サーベイ論文

量子力学の実在主義的解釈はいかにして可能か
—コッヘン・シュペッカーのパラドクスの回避を中心に—

今井 慶悟*

How is it possible to interpret quantum mechanics realistically? :
Focussing on avoidance of Kochen-Specker's Paradox

Keigo IMAI

§1　はじめに

量子力学の経験的・実践的な面での成功は広く認められている. しかし, 量子力学の数学的形式とその物理的描像をどのように関係づけて理解すべきかという側面, すなわち解釈の問題については, 量子力学の創成期から論じられてきたものの, いまなお研究者の意見は一致していない. 量子力学の解釈にかかわる哲学的問題としては, たとえば測定前の実在, 対象の構造や物理的過程の理解可能性, 物理法則における因果性などがある (セレリ [1983]1986, pp.38-39) が, 本稿ではこのうち実在の問題に焦点を当てる[1] .

量子力学において, 測定前の系の性質に関するある種の実在を認める立場は実在主義 (realism), そうでない立場は反実在主義 (anti-realism) と呼ばれるが, 量子力学を実在主義的に解釈する上で, (1) ベルの不等式の破れ (2) コッヘン・シュペッカーのパラドクス (KS パラドクス) という二つの問題があることが知られている. 第二節でもみるように, 前者は量子力学において実在主義が局所性と両立しないことを物理学的な経験的事実から示しているという意味で, 実在主義に対する障壁となる. 一方, 後者は物理学的な経験的事実からではなく, 数学的な観点から実在主義そのものの成立に対

* 京都大学大学院文学研究科 修士課程 (科学哲学科学史専修)：imai.keigo7@gmail.com

1 セレリ (1983) によれば,「電子, 陽子などの原子物理学における基本的物質は, 物理学者が行う観測と独立に存在するだろうか？」といった実在に関する問題に対しては, 量子力学形成期における物理学者のうち, 量子力学の反対者 (プランク, エーレンフェスト, アインシュタイン, シュレーディンガー, ド=ブロイなど) は概ね肯定的立場をとり, 量子力学の賛同者 (ゾンマーフェルト, ボルン, ボーア, パウリ, ハイゼンベルク, ヨルダン, ディラックなど) は概ね否定的立場をとっているとされる (cf. セレリ [1983]1986, p.39).

して直接的に困難を突き付けるものである. 1982 年に報告されたアスペらによる実験結果 (Aspect *et al.* 1982) 以降, ベルの不等式に対するテストは繰り返し改良され, 現在では (1) の実験結果の妥当性については一般に認められている. 実際, ベルの不等式とその破れに関しては J.J. サクライ [1985](1989) や清水 (2003) などといった現代の量子力学の標準的な教科書でも取り上げられている. (2) は量子力学の概念的基礎をめぐる文脈では基礎的な事項として知られており, 量子力学の哲学関連だけでもたとえば Redhead(1987), Hughes(1989), Bub(1997) のような文献などでは紹介されているが, 一方で (1) ほど取り上げられているとはいいがたい. こうした事情も相まってか, (2) の回避によって実在主義を擁護しようとする方法自体は既に知られているとはいえ, その方法の背後にどのような哲学的側面が潜んでいるかについてはいまだ十分に明示的に論じられてない部分もある. そこで本稿では, (2) の KS パラドクスおよびこれを回避した際に維持しうる実在主義的解釈の諸相を, 量子力学の哲学の本格的入門書として知られる Redhead(1987) の記述に主に即しながら, その背後にある哲学的側面をも含めてあらためて紹介・再構成することを目的とする.

本稿の構成を確認しておこう. まず, 第二節で KS パラドクスの概要を論じる. 具体的には, KS パラドクスをもたらす本質である $FUNC$ と呼ばれる条件をみたうえで, $FUNC$ が量子力学の基本的な原理から導出されることを Redhead(1987) にしたがって確認する. $FUNC$ は自然な条件ではあるが, これを回避しながら実在主義を維持する方法がいくつかあることがここから示唆される. そして, 第三節では, $FUNC$ を導出するための 4 前提のうち 3 つをそれぞれ拒否することで, $FUNC$ を (したがって KS パラドクスを) 回避しながら実在主義的な解釈を維持する方法を, 筆者の考察も加えながら紹介する. 以上の内容を踏まえたうえで, 最後に結論を以て本稿の締めくくりとする.

§2　コッヘン・シュペッカーのパラドクス

本節では, 量子力学の実在主義的解釈に対する 2 つの困難である (1) ベルの不等式の破れ (2) KS パラドクス のうち, 後者について概説を与える. ただし (2) をみる前に, (1) についても簡単に説明を加えておこう. 1935 年のいわゆる EPR 論文で, アインシュタインらは量子力学において波動関数によって与えられる記述は完全ではないと主張した (cf. EPR 1935). こうした EPR での議論に対し, ボーアらは量子力学の完全性を擁護し, それまでに引き続いてアインシュタインとの間で論争を展開したことはよく知られている (cf. Jammer 1974, ch.6). 量子力学の完全性をめぐるこうした議論は当初は哲

学的な思考実験として提唱されたものではあるが, やがて実験的な解決を試みるため, 量子力学が次の (ア)〜(ウ) を同時に満たす理論, すなわち**局所実在論**であるために満足すべき条件がこれまでに不等式の形でいくつか導出されてきた.

> (ア) (非固有状態をも含む) すべての状態において, (測定前に) すべてのオブザーバブルに値を割り当てることは可能である. (強い実在主義)
> (イ) これらの割り当てられた値の統計は, 量子力学の統計アルゴリズム[2] を適用した結果と一致しなければならない. (経験的整合性)
> (ウ) 1 つの系に属する実在の諸要素は, 他の系に対して「遠く隔たって」(at a distance) なされた測定によって, 影響されえない. (局所性原理)
>
> (Redhead 1987, [p.119] p.132 および [p.75] p.83 [一部改変])

そうした不等式は**ベルの不等式** と呼ばれ, ある範囲の条件下では, 量子力学の理論的予測はこれを破る (cf. Bell 1964). このことから, もし実験的にもベルの不等式の破れが量子力学の予測通り確認されるのであれば, 局所実在論は拒否されねばならない. そして実際, 先にも述べたようにベルの不等式は破れることが実験的に確認されており, このことから, (ア)〜(ウ) の 3 つは同時に成立しないと一般に考えられている.

(ア) の要請は, 量子力学における実在主義の典型的な定式化である. 以下 (ア) のような要請を**「強い実在主義」**(STR) と呼ぶことにしよう[3]. そして, 量子力学が経験と整合

[2] 統計アルゴリズムは, 量子力学において, 量子状態, オブザーバブル, オブザーバブルのとる値の 3 つが与えられた場合, 一つの実数 (確率に相当) を出力するような規則で, 以下の (3) のように表される.

