, $m^* = m + s(\vec{r})$. V_μ 是 Lorentz 矢量.

在定域密度近似下, 消去核场大分量与小分量间耦合, 方程(3)可简化为类薛定格方程

$$i\partial_t\psi = \{E^* + \hat{V}_0\}\psi, \quad (4)$$

式中 $E^* = (P^{*2} + m^{*2})^{1/2}$, $\vec{P}^* = \vec{P} + \hat{V}$, \hat{V}_0 和 \hat{V} 分别为 Lorentz 矢量 V_μ 的类时和类空分量, 它们都是空间和时间依赖的. 在 Walecka 平均场近似下, 介子场随时间和空间的变化是与核场相一致的. 因而方程(4)表明核子的运动可由一个有效单体哈氏量 $h = E^* + \hat{V}_0$ 来描述. 经 Wigner 变换, 可由(4)得到单粒子几率密度分布函数 $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ 满足的 Vlasov 方程:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_r \nabla_r f - \nabla_r U(r) \nabla_p f = 0, \quad (5)$$

式中 $U = e^* + \hat{V}_0$, $e^* = (p^{*2} + m^{*2})^{1/2}$, $\vec{p}^* = \vec{p} + \hat{V}$. \vec{p} 是局域动量. v_r 是核子相对论速度. 在外场 $\beta(t)Q(\vec{r})$ 的作用下, 核系统对该外场的集体响应将诱导核的巨共振激发. 它可以由围绕核基态(它是方程(4)的定态解), 平衡分布 $f_0(\vec{r}, \vec{p})$ 的小振幅振荡 g 来描写, 即可令 $f = f_0 + g(\vec{r}, \vec{p}, t)$. 略去 g 的高次项, 得到 g 满足的线性 Vlasov 方程为:

$$\frac{\partial g}{\partial t} = \{h_0, g\} + \{\delta\omega + \beta(t)Q(r), f_0\}, \quad (6)$$

式中 $\{\}$ 为泊松括号. $h_0 = e^* + V_0(\vec{r})$, $V_0(\vec{r})$ 为对应于平衡分布 f_0 的平均势, 在 RMF 及(4)式定态解的假定下, 它的显式表示为

$$V_0 = g_\omega\bar{\omega} + g_\rho\vec{\tau}\vec{\rho} + e\frac{1-\tau_3}{2}A, \quad (7)$$

与时间无关. $\delta\omega$ 是计及核子剩余相互作用 $u(\vec{r}, \vec{r}')$ 后, 引起的平均场 $V_0(\vec{r})$ 的自洽变化. 如果只考虑核子在平均场中运动即略去剩余相互作用, 则方程(6)的解 $g(\vec{r}, \vec{p}, t)$ 可以给出核系统对于 L 极驱动外场 $Q_{LM}(r)$ 集体响应零级(未扰动的)、本征能量(极点)及极点处的留数(它给出巨共振的强度分布), 分别为^[3]:

$$\omega_n(N) = n\frac{2\pi}{T} + N\frac{\Gamma}{T}, \quad (8)$$

$$Q(n, N) = \frac{2}{T} \int_{r_1(\lambda)}^{r_2(\lambda)} dr \frac{Q_{LM}(r)}{v_r(E_f, r, \lambda)} \cos[S_n(N, r)], \quad (9)$$

式中 n, N 为正整数。 r_1, r_2 为经典转变点, E_f 为费米能。 λ 为轨道角动量。 相因子、径向及角周期为

$$S_n(N, r) = \omega_n(N)\tau(r) - N\gamma(r), \quad (10)$$

$$T = 2\tau(r_2) = 2 \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{v_r(E_f, r, \lambda)},$$

$$\Gamma = 2\gamma(r_2) = 2 \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{v_r(E_f, r, \lambda)\beta m^*(r)r^2}, \quad (11)$$

