場の理論の基礎について

湯 川 秀 樹 *
京都帝國大學理學部物理學教室

本篇はかつて本誌に掲載した‘新粒子論’[科學 **8** (昭和 13), 230, 267; ‘最近の物質觀’ (弘文堂) 中に‘新粒子理論の概要’として載錄] 及び‘新粒子論續篇’ [科學 **9** (昭和 14), 211, 288; ‘極微の世界’ (岩波書店) 中に‘中間子理論つ現狀’として載錄] の續きのつもりであ。

従つて讀者は中間子理論に關する一通りの豫備知識を持つてをちられるものとして問答を進めて行くことにする。

§1. 中間子の問題

甲　中間子の研究が始まつてから, もう大分になりますが, そろそろ一段落になる頃でせうね.

乙　いやなかなかさうは行きません. むしろ最初の豫想に反して, 問題はだんだん錯綜して行くばかりです. 近來研究が多少下火になつたやうに見えるのは, 問題が解決されたためではなく, 反對に吾々の手におへないくらゐむづかしくなつたせいです.

甲　豫想に反してといはれましたが, 大體としてはやはり豫想通りになつてゐるのではありませんか.。

乙　定性的には確かに豫想通りになつてゐます. しかし物理學は精密科學ですから, どこかで觀測事實との定量的な一致に到達しない以上, 最初の出發點がどこまで正しかつたかの保證は得られないのです。

甲　しかしどんな理論でも, ある近似においてのみ正しいのでせう. 實驗との對比が精密になるに従つて, 両者の間隙が明瞭になつて來るのは営然の運命ではありませんか.

乙　さう簡單には片付けられないと思ひます. かりに現在の中間子理論が本質的には正しいとしても, それが‘どのやうな近似において’正しいのか, 百々にはよくわからないのです.

甲　なるほどさうかも知れませんが, 次の段階の理論ができ上らない以上, 現在の理論の近似性を明かにすることは不可能なのではありませんか. 近似が惡いといふのならば, それは單に中間子理論だけの問題ではなく, もつと廣く現在の理論物理學の方法自身に不十分なところがあるためと考へねばならないでせう.

乙　私も最近さういふ方面の問題を大分考へてみてをります. それで今同は實は現在の理論物理學で使はれてゐる基礎的な諸概念が. はたして営面の問題の解決に適営してゐるかどうか。十分吟味してみたいと思つてゐるのです. しかし問題はそれだけではないのでありまして, 中間子理論に特有な困難があることも無視し得ないのです。

甲　現在の理論——-こゝでは勿論‘素粒子論’或は‘相對性量子力學’を意味するわけですが——に共通な方法論的缺陥と, 中間子理論に特有な困難とを分離することがはたして可能でせうか.

乙　この二つをはつきり辨別できるとは, 誰も自信を持つていひ切ることはできないでせう、後の話の便宜上, 一般的な困難を **A**, 中間子理論特有の困難を **B** と呼ぶことにしませう. さうしますと, 現にある學者——たとへば Heisenberg [1] の如き —– はすべての困難を **A** の方に入れようとしてをります. これについては前篇でも論じたことがありますが, 要するに中間子の關係するやうな現象は, すべて現在の量子力學の適用範圍外にあると見てしまふのです. さうすれば實驗と一致しないのは當然といふことになります.

甲　するて中間子理論を頭から否定するわけですね.

乙　いやむしろ, 中間子理論の特殊な諸假定は一應承認しておいで, もつぱら量子力學全體の基礎を問題にするといふ態度です. これに對して, Bhabha [2] などはーー Dirac [3] が既に電磁場☒での電子の運動についてやつたのと同じ方法でーー核場 (中間子場) の中での核子 [1][18] の運動を取扱ふことを試みてゐるのです. これはつまり, 場の量子論に入るより以前に, 場の古典論で既に現はれてゐる困難をまづ除き去り, しかる後おもむろに量子化の問題へ入つて行かうとする態度であります.

甲　そのやうな行き方は成功す見込がありませうか。

乙　Dirac といふ人は, 随分色々な☒をその時々に出してをります. その中には全く時流をぬきんでた卓見もあります. しかし場合によると, 經驗的事實を無視する結果として, 見営違ひの方向に進む危險性もあります. 今の場合がどちらに屬するか, 輕々に判斷はできません.

甲　Heisenberg の方はどうでせうか.

乙　なにしろ量子力學の基礎といふやうな問題になれば, もとより長年にわたつて考へ抜いてゐることでせうし, また原子核や宇宙線の理論の方面でも, 常に指導的な地位にある人ですから, その意見には傾聴すべきものがあると思ひます. しかし Dirac と同じやうに, 時によつて考へが變つてをるといふことも考へておかなければなりません.