いま, $\hat{Q}$ を N 次元ヒルベルト空間 $\mathcal{H}$ 上の任意の自己共役作用素とすると, $\hat{Q}$ は,

$$\hat{Q}\,|q_i\rangle = q_i\,|q_i\rangle \tag{1}$$

を満たす固有ベクトル $|q_i\rangle$ をもつ (q_i は $\hat{Q}$ の固有値:$i = 0, \ldots, N$). $\{|q_i\rangle\}$ を完全正規直交系をなすように選ぶと, 系の任意の状態 $|\psi\rangle$ は,

$$|\psi\rangle = \sum_i c_i\,|q_i\rangle \tag{2}$$

のように $|q_i\rangle$ の一次結合で表される (c_i は複素定数). このとき, $\hat{Q}$ に対応するオブザーバブル Q が測定結果 q_i を生じる確率は,

$$\Pr(q_i)_Q^{|\psi\rangle} = \sum_{j|q_j=q_i} |c_j|^2 = \sum_{j|q_j=q_i} |\langle q_j|\psi\rangle|^2 \tag{3}$$

で与えられる. ただし, 記号 $(q_i)_Q^{|\psi\rangle}$ は, 状態 $|\psi\rangle$ における Q の測定結果が q_i であるという命題を表す. また, $\sum_{j|q_j=q_i}$ は $q_j = q_i$ なる j の値についてのすべての和を表す (Redhead 1987, [p.8] p.14).

[3] すべてのオブザーバブルに測定前に値を割り当てられるとき, 測定前にオブザーバブルは確定した値をもつことを意味する. この「確定した値」がいかなる意味であるかについては, (見解 I) 測定される, されないとは無関係に, 系はすべてのオブザーバブルについて確定した値をもっており, 所有値ともい

的な統計的予測を与える理論だとすれば (すなわち (イ) を満たすのであれば), ベルの不等式の破れから, 量子力学において局所性原理 (ウ) と *STR* (ア) は両立しないとされる. これが実在主義への間接的な障壁となることは明らかである.

一方, 実在主義を阻むもう一つの障壁である KS パラドクスは, より直接的に (ア) の成否に関わる. Kochen & Specker(1967) によれば, (ア) を満たすためには, それぞれのオブザーバブルに付与される値に対して次節で述べる *FUNC* に相当する条件をみたさなければならない. だが, 彼らは同時に, この *FUNC* とよばれる要請から帰結するある関係を満たすような射影作用素への付値は存在しないことを 数学的に証明した (コッヘン・シュペッカーの定理). こうした数学的な証明の結果から, 実在主義を維持しようとする試みは厳しい困難を伴うことが示唆される. 本論では, このように *FUNC* なるもっともらしい条件を仮定したところ, 実在主義を維持する上では受け入れがたい帰結が数学的に生じてしまった事態を KS パラドクスと呼ぶことにする.

2.1 確定値に対する値の割り当てとその制約

それでは具体的にパラドクスの内容をみていこう. いま, ヒルベルト空間上のいくつかの自己共役作用素が与えられたとき, それらに対応するオブザーバブルにその**確定値** (注 3 参照) として実数を割り当てることを求められたとしよう. もしオブザーバブル Q の測定前の確定した値 $[Q]$ に対する値の割り当てになんの要請もない場合は, すべてのオブザーバブルに対して値を確定することができる. この場合は, 単にオブザーバブルに値を適当に付与すればよい (東 2013, p.66). しかし, *STR* をとったとしても, 経験との整合性さえ要請されないような付値が存在しても無意味である (東 2013, pp.66-67). そこで, 付値は少なくとも, 以下の規則を満たすべきであると考えられている.

スペクトル規則 ：
離散的スペクトルをもつオブザーバブルに対して, $[Q]$ の可能な値は, 対応する作用素 $\hat{Q}$ の固有値に限られる.

(Redhead 1987, [p.120] p.133)

うべきものである, というものと, (見解 II) 測定されていないときに系が所有値をもつのか否かはわからないが, なんらかのメカニズムによってすべてのオブザーバブルの測定結果 (測定値) があらかじめ決定されていると考えるときの測定値である, という少なくとも二つの見解があるとされる (東 2013, p.66). 本稿では, I,II のいずれかの意味で測定前に確定している値のことを総称的に**「確定値」**と呼ぶことにし, オブザーバブル Q の状態 $|\psi\rangle$ における測定前の確定値を $[Q]^{|\psi\rangle}$ のように表すことにする (ただし, $|\psi\rangle$ は場合によっては省略).

この規則は経験と整合的であり, ゆえに確定値に関して先に述べたどちらの解釈をとるにせよ自然なものである (東 2013, p.67).

次に, オブザーバブルの確定した値への付値に関するもうひとつの制約である *FUNC* を提示しよう. これこそ, KS パラドクスにおいて本質的に重要な規則である.

関数的合成の原理 (*FUNC*)

$\hat{A}$ と $\hat{B}$ が, オブザーバブル A と B に対応する 2 つの自己共役作用素であって $\hat{B} = f(\hat{A})$ なる関数 f が存在するならば, 任意の状態 $|\phi\rangle$ に対して,

$$[B]^{|\phi\rangle} = f([A]^{|\phi\rangle}) \tag{4}$$

(Redhead 1987, [p.121] p.134)

FUNC を別の仕方で表現すると, $[f(A)]^{|\phi\rangle} = f([A]^{|\phi\rangle})$ である ($[A]^{|\phi\rangle}$ は, 状態 $|\phi\rangle$ におけるオブザーバブル A の測定前の確定値を表す). ここで, $\hat{B} = f(\hat{A})$ における f は自己共役作用素の関数であるが, (4) における f は 実数値から実数値を返す関数であることに注意しよう.

FUNC が自然な条件であることは次の事柄に注目すると納得できる. たとえば, $f(A) = A^2$ とする. A^2 の確定値 $[A^2]$ を知るためには, まず A を測定して確定値を知り, その値を二乗すればよいと考えるのが自然である. このように, たとえば確定値 $[A]^2$ が, $[f(A)] = [A^2]$ と一致することを保証する原理こそ *FUNC* である[4].

次に, この *FUNC* から帰結する内容をみることにしよう. まず, *FUNC* から次の「和の規則」が帰結する[5].

---

[4] なお, *FUNC* は先に述べたスペクトル規則が前提とされて有意味になるものである. なぜならば, もしスペクトル規則が前提とされなければ, $[A]$ は固有値以外の値をとることになるが, そのような値は f の定義域に属さないためである (東 2013, p.67).