式中 β 是 Lorentz 收缩因子, 根据能量守恒定律, 有 $\beta m^*(\vec{r}) + V_0(\vec{r}) = E$ 。 E 为核子总能量。 相对论径向速度表达式为

$$v_r(E, r, \lambda) = \frac{m^*}{E - V_0} \sqrt{\frac{(E - V_0)^2}{m^{*2}} - \frac{\lambda^2}{m^{*2}r^2} - 1}. \quad (12)$$

核子剩余相互作用, 即平均场自洽变化项 $\delta\omega(\vec{r}, t)$, 能将零级响应能量 $\omega_n(N)$ 重布于高能一边并使强度分布集中于某些能量上, 它对应于巨共振态能量的观察值 (关联结果)。 其值及对应的强度可通过熟知的色散关系由零级能量 $\omega_n(N)$ 及其对应的强度求出^[6]。

3 计算结果

在文献[5]中已经给出计算 isv 型巨偶极共振的有关要点, 即计算中必须区分质子和中子, 并保证质子数和中子数守恒, 费米面相等即 $E_f^p = E_f^n$ 。 为此必须对质子和中子引入不同的平均场及不同的占据轨道。 在相对论条件下质子数和中子数由下式计算得到

$$A_q = \frac{2}{\pi} \int_0^{\lambda_{\max}^q} \lambda d\lambda [2\beta_q m_q^*(E_f^q)] \int_{r_1(\lambda)}^{r_2(\lambda)} v_{r,q}(E_f^q, r, \lambda) dr, \quad (q = \text{质子或中子}) \quad (13)$$

式中 λ_{\max}^q 是质子(或中子)占据轨道对应的最大轨道角动量。 上式中已假定了质子和中子的基态平衡分布均为 Thomas-Fermi 型, 即 $f_0^q = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \theta(E_f^q - E)$ 。 费米面由下式求得:

$$E_f^q = \left[V_{0q}(r) + m_q^*(r) \left(1 + \frac{\lambda_{\max}^{q2}}{m_q^{*2}(r)r^2} \right)^{1/2} + V_c(r) \right]_{r=r_{\min}^q}, \quad (14)$$

式中 $r = r_{\min}^q$ 表示在该处, 上式右边有最小值。 V_c 为库仑场。 计算中排斥势 $V_{0q}(r)$, 吸引势 $S(r)$ 及质子的库仑势 $V_c(r)$ 均首先由相对论平均场 (RMF) 自洽计算得出, 然后分别用参数化的 Woods-Saxon 型的势形式拟合。 P. Ring 等已证明, 由参数化的 Woods-Saxon 势代替自洽势, 然后求解核子 Dirac 方程, 其单粒子谱几乎不变^[7]。 我们得到与 DE 及 NL2 参数^[8]对应的一组拟合公式及有关参数(这里从略), 得到非常好的拟合结果(例图 1 中给出 ^{40}Ca 的拟合结果)。

零级能量及强度分布, 可用拟合和参数化的 Woods-Saxon 势作平均场, 通过解线性 Vlasov 方程, 由方程(8)–(14)式给出。 核子剩余相互作用引起平均场自洽变化项 $\delta\omega(r, t)$, 由文献[5]中的 (2.10), (2.11) 式计算得到。 其中耦合常数 $K(r=1)$ 和 $K(r=0)$

