

量子計算機で迫る場の量子論の新側面

本多正純

〈 京都大学基礎物理学研究所 masazumi.honda@yukawa.kyoto-u.ac.jp 〉

近年量子計算機を取り巻く技術が急速に発展している。ここでは“ユーザー”として、このような発展が場の量子論の数値シミュレーションにどのように役立つかを考える。場の量子論は様々な物理学における共通言語であるが、一部の特殊な例を除いて解析的に解くことは難しい。それゆえしばしば数値計算に頼りたくなるが、現時点では既存の手法では効率的な数値シミュレーションが難しい場面も少なくない。

通常場の量子論の数値シミュレーションでは、ラグランジュ(経路積分)形式の場の量子論に対して**格子正則化**を行い、物理量を表す多重積分にモンテカルロ法が適用される。これはボルツマン重みで与えられる確率で場の配位を生成し、積分を生成サンプルに関する平均によって近似する方法である。しかしながら、ボルツマン重みが正の実数でない場合は、確率解釈を直接適用することができないため、何らかの工夫が必要となる。特に、被積分関数が激しく振動するような場合は様々な工夫を凝らしても解析が難しいことが知られている(符号問題と呼ばれる)。これは物理的には例えばトポロジカルな相互作用や化学ポテンシャルがある場合、実時間系などにしばしば現れる。

一方ハミルトン(演算子)形式に基づいた数値シミュレーションの場合、技術的に行う問題は積分ではないため、符号問題ははじめから存在しない。しかし場の量子論の状態空間は典型的に無限次元であり、正則化を行った後でも状態空間の次元は“自由度”の増加に対して指数関数的に増大する。そのため非常に大きな次元を持つベクトル空間上で線形代数を行わなくてはならず、典型的には莫大な計算コストがかかる。しかし量子計算機を用いれば、少なくとも一部の問題に関しては計算量が劇的に少なくなることが期待されている。

場の量子論を量子計算機に乗せるには、

状態空間が有限次元になるような正則化を行った後に、スピンの系に書き換えれば良い。多くの場合、はじめに時空内の空間部分に格子正則化が適用される。フェルミオン場の場合はこれだけで状態空間が有限になり、適当な変換の下でスピン系に書き換えることができる。ボソン場では、特殊な場合を除いて格子に切ってもなお状態空間は無限次元となっているため、数値シミュレーションを行うためにはさらなる正則化が必要となる。

本研究において、我々は**チャージ q シュウインガー模型**の基底状態を構成し、様々な物理量の計算を行った。シュウインガー模型は作用に**シータ項**と呼ばれるトポロジカル項をもつが、その係数が小さくないときは符号問題により通常のモンテカルロ法による解析が困難なことが知られている。この模型は境界条件をオープンに取りガウス則を用いると、純粋にフェルミオン場のみをもつ系になり、比較的容易にスピン系に書き換えることができる。基底状態の構成には、断熱近似を量子回路により実装するアルゴリズムを用いた。

現在のところ、量子計算機の実機では必要な量子ビット数に対して誤りが少ない結果を得るのは難しいので、ここでは**シミュレータ**を用いて数値シミュレーションを行った。最もよく研究されてきた $q = 1$ の場合は、**カイラル凝縮**と呼ばれる量をシータ項の係数が大きい領域も含めて解析を行い、その連続極限を量子シミュレーションの文脈で初めて取ることに成功した。より一般の q の場合は、重い荷電粒子の間のポテンシャルを計算した。フェルミオンの質量が小さいときに信用できる解析的な計算から、このポテンシャルの定性的な性質は、粒子の電荷やシータ項の係数の値に強く依存することが期待されている。シミュレーションにより、このような振る舞いが有限質量でも起きることが分かった。

—用語解説—

格子正則化：

ラグランジュ形式の場の量子論では、物理量は経路積分と呼ばれる無限次元積分で表される。格子正則化では、時空を有限サイズの格子に切ることで積分を有限次元にし、元の経路積分をこの積分で格子間隔を小さくする連続極限を取ったものと捉える。