[5] 和の規則の証明は以下の通り (Redhead 1987 [p.108] p.121, 東 2013, p.69 など). $\hat{A}$ と $\hat{B}$ が可換ならば, ある適当な関数 f, g に対して,

$$f(\hat{C}) = \hat{A}, \quad g(\hat{C}) = \hat{B}$$

なる極大自己共役作用素 $\hat{C}$ が存在する. また, スペクトル分解定理 (cf. 注 7) により,

$$\hat{C} = \sum_{i=1}^{N} c_i P^C_{c_i} = c_1 P^C_{c_1} + \cdots + c_N P^C_{c_N}$$

である. これより, $h(c_i) \equiv f(c_i) + g(c_i)$ と定義すれば,

$$\hat{A} + \hat{B} = f(\hat{C}) + g(\hat{C}) = \sum_{i=1}^{N} f(c_i) P^C_{c_i} + \sum_{i=1}^{N} g(c_i) P^C_{c_i} = \sum_{i=1}^{N} \{f(c_i) + g(c_i)\} P^C_{c_i} = h(C)$$

和の規則 ：$\hat{A}$ と $\hat{B}$ が可換ならば, 任意の状態 $|\phi\rangle$ に対して,

$$[A+B]^{|\phi\rangle} = [A]^{|\phi\rangle} + [B]^{|\phi\rangle} \tag{5}$$

(Redhead 1987, [p.121] p.134)

和の規則は射影作用素にも適用される. オブザーバブル Q の固有値 q_i の各部分空間の上への射影作用素 $P^Q_{q_i} = |q_i\rangle\langle q_i|$ の測定値は, 命題「Q の測定値は q_i である」の真理値を表すオブザーバブルに対応することに注意しよう (たとえば東 2012 p.76 など).

$\{P_i\}$ は相互に直交[6]する射影作用素からなる集合とする. その具体例として, 任意の自己共役作用素 $\hat{Q} = \sum_{i=1}^N q_i P^Q_{q_i}$ のスペクトル射影 $\{P^Q_{q_i}\}_{i=1}^N$ があげられるので, ここではこれに注目しよう. まず, スペクトル分解定理[7] から,

$$I = \sum_{i=1}^N P^Q_{q_i} = P^Q_{q_1} + P^Q_{q_2} + \ldots P^Q_{q_N} \tag{6}$$

が成り立つ[8]. これに和の規則を繰り返し適用すると, 任意の状態 $|\phi\rangle$ において次の関係式が成立する.

$$[I]^{|\phi\rangle} = [P^Q_{q_1}]^{|\phi\rangle} + [P^Q_{q_2}]^{|\phi\rangle} + \cdots + [P^Q_{q_N}]^{|\phi\rangle} \tag{7}$$

(7) で, 単位作用素 I の固有値は 1 のみであるから, スペクトル規則により左辺 $[I]^{|\phi\rangle} = 1$ である. また, $[P^Q_{q_i}]^{|\phi\rangle} = 0$ または 1 である ($P^Q_{q_i}$ のベキ等性 $(P^Q_{q_i})^2 = P^Q_{q_i}$ および $FUNC$

であるから,

$$\begin{aligned}
[A+B]^{|\phi\rangle} &= [h(C)]^{|\phi\rangle} = h([C]^{|\phi\rangle}) && (FUNC\text{ より}) \\
&= f([C]^{|\phi\rangle}) + g([C]^{|\phi\rangle}) = [f(C)]^{|\phi\rangle} + [g(C)]^{|\phi\rangle} && (FUNC\text{ より}) \\
&= [A]^{|\phi\rangle} + [B]^{|\phi\rangle} \quad \blacksquare
\end{aligned}$$

和の規則は可算無限個の項の和に拡張できる.

[6] 2 つの射影作用素 P, P' について, その積が $PP' = 0$ (ただし 0 は零作用素) となるとき, P, P' は直交しているという.

[7] N 次元ヒルベルト空間上の任意の自己共役作用素 $\hat{Q}$ (およびそれに対応するオブザーバーブル Q) は, その固有値 q_i と, 各部分空間の上への射影作用素 $P^Q_{q_i} = |q_i\rangle\langle q_i|$ により,

$$\hat{Q} = \sum_i q_i P^Q_{q_i}$$

のように一意的に分解される. これをスペクトル分解定理という.

[8] (6) の導出： $|\psi\rangle = \sum_i c_i |q_i\rangle$, $\langle q_i|q_j\rangle = \delta_{ij}$ のとき, $\sum_i P^Q_{q_i}|\psi\rangle = \sum_i c_i |q_i\rangle = |\psi\rangle$ より

$$\left(\sum_i P^Q_{q_i} - I\right)|\psi\rangle = 0 \quad \therefore \sum_i P^Q_{q_i} = I \quad (|\psi\rangle \neq 0\text{ とする})$$

から示される). よって, 右辺の射影作用素のひとつだけに 1 が, 残りすべてには 0 が付与されねばならない. つまり, *FUNC* を満たすようにすべてのオブザーバブルに対して値を付与するのであれば, N 次元ヒルベルト空間上における相互に直交する 1 次元射影作用素からなる任意の集合 $\{P_1, P_2, \cdots, P_N\}$ について, そのうちのひとつだけに 1 を, 残りすべてに 0 を付値できなければならない (*FUNC* からの帰結).

ところが, 以上の要請に反する結論を与える数学的な定理が知られている (コッヘン・シュペッカーの定理). すなわち, **3 次元以上の任意のヒルベルト空間において, 射影作用素の集合 $\{P_1, P_2, \cdots, P_N\}$ について $\sum_{i=1}^{N} P_i = I$ が成り立つとき, その対応する値 $[P_i](= 0$ もしくは $1)$ についてもまた $\sum_{i=1}^{N} [P_i] = [I]$ を満足するように, 各射影作用素 P_i に付値 0 または 1 を与えることは不可能である**[9].

このことは, 量子力学を実在主義的に解釈しようとする試みに対して脅威を与える. しかも, KS 定理はそのような脅威を物理学的な経験的事実からではなく, 純粋に数学的な結果だけから与えているという点が重要である.

2.2 *FUNC* に関する補足および導出

KS パラドクスについての導入的な説明を終えたので, 次に, *FUNC* に関する付言的な補足事項について述べたあと, *FUNC* が量子力学における基本原理から導出されることを Redhead(1987) にしたがって確認しよう.

2.2.1 FUNC と STAT FUNC

FUNC と似た形式の命題に, 以下に示した STAT FUNC と呼ばれるものがある. 先に述べると, STAT FUNC はのちに FUNC を導出する際に必要となる. そこで, 以下では, *FUNC* と STAT FUNC の関係について簡単にみておこう. まず, STAT FUNC は以下のとおり.

[9] 本稿では KS 定理の証明の詳細よりも, KS パラドクスの回避に関心があるため詳述は省略するが, 証明について簡単に補足しておこう. ヒルベルト空間 $\mathcal{H}$ における射影作用素は, $\mathcal{H}$ における射線と一対一対応する. このことから, (7) を満たすように射影作用素に付値として 0 または 1 を与える問題は, $\mathcal{H}$ の射線を特定の条件を満たすように白か黒かに塗り分ける方法を与える問題に帰着される. Kochen & Specker(1967) は, $\mathbf{R}^3$ の 117 個の射線を用いて, そのような塗り分けが不可能であることを示した. 以後, 同証明は様々な研究者によって簡略化され, たとえばペレス (1993) は $\mathbf{R}^3$ で 33 個の射線を用いて証明している (cf. ペレス [1993](2001) ch.7). 様々な証明の方針を概観するにはたとえば Bub(1997) ch.3 が有益であろう.