甲　さういふ考へ深い人達の意見が變り易いといふことは不思議に感ぜられますが.

乙　下生深く考へてをればこそ, 思想に變化——-必ずしも進歩とばかりはいへないかも知れませんが——が現はれるのではありませんか. しかし最も公平に見て, 中間子理論の行詰りを全部, 量子力學全體の問題に押しつけてしまふのは無理かも知れません. やはり **A** の困難と **B** の困難とが入りまじつてをると見るべきでせう. 従つて, 中間子理論の出發點になつてゐる諸假定のうちのどれかを改善することによつて, まづ **B** に屬する困難を除いておくことも決して無益ではありません. むしろそのやうな努力があつて, 初めて **A** と **B** との分別が可能になるのだと思はれます.

---

*京都帝國大學理學部物理學教室

甲　ぞれでは確かに **B** に屬すると思はれる困難があるのですね.

乙　さういはれると斷言がぶむづかしいのですが, 次の二つはどうもそれらしく感ぜられます. 第一は中間子の散亂乃至は吸収の問題です. 今日宇宙線の硬成分は大部分高速度の中間子であると認められてをります. ところが現在の理論ではとの中間子は同時にまた, 核場に附隨する粒子であると考へられてゐます．するとこの中間子は，大氣層を通過する際に，原子核との間の強い相互作用のために，散亂されたり，吸收されたりする確率が相営大きい筈です．このことは宇宙線硬成分を構成する中間子が大きな透過力を持つてゐることと矛盾します.

甲　それが **B** の困難の一つなのですか.

乙　すぐにさう結論することはできません．中間子のスビンを **1** とした場合に 10^9 eV 程度乃至それ以上の中間子の散亂や吸牧が大きくなり過ぎるのは，計算の仕方が惡いためと考へられます.

甲　どこが惡いのでせうか.

乙　一口にいへば，場の反作用を無視してゐたのがよくなかつたのです．卑近な例でいへば，電子が振動するとそこから電磁波が發生します．すると電子のエネルギーの一部が電磁波に取られ，振動の減衰が起ります．いひかへれば，自分自身の作つた電磁場の反作用によつて電子の運動が影響されるわけです，そのため原子から出るスベクトル線が必ず幅を持つことになります，これと同じやうなことが核場についても考へられます．つまり核子の作る核場の反作用があり，それが中間子の核子による散亂に影響を及ぼします．中間子のエネルギーが大きいほどこの影響が大きくなり，その結果，散亂の斷面積はェネルギーの **2** 乗に逆比例して減ることになります従つてェネルギーの非常に大きなところでの理論と實驗の喰違ひは, これで一應解決できるわけです．この問題は Bhabha [2] が Dirac [3]）の方法を擴張して古典論的に取扱つてをりますが，最近 Heitler, Wilson [4] 及び Sokolow [5] などが量子力學的な攝動論の計算においても場の反作用に相當する項をも考慮しておけば，やはり同樣な結果が出ることを示してをります．これは要するにスペクトル線の幅に關する Weisskopf や Wigner [6] の計算方法の擴張であります.

甲　エネルギーの低い方はどうなるのですか.

乙　中間子のエネルギーが $1O^9$ eV 程度以下のところでも喰違ひが現はれてるます．つまり散亂の斷面積を計算してみると，實驗よりも **1** 桁乃至 **2** 桁大きく出るのです. 但二實驗の方もまだデータが澤山ありませんので，確實なところはわかりません．この矛盾が本當にあるものとすると，どうも **B** の方に屬するらしいです.

甲　といふことはつまり，中間子理論に特有な諸假定の中に怪しいところがあるといふわけですね.

乙　さうです．たとへば Bhabha や Heitler などは [7]，核子には陽子や中性子以外に質量が少し大きいやうな色々な狀態—そこでは荷電が $-e$, $+2e$, . . .，スビンが $\frac{3}{2}$，$\frac{5}{2}$，. . . になつてる—があると假定すれば，この矛盾が除けることを示しました.

甲　何だか少し不自然ですね.

乙　不自然でも何でも，實際そんな變な粒子が見つかれば文句はありませんが，見つからない限り，よりもつともらしい解決法をさがしたくなります．ところで **B** に屬すると思はれる困難がもう一つあるのです．それは中間子の壽命の問題です.

甲　その問題は前にも伺つたことがあるやうに思ひますが，もう一度復習して下さい.

乙　現在の理論では核力だけでなしに，β 崩壞の現象にも，中間子が介在してゐると考へてをります．そのために中間子は自然的に電子と中性微子に變ります．これに原因して非常に短かい平均壽命しか持たないことになります．靜止してゐる場合で 10^{-8} 秒程度です.

甲　實驗の方はどうなつてをりますか.