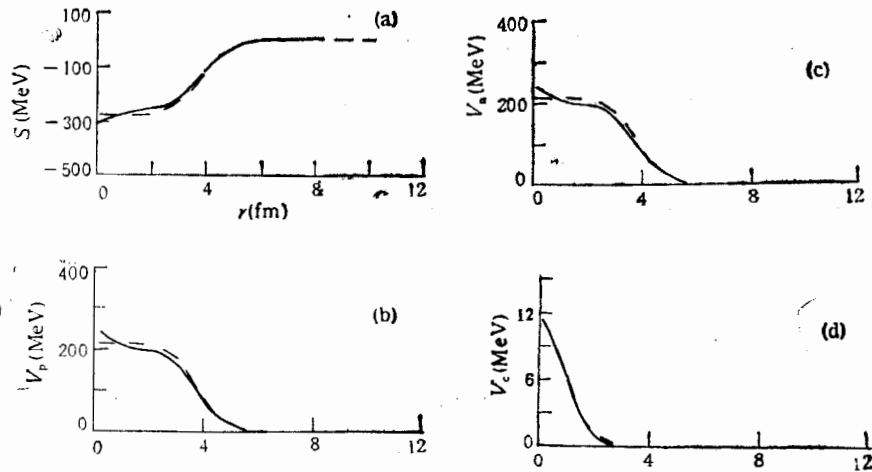


图 1 相对论平均场理论计算得到的 (a) 吸引势 S , (b) 质子排斥势 V_{pp} , (c) 中子排斥势 V_{nn} 及 (d) 库仑势 V_c (实线) 与参数化 Woods-Saxon 型势 (虚线)

可表示为:

$$k_L(\tau=0) = -\frac{\bar{m}^* \Omega_0^2}{2L+1} \frac{1}{\int_0^\infty \rho(r) r^{2L} dr},$$

$$k_L(\tau=1) = \frac{\pi V_1}{A \langle r^{2L} \rangle}. \quad (15)$$

对偶极 ($L=1$) 巨共振, 在相对论情况下, m^* 取质子和中子在费米面处有效质量的平均值 $\bar{m}^* = \bar{m}^*(E_f) = \frac{1}{2} [m_p^*(E_f) + m_n^*(E_f)]$.

4 计算结果及简要讨论

RMF 自洽计算取 NL2 和 DE 两套参数。它们均包含 σ 场的非线性项。球形核巨偶极共振的零级能量中心由表 1 给出。由表可知, 相对论效应是相当重要的, 它能使零级能量中心提高 3—4 MeV 左右 (与非相对论 SEMI 比较), 以后我们还将分析其原因。

表 1 球形核 ^{16}O , ^{40}Ca , ^{90}Zr 和 ^{208}Pb 的巨偶极共振未关联能量中心 \bar{E}_c 及质子和中子的平均有效质量 \bar{m}^* (在费米面处取值)

	semi.		NL2		DE	
	\bar{m}	\bar{E}_c	\bar{m}^*	\bar{E}_c	\bar{m}^*	\bar{E}_c
^{16}O	938.		749.67	19.30	785.94	17.98
^{40}Ca	938.	12.77	734.63	16.53	771.69	15.71
^{90}Zr	938.		723.15	14.18	760.02	13.40
^{208}Pb	938.	7.84	717.06	11.89	752.92	11.27

SEMI 系文献[5]给出的非相对论结果(单位均为 MeV)。

计及平均场自洽变化 $\delta\omega(r, t)$ 后, 各球形核的巨共振关联能量中心 \bar{E}_c 在表 2 中给出. 与实验结果相比较, 以 DE(C)' 参数组对应的计算值为最好.

表 2 不同参数组 (SEMI, NL2 和 DE), 不同耦合常数参数 \bar{m}^*, V_1 条件下, 球形核巨偶极共振关联能量中心 E_c

	exp.	semi.	NL2			DE		
			(a)	(b)	(c)	(a)'	(b)'	(c)'
^{16}O	23—25		27.96	26.45	24.99	26.77	25.55	24.02
^{40}Ca	20	19.26	23.73	22.42	21.27	22.62	21.56	20.36
^{90}Zr	16.7		20.02	18.85	17.79	19.22	18.24	17.18
^{208}Pb	13.5	13.35	16.48	15.35	14.44	15.56	14.76	13.85

SEMI 及 (a)、(a)' 中 $\bar{m}^* = 938, V_1 = 130$; (b)、(b)' 中 $\bar{m}^* = \bar{m}^*(E_f), V_1 = 130$; (c)、(c)' 中 $\bar{m}^* = \bar{m}^*(E_f), V_1 = 100$. 与 SEMI 对应的能量中心取自文献[5]的非相对论结果, 实验值 EXP 取自文献[10](单位均为 MeV).