STAT FUNC(統計的関数合成原理[10])

$$\Pr(\,[f(Q)]^{|\phi\rangle} = \lambda\,) = \Pr(\,[Q]^{|\phi\rangle} = f^{-1}(\lambda)\,) \tag{8}$$

(Redhead 1987, [p.18] p.24 [一部改変])

ここで, $[f(Q)]^{|\phi\rangle} = \lambda$ のとき, $f^{-1}([f(Q)]^{|\phi\rangle}) = f^{-1}(\lambda)$ であるから, (8) は,

$$\Pr(\,[f(Q)]^{|\phi\rangle} = \lambda\,) = \Pr(\,f([Q]^{|\phi\rangle}) = \lambda\,) \tag{9}$$

と書き換えられる[11]. (9) の意味は *FUNC* の別表現 $f([Q]^{|\phi\rangle}) = [f(Q)]^{|\phi\rangle}$ と対比してみると理解しやすいだろう. つまり, $|\phi\rangle$ において, $f(Q)$ の確定値 $[f(Q)]$ がある値をとる確率 (より一般的には, ある領域 Δ に存在する確率) は, $[Q]$ に f を適用したときの値 $[f(Q)]$ がある値をとる確率 (一般的には, Δ に存在する確率) に等しい[12].

また, *FUNC* から STAT FUNC を導出することができる[13]. ただし, その逆, STAT FUNC だけから *FUNC* を導出することはできない. このことの意味は次のようなものであろう. 個々のオブザーバブルに関して関数関係が成り立ち, その確定値に関しても同様の関係が成立するのならば, 確定値がある領域に存在する確率に関しても結果は一致している. しかし, その逆, 確率に関して結果が一致しているからといって, 個々の確定値に関する先のような関数関係が成り立っているとは限らない.

---

[10] 本稿では STAT FUNC の導出は省略するが, たとえば Redhead(1987), [p.18] p.24 などを参照のこと. STAT FUNC はもっぱら量子力学の統計アルゴリズムに依拠した条件であることを指摘しておく.

[11] (8) を (9) へと変形する過程は, Held(2018) の第 4 節を参考にした.

$$[Q]^{|\phi\rangle} = f^{-1}(\lambda) \Leftrightarrow [Q]^{|\phi\rangle} = f^{-1}([f(Q)]^{|\phi\rangle}) \Leftrightarrow f([Q]^{|\phi\rangle}) = [f(Q)]^{|\phi\rangle}$$

なお, より一般的には, STAT FUNC は, Δ を適当な領域として,

$$\Pr(\Delta)^{|\phi\rangle}_{f(Q)} = \Pr(f^{-1}(\Delta))^{|\phi\rangle}_{Q} \tag{10}$$

と表される.

[12] なお, Redhead(1987) は, (10) を, $|\phi\rangle$ においてオブザーバブルの確定値が Δ に存在する長期の頻度 (long-run frequencies) について述べていると解釈している (Redhead 1987, [pp.131-132] pp.145-146).

[13] *FUNC* から STAT FUNC の導出： $f(\hat{Q})$ について, *FUNC* より, $[f(Q)]^{|\phi\rangle} = f([Q]^{|\phi\rangle})$ であるから,

$$\Pr(\,[f(Q)]^{|\phi\rangle} = \lambda\,) = \Pr(\,f([Q]^{|\phi\rangle}) = \lambda\,) = \Pr(\,[Q]^{|\phi\rangle} = f^{-1}(\lambda)\,)$$

$$\therefore \Pr(\,[f(Q)]^{|\phi\rangle} = \lambda\,) = \Pr(\,[Q]^{|\phi\rangle} = f^{-1}(\lambda)\,) \qquad \blacksquare$$

2.2.2 *FUNC* の導出

次に, *FUNC* 自身は量子力学における他の基本原理からいかにして導かれるかについてみていこう. *FUNC* は以下の 4 つの基本前提から導出される. すなわち,

$$\text{STAT FUNC} \wedge STR \wedge Corr \wedge R_P \rightarrow FUNC \tag{11}$$

である[14].

新たに登場した仮定 *Corr* と R_P は以下のようなものである (cf. Redhead 1987, [p.133] p.147).

> *Corr* (**対応規則**)
> 自己共役作用素の集合とオブザーバブルの集合との間に, 1 対 1 対応が存在する.

> R_P (**実在原理**)
> 自己共役作用素 $\hat{Q}$ と結びつけられ操作的に定義される (すなわち, Q に対して, 量子力学の統計アルゴリズムに従って, 確率的に分布する) 数が存在するならば, その数と結びつけられ, それによって測定される実在の要素が存在する.

まず, *Corr* の意味に関して述べよう. *Corr* は,

> (a)「すべてのオブザーバブルは何らかの唯一の自己共役作用素と対応する」
> (b)「すべての自己共役作用素は何らかの唯一のオブザーバブルと対応する」

と表される (a) と (b) の双方 (a) ∧ (b) を保証している. (a) は, 量子力学における基本的な要請として合意が得られている (デスパーニア [1976] 1980, p.54) . もし *Corr* が成立しないとするのであれば, 原理的には ¬(a) ∨ ¬(b) を認めるということになる. しかし, (a) の命題に異議を唱える者はほぼいないとされるため, 実質的には ¬(b) を意味するものとしよう. ここで, ¬(b) には二つの意味がある. すなわち,

---

14 *FUNC* が有意味であるためにはスペクトル規則が前提とされていなければならないことを既に指摘した (cf. 注 4). その意味では, スペクトル規則も隠れた前提とはなっているが, 同規則は *FUNC* を導出する証明では直接必要なものとしては現れないため, このように表記している. また, レッドヘッドは (スペクトル規則だけでなく) STAT FUNC をも (証明では用いているが) 前提として明示していない (cf. Redhead 1987, [p.133] p.147). Redhead(1987), [p.133] における元の表記は,

$$\text{View } A \wedge Corr \wedge R \rightarrow FUNC \tag{12}$$

となっているが, 本論文では以上の背景なども考慮して, (11) のように表すことにした.

(n-b1) 「いかなるオブザーバブルにも対応しない自己共役作用素が存在する」
(n-b2) 「2 つ以上のオブザーバブルに対応するような自己共役作用素が存在する」

(n-b1) は, STR が (部分的に) 拒否された状況と考えることができる. なお, (n-b1) のような想定をした研究者にはたとえば物理学者ウィグナーがいるが (Wigner 1975), 本論文では紙幅の都合上, (n-b1) の立場に関しては扱わないものとする.

一方, (n-b2) の状況として理解されるのは, 存在論的文脈性が導入される場合である. これに関しては次節で詳しく述べる.

次に, R_P の意味に関して述べよう. たとえば, 位置作用素 $\hat{x}$ や 運動量作用素 $\hat{p}$ を考えよう. $\hat{x}, \hat{p}$ に対応するオブザーバブルが x, p である. 系の波動関数 ψ が与えられているとき, x や p の期待値を具体的に求めることができる. いま, 連続スペクトルを想定すると,

$$< p >= \int_D \psi^* \hat{p} \psi dx, \quad < x >= \int_D \psi^* \hat{x} \psi dx \tag{13}$$

である (D は適当な積分区間であるとする). (13) のようにして, 粒子の位置・運動量といったオブザーバブルの期待値を具体的に計算することができる (期待値の計算法は統計アルゴリズムに依拠している). R_P は, もしそのようにして自己共役作用素 $\hat{x}, \hat{p}$ と結び付いた数値を具体的に計算して得られるのであれば, そのような自己共役作用素は実際に何らかの物理的に意味のある (≒実在の要素に関連づけられる) オブザーバブルと対応しているという意味であろう.