チャージ q シュウインガー模型：

$1 + 1$ 次元量子電磁気学で、 $U(1)$ ゲージ場と電荷 q の電子(ディラックフェルミオン)が結合した模型。

シータ項：

時空が偶数次元のゲージ理論がしばしば作用にもつことができるトポロジカル項。素粒子の標準模型にも存在すると考えられている。

(古典) シミュレータ：

量子計算機を古典計算機によりシミュレーションするツール。量子計算機を動かすコードとほとんど同じものを用いて数値計算を実行することができる。古典計算機を用いるため、量子アルゴリズムを使用することにより期待される計算速度の上昇は得られないが、量子シミュレーションの計算資源の見積もりや手法のテストなどに役立つ。

カイラル凝縮：

狭義にはカイラル対称性が自発的に破れる理論におけるフェルミオンの質量演算子の真空期待値を指すが、ここでは単にフェルミオンの質量演算子の真空期待値のことをカイラル凝縮と呼ぶ。

1. はじめに

近年、量子計算機の計算資源が目まぐるしく発展しているようだ。特に2019年に流れた、Googleが量子超越の達成を主張したニュースは記憶に新しい。一般への普及も急速に拡がりつつあり、今や小規模の量子計算機であれば誰もがクラウド上のマシンを無料で使用できる状態になっている。巷に流れるニュースではセキュリティや新薬開発など実用的な応用への期待が強調されることが多いが、本稿では“ユーザー”として、このような発展が物理系の理解にどのように役立つのかを考えたい。具体的には、量子計算の場の量子論の数値シミュレーションへの応用について議論し、その文脈における我々の最近の研究結果を一部紹介する。場の量子論は素粒子・原子核・宇宙・物性などの様々な分野における共通言語であるから、量子計算機が場の量子論の理解に役立てば、様々な分野での発展が期待できる。

2. 場の量子論への典型的な数値的アプローチとその問題点

多くの目的において、量子計算機を使用したい大きな動機の1つは、速い数値計算を行いたいというものだろう。本稿の目的である場の量子論の数値シミュレーションへの応用に関しても例外ではないが、この場合はより目的に特化した動機がある。これを説明するために、従来場の量子論の数値シミュレーションがどのように行われてきたかを見て、その問題点を説明しよう。通常の量子力学と同様、場の量子論には主にハミルトン形式とラグランジュ形式に基づく2つの定式化がある。ハミルトン形式は演算子形式とも呼ばれ、通常量子力学を学ぶ際に最初に出会う形式である。ラグランジュ形式は経路積分形式とも呼ばれ、物理量を無限次元積分で表す形式である。例えばユークリッド時空上の場 $\Phi(x)$ を自由度とする場の量子論において、演算子 $\mathcal{O}(\Phi)$ の“期待値”は以下のように表される：

$$\langle \mathcal{O} \rangle = \frac{\int D\Phi \mathcal{O}(\Phi) e^{-S[\Phi]}}{\int D\Phi e^{-S[\Phi]}}. \quad (1)$$

ここで $S[\Phi]$ は理論の作用を表し、 $D\Phi$ は経路積分の測度で時空の各点における場の取り得る値全てについての積分を表している。

これまでの場の量子論の数値シミュレーションは、主にラグランジュ形式に基づいて行われてきた。この場合、まず無限次元積分を有限次元積分の極限として捉え、実際に解析を行う対象は有限次元積分とする。これを行う最も標準的な方法は、時空を有限サイズの格子に切る方法である（格子正則化）。これにより時空の点の数が有限になるので、経路積分は有限次元になる。元の理論に戻すには、体積を大きくする極限と格子間隔を狭める連続極限を取れば良い。格子正則化後の積分の数値計算には通常、(マルコフ鎖)モンテカルロ法が用いられる。これはボルツマン重み $(\propto e^{-S[\Phi]})$

を場が値 $\Phi(x)$ で生成される確率と見なし配位を生成することで、生成されたサンプルに関する平均を用いて積分を近似する方法である。これまでこのようなアプローチは一定の成功をおさめ、例えば格子量子色力学における核力の第一原理からの導出は最も大きな成功の1つである。