图 2—图 5 中给出该组参数计算得到的各核的巨偶极共振的频率(能量)及强度分布 (EWSR %). 比较表 2 SEMI 及 (a)、(a)' 参数所得到的结果可知, 如果在相对论 Vlasov 方程的框架下, 若仍采用非相对论 SEMI 中的耦合常数 $K_L(\tau = 1)$ 和 $K_L(\tau = 0)$, 则巨偶极共振能量中心要比非相对论的分别高出 2—3MeV (对 ^{208}Pb 和 ^{40}Ca), 同时也偏离实验值. 若令 $\bar{m}^* = \bar{m}^*(E_f)$, 则参数组 (b) 和 (b)' 给出的关联能量中心, 要比 (a)、(a)' 的结果低 1—1.5MeV, 仍偏高于实验值. 必须指出, 在文献[5]中用 $V_1 = 130\text{MeV}$. 合理的应取通常核理论核质量公式中给出的对称势 $V_1 \approx 100\text{MeV}$ [9]. 则由参数组 (c) 和 (c)' 计算结果知, 巨共振能量进一步降低, 与 (a)、(a)' 参数组的结果比较, 从重核 Pb 至轻核 O, 巨偶极共振的能量中心降低 2—3MeV 左右, 取得了与实验结果相当好的符合.

以下就上述结果作一简要讨论, 由 $\omega_n(N)$ 表达式(8)知, 零级能量近似地与 \bar{m}^* 成反比. 表 3 列出各核的计算结果亦较好地说明了这一反比关系, 即

$$\bar{m}^*(DE)/\bar{m}^*(NL_2) \approx \bar{E}_c(NL_2)/\bar{E}_c(DE) \approx 1.05.$$

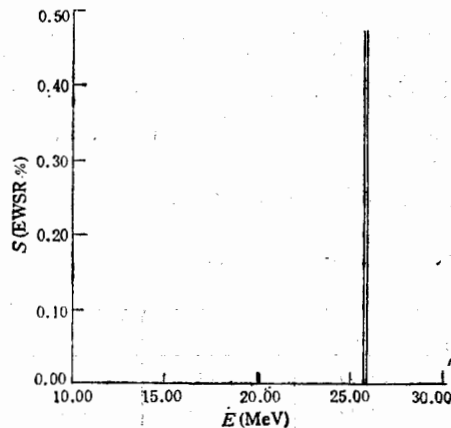


图 2 对于参数 DE(c)' 的 ^{16}O 巨偶极共振的强度函数分布 (EWSR %)

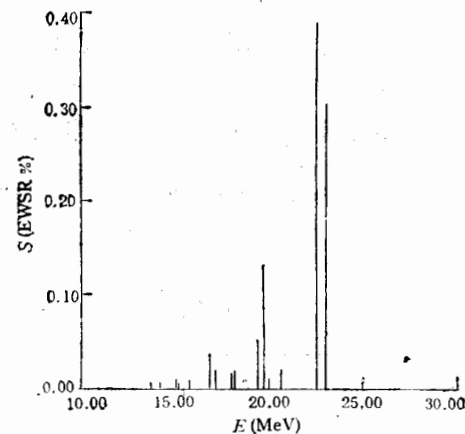


图 3 对于参数 DE(c)' 的 ^{40}Ca 巨偶极共振的强度函数分布 (EWSR %)