乙　宇宙線の硬成分を構成してゐる中間子中には—理論の豫想通り—大気上層でできて後，地上に達するまでに自然と消えてしまふものが相當あることは確かです．しかしその方から平均壽命を推定してみますと，—靜止してゐる場合に—10^{-6} 秒程度と出ます.

甲　すると理論と實驗とは 2 桁違つてゐるわけですね.

乙　さうです．この開きカ何に原因するかは別問題として，とにかく **B** に屬する困難らしく，思はれます．なぜかといへば，中間子の消滅に際して發生する電子や中性微子は 10^8 eV 以下のエネルギーしか持たないからです.

甲　それでは，上の二つの困難を除くにはどうすればよいのでせうか.

乙　色々な可能性が考へられますが，萬事工合よく行くといふのはなかなか見つかりません. しかし，最近坂田・谷川兩君の考へ出した假⊠は，相當面白いやうに思はれます（8)．従來の理論では，核場に附隨する粒子と宇宙線中の中間子とを同一物と見做します．しかしこれに對する直接の證據が別にあるわけではなかつたのです．なぜかといへば，實驗室内の核反應によつて，核場に附隨する粒子を作り出すことは，現在の設備では不可能だからです. そこで核場に附隨する粒子（以下 U と書くことにする）と，宇宙線中の中間子（以下 **M** と書くことにする）とは，一應別物だとしたらどうでありませうか．こゝまでは誰もが考へるところですが，問題はその次にあります．一旦切離した **U** と **M** の間の非常に密接な關係をあらためて認めるのです.

甲　なぜ兩者の間に關係をつける必要があるのですか.

乙　兩者を全く無關係としてしまへば，原子核は原子核，宇宙線は宇宙線とそれぞれの解決をして行けばよいわけです．しかしそれでは元の木阿彌です．種々の現象に共通な根源を見出すといふことがなければ，理論の存在意義はありません．少くともそれは根木的な理論とはいはれないでせう.

甲　兩者の間に關係をつけるにしても，とにかく 2 種類の粒子の存在を偃定するのですから，随分色たな可能性が含まれてゐて，選鐸に困りはしないですか.

乙　さうです．しかし核場の理論の方は既にある程度の成功を牧めてをりますから，ひとまづぞのまゝにしておきます．すると U の方はスピンが 1 で，Bose 統計に従ふ粒子と考へてよいわけです．これに對して宇宙線中の中間子は幅射場との相互作用が大き過ぎては困ることなどから —スピンがご 0 で Bose 統計に従ふか，或はスピンが $\frac{1}{2}$ で Fermi , 統計に従ふ粒子であると推定されます．そこで始めの方の假定を **I**, 後の方を **II** と呼んでおくことにします．**I** の方ですと U から **M** への直接の轉移に相當するやうな相互作用を假定します．**II** の方では U が M と中性の中間子 M_0 の一對に轉化するやうな相互作用を假定します. すると **U** 自身の壽命は端極に短かく, 全然觀測にかゝつて來ませんが，**M** の方は **U**-**M** 迦・の相互作用の大しさを適當にとつておけば, 實際に適合するやうな壽命を持たすことができます.

甲　散亂の方はどうですか.

乙　M の壽命州が 10^{-6} 秒くらるになるやうに，**U**-**M** の相互作用の大いさをきめますと，**M** の核子による散亂の斷面積も今までより **1** 桁乃至 **2** 桁下つて，丁度よくなりさうです．くはしい計算はまだ終うてゐないやうで

すから，あまり斷定的なことをいふのは倫早でせうが，とにかく **B** の困難を除く一つの希望ができたわけです．しかしこれらの問題については，別の機會にくはしぐ論ずることにして，ぼつぼつ本題に入ることにしませう．

§2. 原因と結果の非分離性

甲　本題といふのは **A** の方の困難のことですか．

乙　一口に **A** に屬する困難といつても，またその中に色々な問題が含まれてゐます．しがし **A** の困難の根源は結局' 場' の概念にあると思ひます．場といふ概念は量子力學よりも，更に相對性理論よりも古くからあります．それは何等かの意味で物と物との間の作用を媒介するものを指すのであります．萬有引力の場とか，電磁場とかいふ力の場がその代表的なものであります．離れた **2** 點の間を作用が傳はるには清限の時間を要します．作用の遲れといふことを考慮しなければなりません．その場合に，場といふ概念がどうしても必要になつて來ます．

甲しかしそれはもう相對性理論へ入つて行くことを意味するのではありませんか．

乙　さうです．實際電磁場の問題から特殊相對論が生れ，萬有引力場の問題を中心として一般相對論が成立したと見ることもできるでせう. 場の概念ば相對論において、特に重要な地位を占めてをります．場の仲介なしには，色々な物體の間の相互作用を相對論的に不變な形に表現ずろとンけ不可能ネす.