しかしながら、ボルツマン重みが正の実数でない場合は、確率解釈を直接適用することができないため、何らかの工夫が必要となる。特に被積分関数が激しく振動するような場合は、様々な工夫を凝らしても解析が難しいことが知られている。この悪名高い符号問題は、物理的には例えばトポロジカルな項や化学ポテンシャルがある場合、実時間系などにしばしば現れる。これらの状況はどれも物理的に非常に重要な問題に深く関連している。

ではラグランジュ形式ではなく、ハミルトン形式に基づくとどうなるだろうか？ ハミルトン形式の場合、技術的に行う問題がそもそも(経路)積分ではないため、符号問題ははじめから存在しない。しかしこれまで場の量子論の数値シミュレーションにおいてハミルトン形式があまり使われてこなかったのには理由があり、それは場の量子論の状態空間が典型的に無限次元であるのに起因する。そこで状態空間の次元を有限にする正則化を行う必要があるが、正則化後の状態空間の次元は典型的には“自由度”の増加に対して指数関数的に増大する。つまり、素朴には状態に対応する指数関数的に大きなベクトルの記録や、演算子に対応する大きな行列の掛け算などを実行しなくてはならないため、典型的な計算量は“自由度”に対して指数的に大きくなる。これは古典計算機の場合だが、量子計算機ではどうだろうか。量子計算機の場合、少なくとも場の量子論におけるいくつかの問題に対して、計算量が古典計算と比べて指数関数的な改善をもつアルゴリズムが知られている¹⁾。ここでは将来において量子計算機の資源が充分発展することを期待したときに、どのようなことができるようになるかを考えたい。

3. 場の量子論を量子計算機に乗せる

場の量子論をどのように量子計算機に乗せることができるかを簡単に説明する。ゲート型量子コンピュータでは、量子ビットが基本単位となる。場の量子論を通常の量子ビットを用いた量子アルゴリズムが直接適用可能な形にするには、場の量子論をスピン1/2自由度を基本的自由度とするスピン系として表現すれば良い。以下で見るように、これを行う具体的な方法は場の種類や次元などによりかなり異なる。

フェルミオン場の場合、本質的にパウリの排他律が効き、状態空間は時空の空間部分を有限格子に切るだけで有限次元になる。例として、1次元空間上の自由ディラックフェルミオンを考えてみよう。今この空間を格子間隔 a で離れた N 個の格子点を持つ格子に切ることを考える。このときハ

ミルトニアンは以下のようになる¹:

$$H = -\frac{i}{2a} \sum_{n=0}^{N-2} \left[\chi_n^\dagger \chi_{n+1} - \chi_{n+1}^\dagger \chi_n \right] + m \sum_{n=0}^{N-1} (-1)^n \chi_n^\dagger \chi_n, \quad (2)$$

ここで m はフェルミオンの質量, χ_n は格子点 n に配置された格子フェルミオン場で正準反交換関係 $\{\chi_m, \chi_n\} = \delta_{mn}$ を満たす. このとき状態空間の次元は 2^N で有限となっている. この系をより直接的に量子アルゴリズムを適用できる形に書き換えるために, スピン系へのマップを行う. このためには, 正準反交換関係を満たすようなスピン演算子を構成すれば良い. このようなスピン演算子は一意ではないが, 最も伝統的なものとしてジョルダン・ウィグナー変換が知られている:

$$\chi_n = \frac{X_n - iY_n}{2} \prod_{j=1}^{n-1} (-iZ_j). \quad (3)$$

ここで (X_n, Y_n, Z_n) はそれぞれ格子点 n に配置されたパウリ行列 $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ である. この変換後, ハミルトニアンは次のようになる:

$$H = \frac{1}{4a} \sum_{n=0}^{N-2} [X_n X_{n+1} + Y_n Y_{n+1}] + \frac{m}{2} \sum_{n=0}^{N-1} (-1)^n Z_n. \quad (4)$$

これはこれまでスピン系に適用されてきた量子アルゴリズムが素朴に適用できる形となっている.

スカラー場については本稿のメインの部分では扱わないため, 簡単な説明に留める. 格子上的スカラー場は技術的には適当な相互作用をする多粒子量子力学と等価である. したがって, 空間を格子に切ってもなお状態空間が無限次元となっており, 数値シミュレーションを行うためにはさらなる正則化が必要となる.