量子力学では, 測定した後オブザーバブルがどういう値をとるかは, 測定をするまで確率的にしか予言できない. とはいえ, その確率分布が与えられている以上は, オブザーバブルを測定したとき, そのとりうる値のいずれかを物理的に有意味な値として得ることができるということを, R_P は述べているのだろう.

それでは, 各前提の意味に関して述べたので, (11) の証明をみよう.

(証明)[15]

状態 $|\phi\rangle$ においてオブザーバブル Q を測定するとしよう. まず, STR により, オブザーバブルの確定値 $[Q]^{|\phi\rangle}$ が存在する.

さて, 任意の関数 f を 確定値 $[Q]^{|\phi\rangle}$ に対して適用させて, 数 $f([Q]^{|\phi\rangle})$ をつくる. この

[15] 以下の証明は, Redhead 1987, [p.133] p.147 を参考に再構成した.

数は, $f(Q)$ に対する統計アルゴリズムに従って, 確率的に分布している. なぜならば,

$$\begin{aligned}\Pr(f([Q]^{|\phi\rangle}) \in \Delta) &= \Pr([Q]^{|\phi\rangle} \in f^{-1}(\Delta)) \\ &= \Pr([f(Q)]^{|\phi\rangle} \in \Delta) \qquad \text{(STAT FUNC (10) より)}\end{aligned}$$

が示されるからである. よって, R_P により, 自己共役作用素 $f(\hat{Q})$ に対応し, 値 $f([Q]^{|\phi\rangle})$ をもつオブザーバブルが存在する.

一方で, $Corr$ により, $f(\hat{Q})$ に対応するオブザーバブルはただ一つのみ存在するから, これを $f(Q)$ と表す. 状態 $|\phi\rangle$ においては, これより, 上の 2 つのオブザーバブルの確定値は一致していなければならない.

$$\therefore [f(Q)]^{|\phi\rangle} = f([Q]^{|\phi\rangle})$$

これは $FUNC$ に他ならない. ■

さて, 以上で $FUNC$ が, STAT FUNC, STR, $Corr$, R_P という 4 つの基本原理から導出されることをみた. $FUNC$ は KS パラドクスをもたらす根幹ともいえる原理であるため, これら 4 つの基本原理を受け入れる以上, KS パラドクスは避けられない. すると, 量子力学を実在主義的に解釈するには厳しい困難を伴うことがわかる. それでは実在主義への道は絶たれてしまったのかといえば, 必ずしもそうではない. KS パラドクスを回避するためには, どうにかして $FUNC$ の適用を拒否すればよいのである. 次節では, $FUNC$ を導くような諸前提を拒否することにより, $FUNC$ の適用から (したがって KS パラドクスから) 逃れるという道について考察する.

§3 パラドクスの回避と実在主義

前節で, $FUNC$ が 4 つの前提から導出されることを確認した.

$$\text{STAT FUNC} \wedge STR \wedge Corr \wedge R_P \rightarrow FUNC \tag{14}$$

それぞれの意味・内容に関しては, 前節で説明した. (14) の対偶をとると,

$$\neg FUNC \rightarrow \neg\text{STAT FUNC} \vee \neg STR \vee \neg Corr \vee \neg R_P \tag{15}$$

したがって, もしわれわれが $FUNC$ の適用を逃れようとするのならば, (15) により, (14) の 4 つの前提のうち少なくとも一つが拒否されねばならない. 以下では, (15) の各前提を拒否した際に帰結しうる実在主義的解釈の諸相をみていく.

3.1 STAT FUNC に関して

STAT FUNC は**事実上拒否できない**と思われる. なぜならば, 注 10 でも指摘したように, STAT FUNC は専ら量子力学の根幹となる統計アルゴリズム (標準的解釈ではボルンの規則に相当する) から導かれる内容であるが, 統計アルゴリズムは, 量子力学が解釈として少なくとも持つべき経験との整合性を確保するための最低限の要請であるからだ (渡部 2012, p.113).

もちろん, たとえばド=ブロイ・ボーム解釈 (軌跡解釈) では, 波動関数の絶対値の二乗が配位空間上の点に粒子が存在している確率密度を表すものとして統計アルゴリズムが導入され, そこに現れる確率はあくまでも観測者の無知の尺度とみなされるだろう (渡部 2012, p.113). だが, それでも統計アルゴリズムに相当する数学的な形式を満たさなければ解釈として経験的に不十分である. (つまり, ド=ブロイ・ボーム解釈は統計アルゴリズムに関してはボルンの考え方とは異なってはいるだろうが, だとしても, 量子力学の解釈として要求される最低限の経験的整合性から, 同解釈においても, 数学的にはボルンの規則と同じ形式の統計アルゴリズムを満たしている必要性がある.) 以上より, STAT FUNC を拒否して実在主義的解釈を維持することはできないだろう.

3.2 STR の拒否に関して

強い実在主義 STR を拒否することで実在主義を維持する解釈の例としては, 以下で述べるような一種の文脈依存的な解釈が挙げられる. ここでは, ベルの指摘に端を発する解釈について考えよう. Bell(1966) は次のように述べる.

> オブザーバブルの測定に関しては, 他にどんな測定が同時になされるかには依存せずに同じ値をもたらすにちがいないと暗黙の裡に前提されていた. いま, たとえば, $P(\Phi_3)$ に加えて $P(\Phi_2)$ か $P(\psi_2)$ のどちらか一方を測定するとしよう, ただし Φ_2 と Φ_3 , ψ_2 と Φ_3 はそれぞれ直交〔orthogonal〕しているが, Φ_2 と ψ_2 は直交していないものとする. これらの異なる確率を測定するためには, 異なる実験的配置が要請される. つまり, $P(\Phi_3)$ の結果が同じ値であると信ずるべきア・プリオリな理由などないのだ. 測定結果は (隠れた変数を含む) 系の状態だけでなく, 装置の完全な配置にも依存すると考えると納得がいくだろう.

(Bell 1966, p.401〔 〕内は引用者による補足)

ベルの指摘内容があてはまるのは次のような状況である (Redhead 1987, [pp.133-134] pp.148-149). いま, $\hat{A}$, $\hat{B}$, $\hat{C}$ を自己共役作用素とし, $\hat{A}$ と $\hat{C}$ は極大で, $\hat{B}$ は非極大 (ある固有値が縮退している) とする. ここで, $\hat{B} = f(\hat{A}) = g(\hat{C})$, $[A, C] \neq 0$ なる状況を考えよう. すなわち, A と C は非可換で, 同時測定できないとする. このとき, $[B] = [f(A)] = [g(C)]$ であり, この関数関係に $FUNC$ を適用すると,

$$[B] = f([A]) = g([C]) \tag{16}$$

となる. $\hat{B} = f(\hat{A}) = g(\hat{C})$ のような非極大オブザーバブル (対応する自己共役作用素が縮退しているようなオブザーバブル) に対しては, (16) の条件こそが $FUNC$ となる.