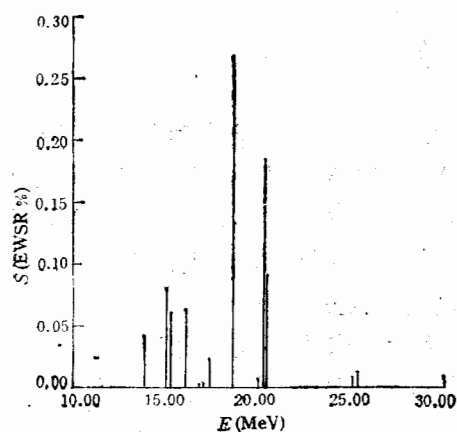


图 4 对于参数 DE(c)' 的 ^{90}Zr 巨偶极共振的强度函数分布 (EWSR %)

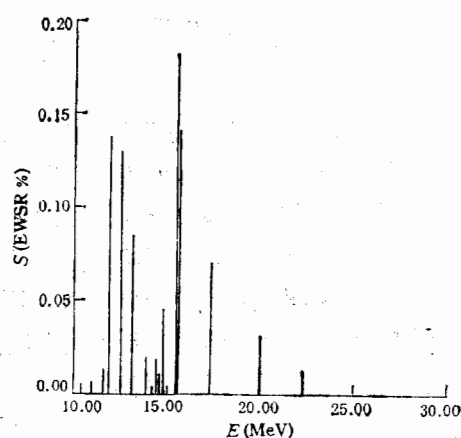


图 5 对于参数 DE(c)' 的 ^{208}Pb 巨偶极共振的强度函数分布 (EWSR %)

表 3 不同参数组 (NL2 和 DE) 条件下计算得到球形核有效质量之比及巨偶极共振未关联能量中心之比

	$\frac{\bar{m}^*(\text{DE})}{\bar{m}^*(\text{NL2})}$	$\frac{\bar{E}_c(\text{NL2})}{\bar{E}_c(\text{DE})}$	$\frac{\bar{m}(\text{SEMI})}{\bar{m}^*(\text{NL2})}$	$\frac{\bar{E}_c(\text{NL2})}{\bar{E}_c(\text{SEMI})}$	$\frac{\bar{m}(\text{SEMI})}{\bar{m}^*(\text{DE})}$	$\frac{\bar{E}_c(\text{DE})}{\bar{E}_c(\text{SEMI})}$
^{16}O	1.048	1.073				
^{40}Ca	1.050	1.052	1.27	1.35	1.21	1.28
^{90}Zr	1.051	1.058				
^{208}Pb	1.050	1.055	1.30	1.51	1.24	1.44

$\bar{m}(\text{SEMI})$ 及 $\bar{E}_c(\text{SEMI})$ 取自表 1 的非相对论 SEMI 结果。

至于相对论与非相对论 SEMI 计算结果的比较,由表 3 知,对 ^{40}Ca 和 ^{208}Pb 核,零级能量中心显然偏离与 \bar{m}^* 的反比关系。NL2 和 DE 参数下计算得到的零级能量中心与由与 \bar{m}^* 反比关系估计值之间的差异约 0.8MeV (对 ^{40}Ca) 和 1.5MeV (对 ^{208}Pb)。究其原因,这是由于在 RMF 中平均场中已自动地包含了自旋轨道力 $l \times s$ 项,而 SEMI 中未计及该项。文献[4,5]均已指出, $l \times s$ 力能使零级能量往高能方向移动,故可以认为 0.8MeV (对 Ca) 或 1.5MeV (对 Pb) 来自 $l \times s$ 力的贡献。并且重核 Pb,其 $l \times s$ 力的贡献要比轻核的大。

现在讨论相对论效应对巨共振关联结果的影响。以 ^{208}Pb 为例,试比较表 2NL2(b), DE(b)' 参数与 SEMI 下所得的结果。这些参数中 V_1 均取为 130MeV。在 NL2(b) (或 DE = (b)') 参数下,对应的巨共振能量中心要比 SEMI 的高 2MeV (或 1.43MeV),而与 SEMI 结果比较, NL2(b) 和 DE(b)' 参数下零级能量中心分别提高 4.05MeV 和 3.43MeV (见表 1)。由此可见相对论效应 (m^* 减小及 $l \times s$ 力的自动加入),对巨偶极共振零级能量的影响要比对关联结果的影响更为重要。但由于相对论效应对零级及关联能量的作用是相反的,它们竞争的结果使我们仍有可能通过合理选取 RMF 参数以及对称能 V_1 强度,如 DE(c)' 参数,最终使巨偶极共振的计算结果与实验值相符合(见表 2)。