ゲージ場の場合は複雑で, 次元・境界条件などの条件により事情が異なる. これは, ゲージ理論では物理的状态だけでなく非物理的状态もあり, 物理的状态空間の次元が有限なのか無限なのか状況に依存することに起因する. これを具体的に見るために, 電荷 q の電子(ディラックフェルミオン)と結合した $1+1$ 次元量子電磁気学を考えよう. ここではこの理論を**チャージ q シュウィンガー模型**, あるいは単にシュウィンガー模型と呼ぶ. 空間を格子に切ったとき, この理論のハミルトニアンは以下で与えられる:

$$H = -\frac{i}{2a} \sum_{n=0}^{N-2} \left[\chi_n^\dagger e^{iq\phi_n} \chi_{n+1} - \chi_{n+1}^\dagger e^{-iq\phi_n} \chi_n \right] + m \sum_{n=0}^{N-1} (-1)^n \chi_n^\dagger \chi_n + \frac{g^2 a}{2} \sum_{n=0}^{N-2} \left(L_n + \frac{\theta}{2\pi} \right)^2. \quad (5)$$

ここで m はフェルミオンの質量, g はゲージ結合定数, θ は**シータ項**と呼ばれるトポロジカル項の係数である. ϕ_n は格子

¹ここではスタaggerドフェルミオンと呼ばれる格子フェルミオンを用いた.

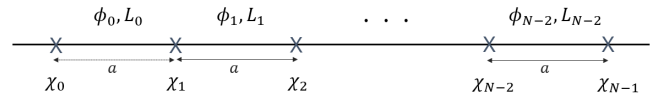


図 1: 格子正則化されたシュウィンガー模型における自由度.

点 n と $n+1$ の間のリンクに置かれたゲージ場, L_n は ϕ_n の共役運動量を表し (図 1 参照), 正準交換関係 $[\phi_m, L_n] = i\delta_{mn}$ を満たす. 今 ϕ_n はボソンのため, 対応する状態空間は無限次元である. しかしこれは非物理的な状態も含めた状態空間であり, 物理的な状態は以下のガウス則を満たすように制限される:

$$L_n - L_{n-1} = q \left(\chi_n^\dagger \chi_n - \frac{1 - (-1)^n}{2} \right). \quad (6)$$

これは隣同士の L_n とフェルミオン場を関係づける制限なので, 境界条件をオープンに取った場合, この制限により L_n はフェルミオン場のみを用いて表される. また, ϕ_n についてもゲージ変換により吸収することができる. このようにしてシュウィンガー模型は純粋にフェルミオン場からなる系に書き換えられ, さらにジョルダン・ウィグナー変換 (3) などのスピン系へのマップを施せば, 素朴に量子アルゴリズムが適用可能な形となる²⁾.

4. 基底状態を構成する量子アルゴリズム

ここでは量子系において最も基本的な状態である基底状態を構成し, 基底状態の下での期待値を用いて計算される物理量を考える. そのためにはまず, 基底状態を構成する必要がある. 基底状態を構成するアルゴリズムはいくつか知られているが, ここでは断熱近似を用いる. 今ハミルトニアン H_{target} の基底状態を構成したいとする. まず初期ハミルトニアン H_0 を用意する. ただし, H_0 の基底状態 $|\text{GS}_0\rangle$ は既知で縮退はないものとする. 従って, 実質 H_0 は簡単な系のハミルトニアンに取る. 次に, 以下の性質を満たす時間依存ハミルトニアン $H_A(t)$ を考える:

$$H_A(0) = H_0, \quad H_A(T) = H_{\text{target}}. \quad (7)$$

また, $H_A(t)$ はパラメータ T が大きいほどゆっくり変化するとする. 次に断熱定理を用いる. すなわち, もし $H_A(t)$ の基底状態が任意の時刻 t で縮退を持たなければ, H_{target} の基底状態 $|\text{GS}\rangle$ を以下の時間発展によって得ることができる:

$$|\text{GS}\rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \mathcal{T} \exp \left(-i \int_0^T dt H_A(t) \right) |\text{GS}_0\rangle. \quad (8)$$