甲　量子論にとつては場はどんな意味を持マてるますか.

乙　御承知の通り場と粒子の二重性が量子力學の出發點であり, またその核心になつてをります. あらゆる種類の粒子に場が伴つてゐると考へなければなりません. 場—或は波動—といふ概念が, そこでは非常に廣い意味を持ちます. 電磁場といふやうなものばかりでなく, 電子場—或は電子波—といふやうなものも考へなければなりません.

甲　場の種類が增したといふわけですね.

乙そればかりではありません. この場は量子化されなければなりません.

甲前にも度々伺つたことがありますが, 念のために場の量子化の復習をしていただきます.

乙　たとへば電子が一つある場合, その狀態を一つの波動函數—いひかへれば場—で表はすことができはす. これは三次元乃至四次元空間における波です. 電子が二つ以上ある場合には, それら全體の狀態は多次元空間—所謂配位空間ーーにおける波動函數として表はさなければなりません. 相對論の要求に從つて, この多次元空間における場を再び四次元の場へ引戻さうとすると, 場の再度量子化が必要になつて來ます. つま多體問題を量子力學的に, かつ相對論的に取扱ふのに, 量子化された場の概念が導入されたわけです. そこでは三次元空間の各點における場が, 量子力學的な意味で、' 觀測される量' になつてをります. これに對して多次元空間における波動函數は, 觀測される量の種々の値が實現される確率を規定する函數—いはゆる' 確率振幅'—に過ぎないのです. 場を量子化してしまふと, それは最早通常の意味の波動函數ではなくなりますから, 別に' 場の種々の狀態の實現される確率' を規定する確率振幅を考へる必要があります.

甲　すると電磁場のやうな, 未來の場の方はどうなるのですか.

乙　電磁場はもともと電子場のやうな確率振幅といふ意味を持つたものではありませんでした. 電場や磁場は古典論でも既に觀測される量, 即ち力學的變數でした. 量子化するといふことは, 單にそれを量子力學的な意味での觀測される量と見直すだけのことです.

甲　それでは通常の粒子の場の場合とは大分違ひますね.

乙　電子の場合から類推しますと, 古典論な電磁場は 1 箇の光子に對する波動函數で, 多數の光子を同時に考へる場合には量子化された場に移行するのであるともいへます.、しかしこの類似は完全ではありません古典的な場と古典的な粒子とは相對性量子力學においてもなほ, ある程度の差異を保つてゐるやうに思はれます. これについては §**5** であらためて詳論したいと思ひます. 當面の問題は場の量子化の方法に含まれてゐる多くの内面的な矛盾をどう解決するかにあります.

甲　内面的といふのはどういふ意味ですか.

乙　理論から出て來る當然の結論がそれ自身として—實驗と比較して見なくでも—をかしいといふ場合です. たとへば物理的に意味のある量—卽ち何等かの意味で觀測にかゝつて來る量—が無限大になつたりすれば, そのこと自身が明かに不合理です.A に屬する困難の中ではかやうなものが重要な位置を占めてをります., この他にも勿論實驗と比較して, 初めて矛盾の明かになるやうなものもありますが, この方はむしろ A と B の中間にあるといふべきものです. そこで前者を特に A_0 と呼ぶことにしますと, A_0 を解決するには, どうしても場の量子論の方法を變へなければならない. ところか嶄しい方法を案出するにはどうしても理論の出發點になつてゐる考へ方自身を反省してみなければならない.

甲　さうなると話がどうも漠然として來ますね.

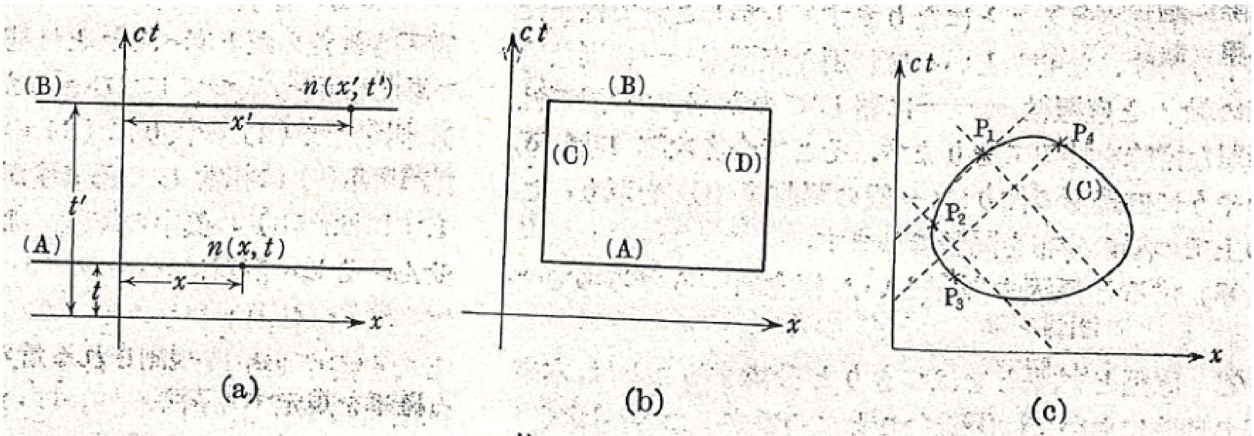
乙　なかなか摑み所がないので困りますが, 思ひ切つて一番元まで立戻ることにします. すると自然現象を記述するのにいつでも吾々は, 時間 • 空間といふ形式に當てはめるといふことと, 因果關係において色々な現象を結びつけて行くといふこと, この二つが今までのどの理論にも共通な根柢として橫はつてをることを見出します.