5 结 论

在 QHD 的框架下,采取平均场及定域密度近似下,得到了包含多种介子场 (σ, ω, ρ 及光子场)的相对论 Vlasov 方程,并在不同的 RMF 参数列 NL2 和 DE 下计算了 ^{16}O 到 ^{208}Pb 球形核的巨偶极共振的强度函数分布。通过比较,发现 NL2 参数下计算得到的巨偶极共振能量比 DE 的都偏高。在 DE 参数下合理地选取 isv 型耦合常数 $k_L(\tau = 1)$ 中的参数 V_1 即令 $V_1 = 100\text{MeV}$, 则在参数 DE(c)' 下得到了与实验结果相当好的符合。必须指出 DE 参数计及了真空涨落,而 NL2 参数未计及真空涨落效应。

较为定量的分析表明,巨偶极共振的相对论效应是相当重要的。在相对论处理下,核子有效质量 m^* 远小于裸质量 m , 同时平均场中自动地包含了自旋轨道力 $l-s$ 项,这些相对论效应均能使巨共振的零级能量往高能区移动(与经典的 Vlasov 方程 SEMI 计算结果相比)。反之,相对论效应对巨共振关联结果的影响较小。此时对相对论效应主要体现在使耦合常数 $k_L(\tau = 1)$ 和 $k(\tau = 0)$ 减小,从而平均场自洽变化,由于 m^* 的下降而同步地变弱所致。

参 考 文 献

- [1] M. L'Huillier, N. V. Giai, *Phys. Rev.*, **C39**(1989)2022.
- [2] S. Nishizaki, H. Kurasawa, T. Suzuki, *Nucl. Phys.*, **A462**(1987)687.
- [3] D. M. Brink, A. Dellafiore, M. Di Toro, *Nucl. Phys.*, **A456**(1986)205.
- [4] G. F. Burgio, M. Di Toro, *Nucl. Phys.*, **A476**(1988)189.
- [5] Cai Yanhuang M. Di Toro, *Phys. Rev.*, **C39**(1989)105. Cai Yanhuang, *High Energy Phys. and Nucl. Phys.*, **17**(1993)840.
- [6] P. Ring, P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem*, (Springer-Verlag, New York, 1980), Chapter 8.
- [7] W. Koepf, P. Ring, *Z. Phys.*, **A339**(1991)81.
- [8] S. J. Lee, J. Fink, A. B. Balantekin, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987)1171. D. A. Wasson, *Phys. Lett.*, **B210**(1988)41.
- [9] L. C. Hsia, V. Klemt, *Nucl. Phys.*, **A364**(1981)93.
- [10] P. Ring, P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem*, (Springer-Verlag, New York, 1980), p. 329, p. 281; K. F. Liu, N. Van Giai, *Phys. Lett.*, **B65**(1976)723; E. Lipparini, S. Stringari, *Nucl. Phys.*, **A482**(1988)214c.

Relativistic Effects on Giant Resonance

Zhou Baosen Cai Yanhuang Zhu Zhiyuan

(Institute of Nuclear Research, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Received 4 May 1994

Abstract

In the framework of quantum hadron dynamical theory(QHD), a more general relativistic Vlasov equation (RVE) is derived. Using this type of RVE, we study the isovector dipole giant resonances built on ground state in several spherical nuclei such as ^{16}O , ^{40}Ca , ^{90}Zr and ^{208}Pb . The main results show that the resonance energies for each nucleus are in good agreement with the experimental ones. Some arguments for our calculations are also given.

Key words giant resonance, quantum hadron dynamics, Vlasov equation.