ここで \mathcal{T} は演算子の時間順序積を表す. ただし実際のシミュレーションでは, この時間発展において T を有限に取り積分を離散化する近似を行うため, 構成した状態が本当の基底状態ではないことから来る誤差が生じる. このよう

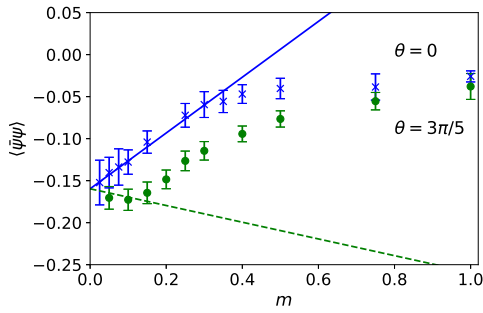


図2 チャージ1シュウィンガー模型におけるカイラル凝縮 ($g=1$). 横軸はフェルミオンの質量 m で、直線は質量摂動論による $O(m)$ の結果。

にして構成された近似的な基底状態を用いて、期待値を近似的に計算することができる。

5. シュウィンガー模型のシミュレーション

上記の断熱近似の方法により、我々は様々な状況におけるシュウィンガー模型の基底状態を構成し、様々な物理量の計算を行った^{3, 4, 5)}。ここではその内のいくつかのシミュレーション結果を紹介する。

シュウィンガー模型はこれまで様々な手法による解析が行われてきた。低次元系であることから解析的なアプローチがある程度可能で、フェルミオンに質量がない場合 ($m=0$) はボソン化の手法により厳密に解けることが知られている。フェルミオン質量 m が非ゼロで小さいときは厳密に解く方法は知られていないものの、 m による摂動計算により良い近似を得ることができる。モンテカルロ法によるアプローチについては、シータ項が複素であるため、 θ が小さくないときは符号問題により解析が困難なことが知られている。したがって m も θ も小さくないときは、解析計算も通常のモンテカルロ法でも計算できない領域なので、符号問題を克服あるいは回避する数値的な手法が必要とされる。

結果を紹介する前に1つ注意点がある。実際の量子計算機では量子シミュレーションを行おうとしている量子ビットと環境との間に相互作用があり、これは計算の誤りを引き起こす²。誤りの少ない結果を得るには誤りを訂正する必要があるが、現在のところこれを行うには膨大な計算資源が必要となることが知られている。そこで量子アルゴリズムの手法のテストや必要な計算資源を見積もるために、しばしば(古典)シミュレータと呼ばれるツールが使われる。シミュレータとは、量子計算機を古典計算機によりシミュレーションするツールであり、量子計算機の実機を使用するときとほとんど同じコードを用いて計算を実行することができる。ここではIBMが提供している“qasm simulator”と呼ばれるシミュレータを用いた。

まずこれまで最もよく調べられてきた、 $q=1$ のシュウ

²量子計算機に限らず古典計算機にも誤りはあるが、古典計算機の誤り訂正は既に確立されていて組み込まれている。

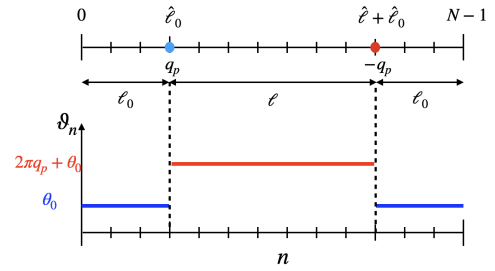


図3 $\theta = \theta_0$ における $1+1$ 次元 $U(1)$ ゲージ理論において、 θ パラメータを空間に依存させることによりプローブ電荷 $\pm q_p$ を取り入れる方法。

ンガー模型におけるシミュレーション結果を紹介する³⁾。ここではカイラル凝縮と呼ばれる量を考える。これは連続理論においては、ディラックフェルミオン場 $\psi(x)$ に対して、 $\bar{\psi}\psi(x)$ の基底状態の下での期待値として定義される量である³。この量をパラメータ (a, N) の様々な値において計算し、無限体積極限 ($N \rightarrow \infty$) と連続極限 ($a \rightarrow 0$) を取った。図2では、カイラル凝縮の $g=1$ におけるシミュレーション結果を $\theta=0$ と $\theta=3\pi/5$ の場合にフェルミオンの質量 m に対してプロットした。 m が小さいときはシミュレーションと質量摂動論による結果は一致し、 m が大きくなると両者はだんだん離れていく様子が見られた。なお、これは場の量子論の量子シミュレーションの文脈において、初めて連続極限が取られた結果である。