(16) に注目しながら, B の測定値をどのようにして得ることができるか考えてみよう. まず, A を測定しその測定値に関数 f を適用するという方法がひとつ考えられる. 他方で, C を測定しその測定値に関数 g を適用する方法もある. そして, (16) に注目する限りでは, これら 2 つの方法に変わりはない. しかし, いま考えている (16) のような状況では, $[A, C] \neq 0$ であり, これより A と C は一般には同時測定できない. したがって, このことも考慮すれば, A を測定したときの B の値と, C を測定した時の B の値が等しいかどうかを確かめることは一般にはできない. すなわち,

$$f(\hat{A}) = g(\hat{C}) \quad \text{だが,} \quad f([A]) \neq g([C]) \tag{17}$$

でありうると考える. ベルの指摘は, オブザーバブル B の測定前の確定値 $[B]$ が,

$$[B]_{<A>} \equiv f([A]) \qquad [B]_{<C>} \equiv g([C]) \tag{18}$$

というように, 「異なる実験的配置」すなわち測定状況 (A 状況や C 状況) に応じてはじめて決まると解釈することに相当する. ただし, (18) の $[B]_{<A>}$, $[B]_{<C>}$ はそれぞれ, 測定状況 A における B の確定値, 測定状況 C における B の確定値を表すものとする. そして, このような状況においては, (16) が成り立っていないことから, もはや $FUNC$ が成立しているとはいえない.

(17), (18) は, **オブザーバブルと, その確定値との間に**, 測定状況に応じた**文脈性** (contextualism) が存在するということを表している. このような意味での文脈性を, 本論では Held(2018) にならって**因果的文脈性** (causal contextuality) と呼ぼう[16].

16 「因果的文脈性」の語は Held(2018) の 5.3 節に登場する (Redhead(1987) ではこの語は用いられていない). この呼称の背景に関する考察は本稿の 3.5 節で簡単に述べる.

図 1 は, 因果的文脈性のもとでの自己共役作用素・オブザーバブル・確定値の関係を模式的に表したものである. 因果的文脈性のもとで, 複数の測定状況 (ここでは A および C) が指定されたときのひとつのオブザーバブル (ここでは B) に関する確定値に着目しよう. いま, 図 1 のように自己共役作用素 $\hat{B}$ に対して, まず, $Corr$ により, $\hat{B}$ に対応するオブザーバブルはただひとつ存在する (これを B とする). このオブザーバブル B が, 測定値を得る際に, A 文脈, C 文脈に分かれてそれぞれ確定値 $[B]_{<A>}$, $[B]_{<C>}$ をもつ[17].

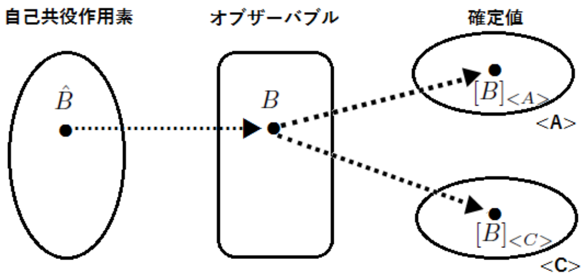

図 1　因果的文脈性のもとでの自己共役作用素・オブザーバブル・確定値の関係

図 1 からわかるように, 因果的文脈性のもとでは, オブザーバブル B は, 測定状況としての文脈が指定されてはじめてその確定値が定まるということになる. こうした状況では, もはやオブザーバブル B に関して, 「すべての状態において測定前に確定した値をもっている」とはいえないであろう (実験的な配置などに相当する測定状況が与えられて文脈が定まるまで, 測定前に B がもつ確定値が $[B]_{<A>}$ か $[B]_{<C>}$ かは決定していないため) . そのような意味で, 因果的文脈性では, もはや STR は拒否されている (ただし, 部分的には実在主義は弱く維持されている).

3.3　対応規則 $Corr$ の拒否に関して

$Corr$ の意味内容に関しては前節で述べた. $Corr$ には (a), (b) の 2 つの意味が含まれていることを前節で確認したが, (a) は基本的に広く認められている内容のため, $Corr$

17　次節で出てくる $[B_{<A>}]$ と記法が異なることに注意せよ. 因果的文脈性のもとでは $Corr$ は維持されていると考えるから, $\hat{B}$ に対応する自己共役作用素は B ただひとつである. このオブザーバブル B が A 文脈, C 文脈に分かれてそれぞれ確定値をもつという意味で, 因果的文脈性のもとでは $[B]_{<A>}$ などと表記する. 存在論的文脈性の状況において $[B_{<A>}]$ のように表記する意味については注 19 をみよ.

の拒否という場合は, (b) の拒否を指すものとした. そして, 論理的には, (b) の拒否には, さらに (n-b1), (n-b2) の 2 つが考えられたが, (n-b1) は $\neg STR$ の一種に相当するのであった. したがって以下では, (n-b2) の立場, すなわち, 「2 つ以上のオブザーバブルに対応するような自己共役作用素が存在する」という場合を扱うことにする.

(n-b2) の立場に限定した *Corr* の拒否をとることによっても, KS パラドクスを回避して実在主義を維持できる (Redhead 1987, [pp.134-135] pp.149-150). これを, **存在論的文脈性** (ontological contextuality) と呼ぶことにしよう[18]. このような実在主義的解釈の特徴は, STR を維持しながら KS パラドクスを回避しているところにある.

図 2 は, 存在論的文脈性のもとでの自己共役作用素・オブザーバブル・確定値の関係を模式的に表したものである. 図 2 からわかるように, 存在論的文脈性のもとでは, オブザーバブルの分裂が生じる. すなわち, 「ある 1 つの自己共役作用素に対して, 複数のオブザーバブルが対応している」という状況が生じる. そこで, 自己共役作用素 $\hat{B}$ に対応する分裂したオブザーバブルを, $B_{<A>}$, $B_{<C>}$ などと表示しよう. ただし, 下付きの $<A>$, $<C>$ は, それぞれ A 測定文脈, C 測定文脈を表している[19]. 図 2 からわかるように, 自己共役作用素 $\hat{B}$ が与えられたとき, $\hat{B}$ は測定状況 $<A>$, $<C>$ に応じて「分裂」するように, オブザーバブル $B_{<A>}$, $B_{<C>}$ に対応する. そして, これらのオブザーバブルそれぞれに対して確定値が存在する. 因果的文脈性の場合とは異なり, 存在論的文脈性では, オブザーバブル自体が文脈に応じて分裂する. よって, そのようにして分裂した各々のオブザーバブルが, 測定前から値を「所有」していると考えることも可能であろう.

