

町田 茂

参考文献

- 1) S. Machida & M. Namiki, P. T. P. **63** ('80) 1457, 1833, 町田・並木, 「科学」 **50** ('80) 759 ; **51** ('81) 36.
並木, 「科学基礎論研究」 **15** ('81) 45.
S. Machida & M. Namiki, I. S. Q. M 報告, 近刊。
- 2) H. Araki, P. T. P. **64** ('80) 719.

オブザーバブルと装置の巨視性

京大・理 町田 茂

以下の話は並木氏との共同研究である。

1. 検出装置の量子力学的取扱い

観測は観測対象および装置の準備, 観測目的量の固有値ごとに時空的に分離する スペクトル分解, 時空の一定領域での yes-no experiment から成る 検出 の三段階から成っている。

検出しなければ波束の収縮は起らない (検出はそこに来なかったという否定的 '検出' でもよい)。したがって, 観測過程の量子力学は, 上記三つの過程をすべて適切に扱わなくてはならない。

観測対象の準備は微視的对象の一定の状態をつくり出すことであるが, 検出装置が量子力学的に見てどのように準備されているかはほとんど議論されたことがない。von Neumann は装置を一つの状態ベクトルであらわし, Jauch は一つの Hilbert 空間での混合とした。

どのように表現すべきかは現実の検出過程を調べることによってきめるほかない。例として一枚の写真乾板による検出の場合を見てみよう。図1のように写真乾板上のスポットによって

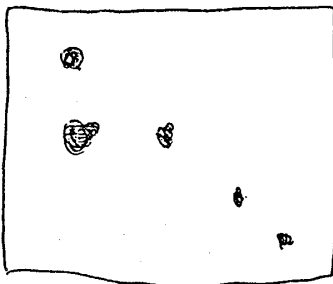


図1

粒子は検出される。一枚の写真乾板を $1/2$, $1/4$, ... に切ってもやはり検出装置であることに変りないから, 本来の要素的な検出装置は一つ一つのスポットを成す部分である。これを 'genuine detector' と名づけることにしよう。量子力学的に扱うべき検出過程は, 対象粒子と genuine detector との相互作用である。

では, genuine detector の準備はどのようにされているで

あろうか？ それはそれだけで準備されることはなく、まわりにその‘保護’部分を持ち、巨視的に扱いやすい大きさにした一枚の乾板として準備される。スポットの平均の大きさ、安定度、粒子に対する感度などは乾板の特性であって、その準備の仕方による。

genuine detector は巨視的には小さく、微視的には大きいことが一つの特性である。それを構成する粒子数はアボガドロ数の程度であってその個数 (N) を厳密に一定にするようには準備されない。 N は超選択荷電だから、genuine detector をあらわすには、一つの N に 1 個ごとのヒルベルト空間の直和を使わなくてはならない。genuine detector の一つのオブザーバブル、 \hat{O} の期待値は

$$\text{tr}(\hat{O}\hat{\rho}_A) = \sum_N \text{tr}(\hat{O}^{(N)}\hat{\rho}_A^{(N)}) + \int d\mu(\zeta) \text{tr}(\hat{O}(\zeta)\hat{\rho}_A(\zeta)), \quad (1)$$

で与えられる。 $\hat{\rho}_A$ は装置の統計作用素である。装置の一つのヒルベルト空間での‘成分’と粒子との相互作用は S 行列によってあらわされ、genuine detector のその‘成分’の長さまたは N に比例する位相を含む。この位相の存在と、検出装置の無限個のヒルベルト空間の直和による表現との二つが、われわれの理論で、波束の収縮を生じる。

2. 実例

入射粒子と genuine detector との相互作用は一次元近似で扱えば十分であろう。一般的には Glauber 近似で計算すればよいが、ここでは厳密に解ける例を二つあげる。

i) Dirac comb 模型

genuine detector の一つの‘成分’を N 個の δ 関数ポテンシャルであらわす。

$$V(x) = \Omega a \sum_{n=0}^{N-1} \delta(x - x_n), \quad (2)$$

$$x_0 = 0, \quad x_{n+1} = x_n + a.$$

$x = -\infty$ から波数 k で入射するときの S 行列は

$$S = Z(\Omega, m, a, k) e^{2i\delta}, \quad (3)$$

$$\delta = -kl/2, \quad l = Na$$

(Z のあらわな形は ref. 1) にある) であり、長さに比例する位相を含んでいる。この位相があるため (1) 式の l についての積分で波束の収縮が起る。

ii) 写真乾板の一次元モデル

乾板内の genuine detector の中の個数 N の一つの成分を考える。

一次元直線上の等間隔の N 個の点に初め $A_g B_r$ 分子があり、粒子が入射するとそのあるものは解離して A_g 原子になるとする。 $A_g B_r$ をスピン上向き、 A_g を下向きであらわし、粒子と gen-

豊沢 豊

uine detector 系のハミルトニアンを次のようにとる。

$$\begin{aligned}\hat{H} &= \hat{H}_0 + \hat{H}' \\ \hat{H}_0 &= c\hat{p}, \quad \hat{H}' = \sum_{n=1}^N V(\hat{x} - na) \hat{\sigma}_1^{(n)}, \\ V(x - na) &= -V_0 \theta(na - x) \theta(x - (n-1)a)\end{aligned}\tag{4}$$

この系の相互作用表示での時間発展作用素は¹⁾

$$\begin{aligned}\hat{U}(t) &\xrightarrow[t \rightarrow \infty]{} \exp[-(i/\hbar) \bar{p} \ell \hat{\Sigma}_1^N], \\ \bar{p} &= V_0/c, \quad \hat{\Sigma}_1^N \equiv \sum_{n=1}^N \hat{\sigma}_1^{(n)}/N\end{aligned}\tag{5}$$

(5) の位相の $\bar{p}\ell$ 依存性と (1) 式での ℓ についての積分から波束の収縮が導かれる。

もう少しくわしい内容は次の文献 1) にある。

参考文献

- 1) S. Machida and M. Namiki, Macroscopic Nature of Detecting Apparatus and Reduction of Wave Packet, Proc. Int. Symp. on the Foundations of Quantum Mechanics (Jap. Phys. Soc.), 1984 年 3 月刊行予定。

量子力学の解釈についての覚え書き

東大・物性研 豊沢 豊

量子系の観測では、観測装置の中で起る非可逆過程とそれに伴う量子系の「可干渉性の喪失」がその決定的段階である、という H. S. Green 以来の考え方は次第に多くの人々の支持を得つつあり、実際これは von Neumann の逆説的な主張——観測される系 (S) と観測装置 (A) との境界は任意に (abstractes “Ich” にまでも) 移し得るとするもの——よりはるかに妥当で常識的にも受け入れやすい考え方である。私もこの線上で、観測に伴うエントロピー変化、観測の客観性と再現性などについて何度か話したことはあるが、ここではさらに基本的な所まで掘りさげて考えてみたい。

A 内の非可逆過程により S の可干渉性が失なわれても、合成系 (S + A) の波動関数はやはり一次結合のままであり、「観測による波束の収縮は合成系の Schrödinger 方程式からも出て