次に q が1でない場合に特有の興味深い現象に関する結果を紹介する⁵⁾。今、理論に電荷 $\pm q_p$ をもつプローブ電荷を2つ置き、両者の間のポテンシャルを考える。質量摂動論の解析によると、このポテンシャルの定性的な性質は q_p や θ の値に強く依存することが知られている：

$$V(\ell) = \sigma \ell \quad \text{for } g\ell \gg 1,$$

$$\sigma \propto -mqg \left[\cos \frac{\theta + 2\pi q_p}{q} - \cos \frac{\theta}{q} \right] + O(m^2). \quad (9)$$

ここで ℓ はプローブ間の距離を表す。これは一見閉じ込め型ポテンシャルのように見えるが、係数の“張力” σ がいつでも正とは限らないことに注意しよう。特に、 q_p が q の整数倍のときは $\sigma=0$ で電荷の遮蔽が起きており、そうでないときは θ の値によっては σ が負になり得る点が重要である。こういったことが起こって良い理由は一般化された大域的対称性に深く関係するが、ここでは詳細を割愛し、このような振る舞いを m が有限のときに見たシミュレーション結果を簡単に紹介する。

ポテンシャルを計算するには、プローブ電荷を入れた系と入れなかった系における基底状態のエネルギーの差を計算すれば良い。 $1+1$ 次元 $U(1)$ ゲージ理論においては、プローブ電荷の影響を図3のように、 θ を空間に依存させた θ_n に置き換えることにより取り入れることができる。図4

³格子上でジョルダン・ウィグナー変換を行った後は次の量に対応する： $\langle \sum_{n=0}^{N-1} (-1)^n Z_n \rangle$ 。

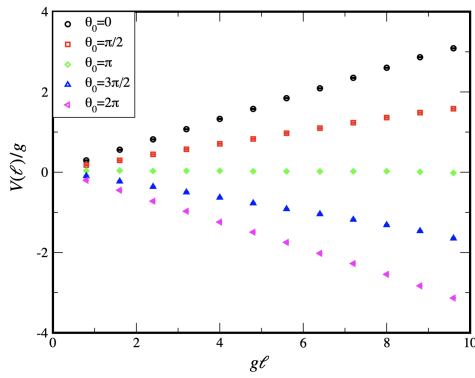


図4 チャージ3シュウィンガー模型における、プローブ電荷間のポテンシャル ($g = 1$, $N = 25$, $ga = 0.40$, $m = 0.15$, $q_p = -1$). 横軸は g の単位で測ったプローブ間距離 gl で図中の θ_0 は大域的な θ の値を表す.

に, $q = 3$, $q_p = -1$ におけるポテンシャルのシミュレーション結果を様々な θ の値について示す. シミュレーション結果はどの θ の場合にも直線的な振る舞いをしていて, θ の値により傾きの正負が質量摂動論の結果 (9) と同じタイミングで変化することが分かる.

6. おわりに

本稿では量子計算の場の量子論の数値シミュレーションへの応用についての我々の研究を紹介した. このトピックはまだ生まれたばかりであり, 広大な未開の地が広がっている. 単に計算資源などのハード面での発展があれば進める道もあれば, より良い手法を模索・開発していくソフト面での発展がないと進めない道もあるだろう. ハード面に関して, 本稿ではシミュレータによる数値計算の結果を紹介したが, 量子計算の恩恵を得るには当然量子計算機の実機を使用する必要がある. 理想的な量子計算機は誤り訂正の組み込まれた大規模なマシンであるが, 近々使用可能なものは, NISQ (Noisy Intermediate-Scale Quantum device) と呼ばれる, 小~中規模の誤りが無視できないマシンである. このような計算機では, 使用する量子ゲートの数ができるだけ少ないアルゴリズムを適用することが望ましい. 本稿で使用した断熱計算は, 断熱定理の前提条件の下では結果が正しいと保証されているなどの利点があるが, 時間発展 (8) を近似的に行う際に沢山の量子ゲートを使用するため, NISQ には不向きであると考えられている. NISQ に向いているとされている手法は, 全ての演算を量子計算機に行わせるのではなく, 古典計算機と量子計算機の両方を用いてそれぞれに得意な部分を行わせる, 古典・量子ハイブリッドアルゴリズムである. このような方向性で基底状態を構成するアルゴリズムとしては, 変分法に基づくアルゴリズムが知られている. ユーザーとしては, その時々使用可能なマシンに適したアルゴリズムを模索していく必要がある.