このように, **存在論的文脈性の状況では, もはや $[B_{<A>}] = [B_{<C>}]$ と考える必要性はない**. (ただし, $[B_{<A>}] \equiv f([A])$, $[B_{<C>}] \equiv g([C])$ で, また, $[B_{<A>}]$, $[B_{<C>}]$ はそれぞれ $B_{<A>}$, $B_{<C>}$ の確定値だとする.) これより, 明らかに, 因果的文脈性で生じた状況と同様に,

$$f(\hat{A}) = g(\hat{C}) \quad \text{だが,} \quad f([A]) \neq g([C]) \tag{19}$$

[18] Redhead(1987) も Held(2018) も, このような実在主義的解釈を「存在論的文脈性」と呼んでいる. Held(2018) には,「オブザーバブルの値が明確に定義されるためには, その値がどのオブザーバブルに“由来している” かが特定される必要があるという意味で, オブザーバブルの性質すなわちその値は存在論的に文脈依存的でありうる」(Held 2018, 5.3 節) とあるが, 依然としてこれがなぜ「存在論的」と呼ばれているかは明確でない. ただし, 3.5 節で簡単にその名の背景に関する筆者の推測を述べよう.

[19] 前節で述べた因果的文脈性では, $[B]_{<A>}$ と表記して, 「A 文脈における B の確定値」を表した. 一方, ここで述べた存在論的文脈性では, **自己共役作用素と, それに対応するオブザーバブルとの間に**, 文脈性が存在する. したがって, 自己共役作用素 $\hat{B}$ に対応するオブザーバブル $B_{<A>}$, $B_{<C>}$ それぞれに対して確定値が存在するという意味で, 存在論的文脈性では確定値を $[B_{<A>}]$, $[B_{<C>}]$ のように表記する.

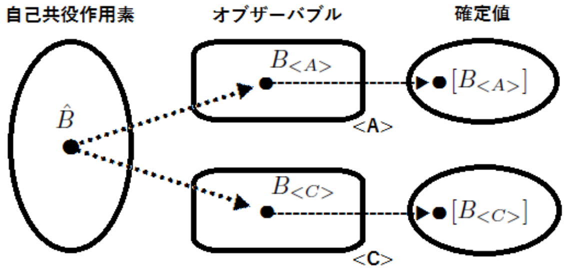

図 2　存在論的文脈性のもとでの自己共役作用素・オブザーバブル・確定値の関係

である. このとき, やはり $FUNC$ の適用は回避される.

3.4　実在原理 R_P の拒否に関して

実在原理 R_P の意味に関しては, 前節で述べたとおりである. レッドヘッドによれば, R_P を拒否するとは, 次のような状況を想定することであるとされる[20]. まず, いま $Corr$ を採用しているとすれば, 任意の自己共役作用素に対して一意的にオブザーバブルが対応している. ここで, 因果的文脈性や存在論的文脈性で挙げた例と同じように,

$$\hat{B} = f(\hat{A}) = g(\hat{C}) \tag{20}$$

が成立しているとしよう. もし文脈性を考慮しないのであれば, B の確定値 $[B]$ を測定するための方法は, まず A の確定値 $[A]$ を得たあと, それに f を適用するか, あるいは, C の確定値 $[C]$ を得たあと, それに g を適用するかである. 一方, 因果的文脈性や存在論的文脈性では, (20) のようなとき, オブザーバブル B が A 文脈, C 文脈をとるとし, この 2 つの B の測定結果がそのような文脈性のために等しくならないと考えることで, $FUNC$ の適用を逃れたのであった.

一方, R_P の拒否による実在主義的解釈は, (20) のような状況において, オブザーバブル B の測定が, 必ずしも, A の確定値 $[A]$ を測定し, それに f を適用して行われるとは限らないと想定する (Redhead 1987, [pp.135-136] pp.150-151). このような方法で得ら

[20] レッドヘッドは, これを Fine(1974) によってとられた方法であろうとしているが (Redhead 1987 [p.136] p.151), Fine(1974) で述べられている内容のどの部分がこのような解釈に対応するのかはあまり明確ではない.

れた数 $f([A])$ が, B に対する統計アルゴリズムにしたがって確率的に分布するというのは真である. なぜならば, $FUNC$ の導出証明で行ったように, STAT FUNC を仮定して, 状態を $|\phi\rangle$ とすれば, (たとえば $f([A])$ の場合なら,)

$$\begin{aligned} \Pr(f([A]^{|\phi\rangle}) \in \Delta) &= \Pr([A]^{|\phi\rangle} \in f^{-1}(\Delta)) \\ &= \Pr([f(A)]^{|\phi\rangle} \in \Delta) \qquad \text{(STAT FUNC より)} \\ &= \Pr([B]^{|\phi\rangle} \in \Delta) \end{aligned}$$

が示されるからだ. しかし, いま R_P を否定しているのだから, 自己共役作用素 $\hat{B} = f(\hat{A})$ に対応し, 値 $f([A])$ をもつオブザーバブルは存在しない. すなわち, $[B] \neq f([A])$ である. このとき明らかに, $f(A)$ に関して $FUNC$ は成立していない. 一方, もしオブザーバブル B の測定において有効な方法が, C のオブザーバブル $[C]$ を測定し, それに g を適用するというものであるのならば, このとき $[B] = g([C])$ は成立している ($g(C)$ に関して $FUNC$ は成立).

以上のことから, R_P の拒否による実在主義的解釈は, (20) のような状況下において, 考えられる B 測定の諸方法のうち, 一部の方法だけが $\hat{B}$ に対応する実在の要素 B を測定するための有効な方法であるとすることで $FUNC$ の適用を逃れるものだと考えられる. このように考えるとき, いま, もし C 測定を経由する方法が $[B]$ を得るうえで有効であり, A 測定を経由する方法は不当なものであるとすれば, (20) と $[B] = g([C])$ から, $f([A]) \neq g([C])$ となり, 因果的文脈性や存在論的文脈性と同様の状況が帰結する[21].

しかし, Redhead(1987) は, 上の方法だけでは, いったいどれか「正しい」測定方法なのかをどう知ればよいかということに対して答えられないという問題点を指摘する (Redhead 1987, [p.136] p.151).「B 測定の諸方法のうち, 一部の方法だけが $\hat{B}$ に対応する実在の要素 B を測定するための有効な方法である」と先に述べたが, レッドヘッドの指摘どおり, そのうちどれが有効でどれがそうでないのかを判定するための手立てが何であるかは, これまでの議論だけからでは明らかではない. R_P を拒否して実在主義的解釈をとるのであれば, この問題に答える必要があるだろう.

[21] Held(2018) では, このような R_P の拒否に基づく実在主義的解釈も一種の文脈性に基づくと指摘されている. これがどのような意味での文脈性なのかは Held(2018) では明らかにされていないが, 本文に即していえば, これまで述べてきた文脈性と同様, A や C ごとに文脈が指定されると考え, それぞれの文脈のうち一部だけが B を測定する方法として有効だと解釈するものと思われる.