甲　量子力學では因果律は成立しないなどとよくいはれますが, その點はいかがですか.

乙　ある觀測され得る原因と他の觀測され得る結果との間の關係が一般に一義的, 必然的でないといふ意味で, 因果律カ城立しなくなります. しかし原因と結果をそれぞれ取出し, その間の確率的な關係を認めるといふ意味において, 量子力學もまた自然現象を因果的に見てゐるといへるのです. たとへば今 **1** 箇の電子の位置に着目します. t といふ時刻に x—くはしく書けば x, y, z —といふ位置にあつたことが知れてをる場合に, それより後のある時刻 t' に x' といふ位置にある確率振幅を, Dirac に從つて

$$(x't'/xy) \tag{1}$$

と書くことにします. 確率自身は確率振幅—それは複素數です—の絕對值の 2 乘で與へられます.(1) の形の確率振幅の石側には原因, 左側には結果が書かれ, それを/で區切つてあるわけです. 通常右側の方, 卽ち原因の方は一つに定めセおき, 左の芳, 卽ち結果が色々になを確率を問題にします. 卽ち (1) の確率振幅は x', t' の函數と見ます. その函數形は Schrödinger の波動方程式を, 與へられた初期條件—卽ち與へられた原因—の下に解くことによつて決定されます.



第　1　圖

甲　なるほど一つの粒子を對象としてゐる場合はそれでよいでせうが, 多數の粒子の集り, 乃至は場を對象とする場合にばもつと複雜になりさうですね.

乙　本質的には何の相違もありません. たとへば N 箇の電子が t といふ時刻に, それぞれ $x_1, x_2, ...x_n$ といふ位置にあることが知れてをる場合に, t' に $x'_1, x'_2, ...x'_n$ にある確率振幅は

$$(x'_1 x'_2 ... x'_n t' / x_1 x_2 ... x_n t) \tag{2}$$

と書けます. 更に量子化された電子場を對象とする場合には, 確率振幅の右側には時刻 t において空間の各點にある電子の數 $n(x,t)$, 左側には t' における電子の數の分布 $n(x',t')$ を書けばよいわけです. 從つて (2)、の代りに

$$(n(x',t')/n(x,t)) \tag{3}$$

となります. これは (2) における電子數 N を不定にしたことに相當してをります. この場合には第 1 圖 (a) に示したやうに, 直線い (A) の上の場の分布が原因で, 直線 (B) 上の分布が果となつてをるのであります.

甲　場の量子論の解釋はそれよりほかにできないのでナか.

乙　粒子系に對する非相對性量子力學からの延長とみれば, これが一番手近な考へ方です. 實際今日最も廣く採用されてゐる Heisenberg-Pauli [9] の場の量子化の方法に物理的な億味づけをすれば, 當然さナなります. この理論は色々な意味で—勿論量子力學的ではありはすが—まだ十分相對論的であるとはいへないのです.

甲　それはなぜですか.

乙　相對論では, 形式的にも實質的にも, 時間と空間とは密接に關聯してをります. そして時間を一應空間化してしまふことによつて, 自然現象の記述の客觀性を保證しようとしまナ. ところが量子力學では時間が特別の意味を持つてをります. 一般に量子力學的な對象となる粒子の位置ほ—特別の' 狀態' にある場合を除けば—あらかしめ知れてはゐない. ただ粒子が種々の位置にある確率が知れてゐるだけです. この場合一定の時刻における—即ち,' 同時' 的な—色々な空間的位置の全體が問題になります. その全體にわたる確率分布の時間的變化が波動方程式によつて規定されてをります. この ' 同時性' を除去してしまふと,' 確率' の概念の適用が困難になります.