ソフト面に関しては, ほとんどの場の量子論において効率的な量子計算機への乗せ方がまだ確立していないという課題がある. 特に量子色力学をはじめとする $2 + 1$ 次元以

上のゲージ理論では, ゲージ対称性をうまく尊重しながら量子計算機に乗せる方法はまだ確立していない. これまでは始めに空間に素朴な格子正則化が適用されきたが, 理論によってはこれは必ずしも最適ではないかもしれない⁶⁾. また, 一般に場の量子論には基底状態以外にも興味深い状態が沢山あり, 量子計算の文脈でそういった状態の魅力を引き出すような研究もまだまだ行われていない. 素粒子物理学で最も興味深い状態の1つは, 散乱問題で扱われる複数の粒子が決まった運動量で運動しているような状態である. そういった状態が構成できるようになれば, 加速器実験の中で何が“実際に”起こっているか時々刻々と見ることができるようになるだろう. 本稿では場の量子論に焦点をあてたが, 弦理論をはじめとする量子重力理論への応用も興味深い⁷⁾. 将来宇宙の文字通りの時間発展が量子計算機で見られるようになる日が来ることを願う.

本稿における筆者の研究内容は, Alexander Buser 氏, Bipasha Chakraborty 氏, Hrant Gharibyan 氏, 花田政範氏, 伊藤悦子氏, 出淵卓氏, 菊池勇太氏, Junyu Liu 氏, 永野廉人氏, 奥田拓也氏, 谷崎佑弥氏, 富谷昭夫氏との共同研究に基づく. また, 筆者の研究は JST さきがけ JPMJPR2117, JSPS 科研費 JP21H05190, MEXT Q-LEAP の助成を受けている. この場を借りて感謝申し上げる.

参考文献

- 1) S. P. Jordan, K. S. M. Lee and J. Preskill, *Science* **336** (2012), 1130-1133
- 2) E. A. Martinez, C. A. Muschik, P. Schindler, D. Nigg, A. Erhard, M. Heyl, P. Hauke, M. Dalmonte, T. Monz and P. Zoller, *et al. Nature* **534** (2016), 516-519
- 3) B. Chakraborty, M. Honda, T. Izubuchi, Y. Kikuchi and A. Tomiya, *Phys. Rev. D* **105** (2022) no.9, 094503
- 4) M. Honda, E. Itou, Y. Kikuchi, L. Nagano and T. Okuda, *Phys. Rev. D* **105** (2022) no.1, 014504
- 5) M. Honda, E. Itou, Y. Kikuchi and Y. Tanizaki, *PTEP* **2022**, 033
- 6) A. J. Buser, H. Gharibyan, M. Hanada, M. Honda and J. Liu, *JHEP* **09** (2021), 034
- 7) H. Gharibyan, M. Hanada, M. Honda and J. Liu, *JHEP* **07** (2021), 140

(2022年5月23日原稿受付)

New aspects of quantum field theories from quantum computers

Masazumi Honda

abstract: In recent years, technology around quantum computer sounds growing well. Here, as “users” of quantum computers, we discuss how we can apply this development to numerical simulations of quantum field theories. As quantum computer is suitable for Hamilton formalism rather than Langanze formalism, we do not have infamous sign problem from the beginning in contrast to the conventional Monte Carlo approach. We show recent results on quantum simulations of the charge- q Schwinger model, which is $1+1$ -dimensional quantum electrodynamics coupled to an electron with electric charge q . It turns out that our approach enables us to explore interesting phenomena coming from non-small θ -term such as negative string tension behavior in potential between charged heavy particles.