

カイラル有効場理論による核力構築

河野通郎

大阪大学核物理研究センター

Weinberg の提唱に始まり、2000 年代にはそれまでの核力記述と同程度の精度で核子散乱データを記述できるパラメーター化がなされ、現在では原子核の第一原理計算・微視的研究で主に用いる相互作用の位置を占めている、カイラル有効場理論による核力記述について解説します。

1 はじめに

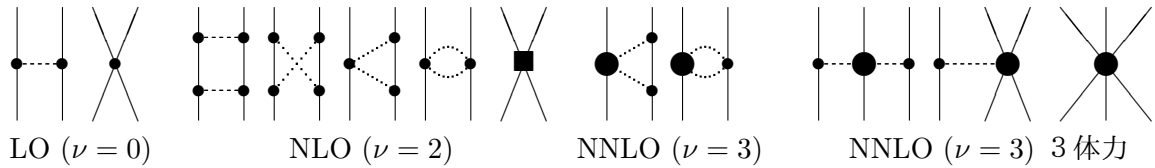
核子（陽子と中性子）が束縛した量子多体系として原子核を理解し、その諸性質を核子間の相互作用に基づいて微視的に説明する理論的研究には、できるだけ精確に2核子散乱を再現する相互作用ポテンシャルが求められます。核力の理論的研究と実際のパラメーター化には長い歴史がありますが、近年カイラル有効場理論の枠組みでのポテンシャル構築が進展し、現在では従来の精密核力に変わって微視的研究に用いる相互作用としての位置を占めるまでになっています。

基本的な考え方は有効理論です。どの物理現象でも、対象のスケールに合った記述がなされます。原子核の低エネルギーでの性質を対象とする場合、核子のフェルミ運動や pion (π) の質量というスケールと核子や ρ, ω のような中間子の質量の間にははっきりと差があります。 π の質量が小さいことは、 π が QCD クォークレベルでのカイラル対称性を真空状態が持たないことによる Nambu-Goldstone boson であると理解されますが、原子核の低エネルギー現象の記述には π の自由度のみを陽に扱い、離れたスケールの寄与は具体的には扱わないという戦略を設定することができます。そして、核子と π の相互作用を記述する Lagrangian は QCD のもつカイラル対称性で規定するという枠を設定します。 π の関わる現象の記述には、 σ 模型や非線形 σ 模型のような模型がありましたが、1979 年に Weinberg は、カイラル対称性を満たす核子の接触項を含む全く一般的な Lagrangian $\mathcal{L} = \mathcal{L}_\pi + \mathcal{L}_{\pi N} + \mathcal{L}_{NN} + \dots$ を準備し、低エネルギー有効理論として関与する運動量による摂動展開を行って、具体的に π と核子の結合を記述するという処方提唱しました。いくつかの先駆的研究により、核子散乱が記述できそうだという見通しが得られ、具体的な核力構築が 2000 年代になって始まりました。最近では様々な展開がありますが、この理論的記述を推進してきた2つのグループによる初期の総合報告を2つ [1, 2] 挙げます。

2 カイラル有効場理論による核力ポテンシャル

カイラル対称性の自発的な破れにより現れる π が核子と結合する仕方は、カイラル対称性を満たす Lagrangian によって決まります。 π が Nambu-Goldstone boson であることを反映して、 π と核子の相互作用は運動量 0 の極限では 0 になりますから、Lagrangian には π の質量あるいは場の微分（運動量）が必ず含まれます。静的核力ポテンシャルは、1950 年代の中間子論で議論されたように、2核子と π の系から π を消去するユニタリ変換で定義できます。2核子が π を通じて散乱するファインマン図が表す振幅を求めることでも得られます。そのようなダイアグラムは無数考えられますが、ダイアグラムに現れる低運動量 Q の数 ν で整理して（カットオフスケールを Λ として $(Q/\Lambda)^\nu$ ）低次のものから取り入れる処方（power counting）が提案されました。詳細を書くスペースはありませんが、 $\nu = 0$ の leading order (LO) は図の左の2つの

ダイアグラムです。 $\nu = 1$ のダイアグラムは存在せず、 $\nu = 2$ の next-to-leading order (NLO), $\nu = 3$ の NNLO のオーダーのダイアグラムは図の 3 番目以降のようになります。



左端の π 交換の計算は初等的でしょう。高次のダイアグラムのループ積分が発散する場合は、くりこみ処理が必要になりますが、解析的な表式が文献 [2] で与えられています。中間に 2 つの核子のみが現れるダイアグラムは次数が上がらず、この規則をそのまま適用すると無限個のダイアグラムが現れます。その寄与は、それらを除いてポテンシャルを定義し、2 核子相関を Lippmann-Schwinger 方程式等で非摂動的に解くことで取り入れられます。

カイラル有効場理論は、核子のエネルギーが低い場合にのみ適用可能ですから、運動量空間で定義するポテンシャルの場合、 $\Lambda \sim 0.5$ GeV を越えれば急速に 0 になる相対運動量 p, p' の関数（例えば指数関数 $\exp[-(p'/\Lambda)^6 - (p/\Lambda)^6]$ ）をかけます。未定のパラメーターは、そのようなカットオフを導入して散乱問題を解いた結果を実験データと対応させて決めます。 N^3 LO まで取り入れれば π 生成のしきい値以下の散乱データが他の精度のよい核力ポテンシャルと同程度に記述できることが示されました。約 30 個のパラメーター（そのうち 24 個は図の 2 番目や 7 番目そして右端の 2 つの図のような接触項に入っています）が必要ですが、これまでの精密核力ポテンシャルのパラメーター数も 30 ~ 40 個程度であり、散乱データを精度よく記述するのに必要なパラメーター数と考えられます。特徴として挙げられるのは、

- QCD の対称性と破れの機構に基づいた高精度な核力記述である、
- 3 体力、4 体力が系統的に導入でき、パラメーターの多くは 2 体力の段階で決まる、
- 有効理論という枠組みの中で、パラメーターの不定性に伴う理論的な不定性評価が可能、

です。近年並行して、核力を用いて第一原理的量子多体計算を行う手法の開発が進んでいますが、これらの特徴によりカイラル有効場理論によるポテンシャルが標準的に用いられています。

2010 年頃までの展開を述べましたが、カイラル有効場理論による核力ポテンシャルが比較的重い核や核物質の第 1 原理計算に用いられるようになり、核子散乱と少数系で決定したパラメーターでは束縛エネルギーや核半径が十分再現されないことが明らかになり、修正が様々に加えられています。2 核子散乱の記述を少し犠牲にして重い原子核を再現するようにパラメーターを調節したり、実は Λ のスケール以下のアイソバー Δ の自由度を陽に扱う試み等があります。また、最低次の π 交換は局所的ですから、カットオフを座標空間で入れる局所ポテンシャルとして構築するパラメーター化もあります。低エネルギー理論であることの制限には注意が必要です。現在の原子核研究では、入射エネルギーが数百 MeV を越える散乱実験が用いられますが、カイラル有効場理論の核力の適用範囲は 200 MeV 程度までであり、中高エネルギー現象には適用できません。 ν の展開の次数を上げて行くのは、実際的にも理論的にも困難があるでしょう。

参考文献

- [1] E. Epelbaum, H.-W. Hammer, and Ulf-G. Meißner, Rev. Mod. Phys. 81, 1773 (2009).
- [2] R. Machleidt and D.R. Entem, Phys. Rep. 503, 1(2011).