甲　原因と結果といふ形での現象の摑み方が, そこではほとんど不可避的になるわけですね.

乙　ですから量子力學の形式だけでなしに, 解釋までも相對論的にしようとすると, 次のやうに考へ直さねばならぬと思ひます. まづ場の理論において, 第 1 圖 (a) の如く, 空間的に無限遠方までの場の分布が原因となり結果となつてゐるのをやめて,(b) の如く有限のところで切つてしまひます. すると直線 (C) 及び (D) における場の分布が問題になります. これは一定の場所において各瞬間を通じて場の滿足すべき條件, 即ち' 境界條件' を與へることにほかなりません. さうしますと, 原因 (A), 結果 (B), 境界條件 (C)(D) によつて作られる四邊形の周邉上での場の分布によつて, 場の理論の' 命題' が表現されることになります. しかしこれではまだ不十分です. なぜかといへば特別な座標系—特別な時間の軸 t と座標軸 x—に關してのみ, 上の四邊形は簡單な意味を持つてをります. そこで今度は第 1 圖 (c) のやうに四邊形の代りに, 一般の閉曲線 (C) を取り, この上での場の分布を問題にします.

甲　すると原因や結果といふ概念はどうなるのですか.

乙　原因と結果とをはつきりと分離することは, 本來場の理論においては困難なことなのです. たとへば第 1 圖 (c) において (C) なる曲線の 3 點 P_1, P_2, P_3 をとつて考へてみます. 圖のやうに P_1 を通つて 45^o の傾きを持つた直線よりも P_2 が下にあれば,P_1 の場が P_2 の場に對する原因の一部になつてをります. 次に P_2 を通る 45^o の直線に對して P_3 が下方にあれば, P_2 が原因, P_3 が結果と考へられます. 即ち P_2 は P_1 に對しては結果であり, P_3 に對しては原因になつてをります. そしてまた P_4 のやうな點は P_1 や P_2 に對しては原因でも結果でもありませんが, P_3 に對しては原因になつてをります. ですから閉曲線 (C) 上の場の全體を考へた場合, そのどれだけを原因, どれだけを結果といふやうに,2 部分に分けることは不可能です.

甲　P_1 と P_2 とは原因と結果であり, P_4 と P_2 とはさうでないといふのはどういふわけですか.

乙　ある場所から他の場所へ作用が傳はる際に, その速さはどうしても光速度 c より大きくはなり得ないことが, 相對論でよく知られてゐます. 從つて P_1 から出

た作用は P_2 に到達しますが, P_4 から出たものはどうしても間に合ひません. 相對論は一見時間と空間とを平等化しましたが, 因果關係の有無といふ點において, 再び時間と空間の本質的な相違を認めるのです.

甲 それにしても, 原因と結果を分けないことにすると, 確率振幅といふやうな概念も使へなくなりますね.

乙 一應はさう考へねばなりません. 上の (2) の表式で $t' > t$ なら,/の有側が原因, 左側が結果です. しかし特別の場合として,$t' = t$ と取り, その代りに $x'_1x'_2 ...x'_N$ と $x_1x_2...x_N$ とを異なる變數としてしまつて, たとへば

$$(p'_1p'_2...p'_nt/q'_1q'_2...q'_nt) \tag{4}$$

と書くことにしますと, これは普通の變換函數になります. つまり $q_1q_2...q_n$ なる物理的な量の一組が $q'_1q'_2 ...q'_n$ なる値を持つてをるやうな狀態において,$p_1p_2 ...p_n$ なる量の一組を觀測した場合に $p'_1p'_2...p'_n$ なる値の得られる確率の振幅を表はしてゐます. この場合時間については普通, 何もことわらないのですが, 同時的といふことが當然のこととして了解されてをります. すると (4) の右側と左側とは必ずしも因果的に關係してゐるとみなくてもよいのです.—但し本當はもつと前の時刻のことが原因になつて丁度 t といふ時刻に $q_1q_2 ...q_n$ が $q'_1q'_2...q'_n$ といふ値をとるやうな狀態が實現されたのだと考へることは勝手ですが. ...
少し脇道へ入つてしまひましたが, さて場の理論では確率振幅は (2) の代りに (3) の形をとります. これは第 1 圖 (a) に相當してゐますが, これから (c) に移りますには,(3) の眞中の障壁/は撤去しなければなりません. そして簡單に

$$(n(x,t)) \tag{5}$$

とでも書くよりほかありません. 但し括弧の中の x, t は閉曲線 (C) 上のすべての點をとるものとします.

甲 すると (5) の表式の物理的意味はどうなりますか.