3.5 考察

ここで,「因果的文脈性」と「存在論的文脈性」の着眼点の差異に関して, 筆者の考察を一言述べておこう. まず, 因果的文脈性では, オブザーバブルと確定値との間で文脈性が成立しているのであった. ベルの示唆に富む指摘を念頭に置くと, 同文脈性は実験的配置に左右される測定状況に由来するものであろう. つまり, Held(2018) のいうように,「それ〔オブザーバブルの値〕がどのように測定されるかに因果的に〔causally〕影響を受ける〔sensitive〕という意味で, オブザーバブルの値は因果的に文脈依存でありうる」(Held 2018 5.3 節：〔 〕内は引用者による補足).

一方, 存在論的文脈性においては, 自己共役作用素とオブザーバブルとの間で文脈性がすでに成立していることから, 測定装置全体の配置によって文脈性が生じるというよりもむしろ, $\hat{B} = f(\hat{A}) = g(\hat{C})$ というような数学的関係が成立している時点で, 自己共役作用素 (ここでは $\hat{B}$) に対して文脈依存性が生じていると解釈されるだろう. すると, 測定相互作用により「因果的」に (すなわち, 測定という操作上の「原因」ではじめて, 相互作用の「結果」オブザーバブルの測定値が文脈依存的となる, というように) オブザーバブルの値が文脈依存しているというよりはむしろ, 上のような数学的な関数関係が, 直接的に文脈性を出現させているのではないかと考えることができる.

ただし, 注意しなければならないのは, 因果的文脈性・存在論的文脈性のどちらにせよ, たとえば $[B]_{<A>}$ あるいは $[B_{<A>}]$ を知るには, まず $[A]$ の値を測定し, その後 f を適用するという手順を踏んでいることは共通であるという点である (Redhead 1987, [p.135] p.150). したがって, 両文脈性は, 操作的な観点から区別できるものではないだろう. その意味で, どちらの文脈性に基づくかは, 特定の前提 (STR を採用するか, $Corr$ を採用するかといった) を選択することで生じうる, あくまで解釈上の違いということになるのだと思われる.

§4 結語

本稿では主に Redhead(1987) の記述に沿いながら, KS パラドクスおよびその回避による実在主義的解釈の諸相を概観した. KS パラドクスを回避しながら実在主義を維持しうる方法とは, オブザーバブルに対する値の割り当ての制約条件である $FUNC$ を導く元になる諸前提のうちのいずれかを拒否しながら, 測定状況に依存した文脈性をたとえば導入するというものである. 具体的には主に次の方法がある.

- 強い実在主義 (STR) を拒否した場合, たとえばオブザーバブルとその確定値との間に因果的文脈性が成立することにより, 部分的に実在主義が維持されうる
- 対応原理 ($Corr$) を拒否した場合, 自己共役作用素とオブザーバブルとの間に存在論的文脈性が成立することにより, STR が維持されうる
- 実在原理 (R_P) を拒否した場合, 非極大オブザーバブルの確定値を知るための諸方法のうち, 一部の方法だけが, そのようなオブザーバブルに対応する実在の要素を測定するための有効な方法であるとすることで $FUNC$ の適用を逃れようとする (ただし同解釈には, そのような諸方法のうち, どれが有効でどれがそうでないのかを判定するための方法が明確でないという問題点がある)

こうした事柄自体は既にある程度知られた内容ではあるが, 本稿では先行研究であまり明示されていないと思われる, 各文脈性がどのような部分で作用しているかといった点などについてもふれた. 一方, 本稿では論じなかったが, 文脈性は非局所性と密接な関連があることが Heywood & Redhead (1983) や Stairs(1983) などの研究によって既に広く知られている. こうした非局所性はベルの不等式の破れの結果とは独立に生じる結果である. したがって, 量子力学の実在主義的解釈は, たとえばある種の文脈性を導入することによって可能だといえるが, もし非局所性を問題視するのであれば, 依然として困難をはらむだろうというのが本稿の結論である. ベルの不等式の破れから帰結する事柄を併せて考慮すれば, 実在主義的な解釈をとるとき, なおのことある種の非局所性は避けがたいものとなるであろう.

参考文献

Aspect, A. , Grangier, P. and Roger, G. 1982. 'Experimental realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: a new violation of Bell's inequalities', *Physical review letters*, **49(2)**, 91.

Bub, J. 1997. *Interpreting the Quantum World*, Cambridge University Press.

Bell, J.S. 1964. 'On the Einstein-Podolsky-Rosen Paradox', *Physics*, **1**, 195-200. Reprinted in Wheeler and Zurek (1983), 403-408.

——— 1966. 'On the Problem of Hidden Variables in Quantum Mechanics', *Reviews of Modern Physics*, **38**, 447-75. Reprintes in Wheeler and Zurek(1983), 397-402.

Einstein, A. , Podolsky, B. , and Rosen, N. 1935. 'Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?', *Physical Review*, **48**, 777-780.

Fine, A. 1974. ‘On the Completeness of Quantum Theory’, *Synthese*, **29**, 257-89.

Held, C. 2018. ‘The Kochen-Specker Theorem’, *Stanford Encyclopedia of Philosophy*, in N. Zalta (ed.), <https://plato.stanford.edu/entries/kochen-specker/ >, 2021 年 2 月 13 日閲覧.

Heywood, P. and Redhead, M. 1983. ‘Nonlicality and the Kochen-Specker Paradox’, *Foundations of Physics*, **13**, 481-499.

Hughes, R.I.G. 1989. *The structure and interpretation of quantum mechanics*, Harvard university press.

Jammer, M. 1974. *The philosophy of quantum mechanics : the interpretations of quantum mechanics in historical perspective*, New York : John Wiley & Sons.

Kochen, S. and Specker, E. 1967. ‘The Problem of Hidden Variables in Quantum Mechanics’, *Journal of Mathematics and Mechanics*, **17**, No. 1, 59-87.

Redhead, M. [1987] 1997. *Incompleteness, Nonlocality, and Realism*, Oxford University Press. 〔マイケル・レッドヘッド 『不完全性・非局所性・実在主義 量子力学の哲学序説』, 石垣壽郎 (訳), みすず書房.〕

Stairs, A. 1983. ‘Quantum Logic, Realism, and Value Definiteness’, *Philosophy of Science*, **50**, 578-602.

Wigner, E.P. 1975. ‘Epistomological Perspectives on Quantum Theory’, in C. Hooker (ed.), *Contemporary Research in the Foundations and Philosophy of Quantum Mechanics*, Reidel, 369-385.

A・ペレス [1993] 2001. 『量子論の概念と手法：先端研究へのアプローチ』, 大場一郎・山中由也・中里弘道 (共訳), 丸善.

B・デスパーニア [1976] 1980. 『量子力学における観測の理論』, 町田茂 (訳), 岩波書店.

J・J・サクライ [1985] 1989. 『現代の量子力学 (上)』, 桜井明夫 (訳), 吉岡書店.

フランコ・セレリ [1983] 1986. 『量子力学論争』, 櫻山義夫 (訳), 共立出版.

清水明 2003.『新版 量子論の基礎：その本質のやさしい理解のために』, サイエンス社.

白井仁人・東克明・森田邦久・渡部鉄兵 2012.『量子という謎 量子力学の哲学入門』, 勁草書房.

東克明 2013.「量子論における非局所性」, 東京都立大学大学院博士論文.