

gonal- and off-diagonal matrix components with respect to Φ_{ijkl}^U and A_{ijkl}^{LU} and X_4^{LU} are the matrix components connecting linked and unlinked correlation functions.

Summarizing, we approach the exact solution of the Schrödinger equation in steps where at each step we calculate the 2-, 3-, ..., n -th order correlation functions ($2 \leq n \leq A$) from independent equations but we do not neglect anything in the energy expression. The calculation of the n -th order function requires the knowledge only of the lower order functions. The energy is obtained as the finite sum

$$E_V = E_F + \sum_{n=2}^A \tilde{E}^{(n)}.$$

For $\tilde{E}^{(2)}$, $\tilde{E}^{(3)}$ and $\tilde{E}^{(4)}$ we gave explicit expressions; the rest can be constructed similarly. Depending on the orthogonality condition, two different formalisms can be developed. The partial orthogonality gives simpler equations but more complex energy expressions; the total orthogonality gives more complex equations but simpler energy expressions. The computed energies converge toward the exact in both cases.

Bemerkung über nicht abgeschlossene Systeme von Massenpunkten

K. O. THIELHEIM

Institut für Reine und Angewandte Kernphysik
der Universität Kiel

(Z. Naturforsch. **24 a**, 1857 [1969]; eingegangen am 19. September 1969)

Wir gehen davon aus, daß ein (nicht relativistisches) System von Massenpunkten vorliegt, von dem jedoch nur ein (nicht abgeschlossenes) Teilsystem betrachtet wird. Wir wollen Energie, Impuls und Drehimpuls des Gesamtsystems berechnen, wobei wir uns nur auf das dynamische Verhalten des Teilsystems beziehen.

Dazu wird das Gesamtsystem durch eine Lagrange-Funktion L charakterisiert, die von den das Teilsystem kennzeichnenden Ortsvektoren $r_a(t)$, $a=1, \dots, n$, und deren Ableitungen nach der Zeit bis zur N -ten Ordnung abhängt. Die Lagrange-Funktion wird so gewählt, daß die aus dem Hamiltonschen Prinzip resultierenden Bewegungsgleichungen

$$[L]_a \equiv \sum_{j=0}^N (-1)^j \frac{d^j}{dt^j} \frac{\partial L}{\partial (dr_a/dt^j)} = 0 \quad (1)$$

das dynamische Verhalten des Teilsystems beschreiben.

Bei Symmetrietransformationen wird nun in Analogie zur Theorie klassischer Felder höherer Ordnung¹ von der numerischen Invarianz des Wirkungsintegrals für beliebige Grenzen ausgegangen, so daß sich die infinitesimale Änderung von L infolge der Änderung der funktionalen Abhängigkeit von r_a von t wie folgt ergibt.

$$\delta_F L = - \frac{d}{dt} (L \delta t). \quad (2)$$

Wenn also eine r -dimensionale Liesche Symmetriegruppe mit der Parametrisierung ε_l , $l=1, \dots, r$ gegeben ist, dann wird

$$\delta t = \sum_{l=1}^r (\delta t)_l \varepsilon_l \quad \text{und} \quad \delta_F r_a = \sum_{l=1}^r (\delta_F r_a)_l \varepsilon_l.$$

Sonderdruckanforderungen erbeten an Univ.-Doz. Dr. K. O. THIELHEIM, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Universität Kiel, D-2300 Kiel, Olshausenstr. 40/60.

Für die Lösungen von (1) ergeben sich damit aus (2) nach Umformung der linken Seite die Erhaltungssätze

$$0 = \frac{d}{dt} \left\{ L(\delta t)_l - \sum_{\substack{a=1, n \\ j=1, N \\ i=0, N-1 \\ i=0, j}} (-1)^i \frac{d^{j-i} \delta_F r_a}{dt^{j-i}} \frac{d^i}{dt^i} \frac{\partial L}{\partial (dr_a/dt^{j+i})} \right\}, \quad (3)$$

oder anders geschrieben

$$0 = \frac{d}{dt} \left\{ L(\delta t)_l - \sum_{\substack{a=1, n \\ j=1, N \\ i=0, N-1}} (-1)^j \binom{j}{i+j} \frac{d^{j-1}}{dt^{j-1}} \cdot \left(\frac{d^i \delta_F r_a}{dt^i} \frac{\partial L}{\partial (dr_a/dt^{i+j})} \right) \right\}. \quad (3')$$

So ergibt sich z. B. aus der Invarianz gegen zeitliche Translation, also $\delta r_a = 0$ und $\delta_F r_a = -r_a \delta t$, die Gesamtenergie

$$H = \sum_{\substack{a=1, n \\ j=0, N-1 \\ i=0, j}} (-1)^i \frac{d^{j-i+1} r_a}{dt^{j-i+1}} \frac{d^i}{dt^i} \frac{\partial L}{\partial (dr_a/dt^{j+1})} - L, \quad (4)$$

ferner aus der Invarianz gegen räumliche Translation, also $\delta t = 0$ und $\delta_F r_a = \delta r_a$, der Gesamtimpuls

$$\mathfrak{P} = \sum_{\substack{a=1, n \\ j=0, N-1}} (-1)^j \frac{d^j}{dt^j} \frac{\partial L}{\partial (dr_a/dt^{j+1})} \quad (5)$$

und schließlich aus der Invarianz gegen räumliche Drehung, also $\delta t = 0$ und $\delta_F r_a = [\epsilon, r_a]$ der Gesamtdrehimpuls

$$\mathfrak{M} = \sum_{\substack{a=1, n \\ j=0, N-1 \\ i=0, j}} (-1)^i \left[\frac{d^{j-i} r_a}{dt^{j-i}} \frac{d^i}{dt^i} \frac{\partial L}{\partial (dr_a/dt^{j+1})} \right]. \quad (6)$$

¹ K. O. THIELHEIM, Proc. Phys. Soc. London **91**, 798 [1967].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht:
Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.