乙 (C) といふ閉曲線上で $n(x,t)$ といふ場のある分布が實現される確率を意味するものと考へられます. 今まではある特定の原因—乃至はもつと廣く特定の條件—が與へられてゐる場合に, ある特定の結果が賞現される確率を問題にしてゐたのです. それに對して今度は無條件的にある一聯の現象が起る確率—つまり' 先天的 (a priori) 確率'—を問題にするわけです. この着想は Dirac (10) によるものでありまして, 既に 10 年近く前に變換函數の一般化の問題において簡單に論じてをります. 以上の所☒はそれを別の立場からくはしく論じてみたまでです. 私は以前からこの考へ方は自然の深い本質に非常によく觸れてゐるやうに思つてゐるのですが, 誰も注意を拂ふ人がなかつたのは不思議です.

甲 正直にいつて, 非常に考へにくいですね.

乙 よく考へてみると, この方がずつと實際の事態に適合してをるのです. たとへば吾々が實驗裝置を整備して, ある觀測をやるとします. その時には—朝永君も注意されたやうに—實驗がうまく行つた場合の觀測結果だけを採上げるのが普通です. 失敗だといつて捨て人しまつてゐるものが必ずあります. 實驗裝置がうまく働くといふ場合, 即ち特定の條件が滿足されてゐると考へられる場合だけに問題を制限してをるのです. これは自然自身には本來なかつた, 人間の選擇, 人間の仕業です. 成功も失敗も通じて, そこに自然の最も根源的な法則性を見ようとする方が, より深い態度であると思ひます.
そしてその中の特別の場合として,—曲線 (C) の一部分での場を與へられたものとして固定して, 殘りの部分の場の種々の分布を問題にすることによつて—從來の立場が含まれて來るのです. (續く)

§2. 源因と結果の非分離性 (續き)

甲 前同には原因と結果の非分離性に關する御意見を承はらました. それなるほど面白いですが, 場の理論全體の困難 A と, 一體荷の關係あるのですか.

乙 その點實ば一番大切なところです. しかし殘念ながら私にも, まだはつきりした見透しはついてをりません・たゞ次のやうなことは考へられます. 現在の量子力學が適用できるやうな諸現象—それは狹く考べれば非相對性量子力學の支配する領域ですが—に對しては, 原因と結果の分離は別に差支へがありまぜん. 場の量子化といふやうなことも, そこでは別に新しい困難を惹起しません. それはたゞ, 多次元の配位空間から三次元の量子化された波へつ移行に過ぎません. 數學的にいへば,2 種の座標系の一方から他方への變換にほかならないのです. しかし相對性量子力學では事情は異なつてをります. 多次元的な表現が困難であつたればこそ, 場の概念の活用による四次元的表現が重要になつたのです. 勿論配位空間の相對論的擴張としての' 多時間理論' も成立し得ますが, これについては後に詳しく論じる機會があることと思ひます. こゝではもはや, 非相對性量子力學の考へ方をそのまゝ採用すべき必然的理由ほないのです. ですから, 非相對性量子力學の範圍では現在の解釋と矛盾せず, しかもそれよりはできるだけ廣い考へ方を採用して置くことが, 相對性量子力學へ立向つて行く際に恐らく有利であらうと思はれます.

甲 しかし現在の考へ方より廣いものは幾通りでもあり得る筈ですから, 何かもう少し具體的な論據が欲しいゃうに感じます.

乙 まことに御尤もです.A の困難といふ中にも色々種類がありませうが, その中で最も根の深いのは恐らく時間・空間の連續性に關係したものでありませう. そしてそのことは樣々な言葉で表現できます. たとへば電子—もつと一般に各種の素粒子—が有限の擴が. りを持つことを考慮すること, 即ち電子半徑を合理的な形で導入することによつて,A の方の困難は除けるのであると想像されてゐます.Heisenberg(1) はこれを' 普遍的な長さ' の導入といふ言葉で表はしてをります. ところで電子やその他の素粒子が大きさを持つてるとしますと, その內部の 2 點—これを相對論的に擴げて考へれば, 四次元時空內の非常に接近した 2 點—といふものの間には通常の意味での因果關係が成立するかどうかわかりません. なぜかといへば, たとへば電子の中で電磁場が 1 點から他の點へ,—外部と同じゃうに—光速度 c_0 で傳はるものなら, 各部分間の電氣的な斥力のために, 電子自身が壞れて離れ離れになつてしまふ筈です. これを一つの微粒子としていつまでも保持して置くには, 何か別に凝集力のやうなものが必要です.

甲 その礙集力がまた一つの場として表はされるわけですね.

乙 實際 Bopp といふ人は (11), 點電子の假定から出發して, 通常の電磁場のほかに凝集力の場として核場によく似たものの存在を假定することによつて, 電子の' 自己エネルギー' が有限になり得ることを示しました. 私もこの種の凝集力の場の問題と關聯して素粒子の構造について論じたことがあります (12). それについてはまた後に述べることにしますが, こゝで直ちに問題に

なるのは—渡邉君も指摘されました通り—この凝集力の場に件ふ粒子に對する凝集力の場が更に必要になり, どこまでも切りがないことです.

甲　點電子から出發したためではありませんか.

乙　理由はもつと深いところにあるやうに思はれます. 通常の場は光速度—またはそれ以下の速度—で作用を傳達するものと考へられます. さういふものだけでは, どうしても素粒子の構造—構造といふ中には勿論' 大いさ' といふやうな概念も含まれてゐます—の問題までも解決することはむづかしさうです. なぜかといひますと, Bopp 自身も電子運動に對する輻射の反作用を考へる場合に Dirac(3) の方法を採用してをります. ところで Dirac も點電子の假定から出發したのではありますが, その結果はあたかも電子に大いさがあるのと同じことになつてをります. そして電子の内外を次のやうにして區別してをります.—これば谷川君の注意で氣づいたことですが,—電子の内部では信號が光連度よりも速く傅はり得るやうになつてゐるのです. 從つてそこは通常の因果關係の存在しないやうな時空領域であると考へられねばなりません. このやうに推論して參りますと, 原因結果の非分離性は素粒子の構造が關係するゃうな問題において眞に本質的な意味を持つに至るであらうことが想像されるではありませんか. とにかく, 非常に小さな時空領域においては, 通常の意味の因果關係は存續し得ないだらうといふ豫想はできると思ひます. そしてそのことが素粒子の存在といふ事實と離るべからざる關係にあると考へられます (13).

§3. 力学的観点と統計力学的観点

甲　話が大分むづかしくなつて來ましたが, もう一度元へ戻つて, 原因と結果の非分離性に関係したことで一つお訊ねしたいことがあります. それは時間の前後といふことです. 原因と結果とを分けられるといふことに, 時間の前後といふことをはつきりきめられることを意味してゐるでせう. 原因と結果と分けられないとすると, もはや時間の一方向性が失はれて, 空間との區別がなくなつてしまふことになりさうですが.

乙　時間の一方向性乃至非可逆性は, もともと物理學の理論から簡單に出て來るものではないのです.' 原因と結果とを分けられる' といふことは, 必ずしも' 原因と結果とは入れ換へられない' といふことと同等ではないのです. 現に物理學の最も基本的な諸法則は, 時間の向きを逆にしても形が變らないやうになつてをります・右典力學から電氣力學, 量子力學へと進んで行つてもこの事態こ變化はなかつたのです. 殊に一般相對論では, 物理的法則はあらゆる種類の座標—勿論四次元的な座標—の變換に對して不變であることが要求されてゐます. 時間の向きを逆にしても法則が變らないといふことは, 時間の進み方が丁度吾々と反對になつてゐるやうな觀測者にとつても, 吾々と同様なできごとの因果的系列が認め得らるといふことです. ところがこの同じ系列を吾々が觀てゐると, 丁度結果が先に來て原因が後になつてるわけです. かやうにして今日では古典力學がら量子力學までひつくるめた廣義の力學的法則に關する限り, 時間の一方向性とか非可逆性とかいふものは現はれて來ないと考へられてゐます、從つて時間の一方向性といふものは, もともと別のところから出て來るべき筈のものだつたのです.

甲　しかし時間を逆にしても法則の形が變らないといふ規則を, 自然が果していつでも守つてゐるかどうかは疑問ですね.

乙　なるほど, 時間の流れを吾々と反對に感ずるやうな觀測者といふものは考へなくてよいかも知れません・すると一般相對性理論の座標變換は少し廣過ぎるやうにも思はれます. しかし重力場があつて, 時空が複雜に歪曲してゐる場合をも考慮に入れると, 時間軸の方向といふことに關しても色々問題が出て來るでせう. ですから一般相對性理論の要求をいれて, あらゆる座標變換を鵜呑みにする方が却つて簡單なのです. そこで吾々の取るべき態度は一方では非常に小さな時間・空間領域に對しては現在の相對論乃至量子論とはよほど違つた新しい法則性が支配してゐるであらうことを豫想して, その發見に努力することであります. そして他方では, 時間の一方性を力學的法則以外に求めるべきではありませんか。

甲　力學的でない自然法則が一體あるのですか.

乙　自然現象を基本的な諸過程に分析し盡した場合には, そこに支配してゐるものほ—少くとも現在の物理學においては—廣義の力學的法則以外にないでありませう. しかし吾々が自然法則と稱してゐるものは, 必ずしもかやうな基本的過程に關するものばかりではありません. その典型的なものは熱力學的法則であります. それは多數の分子の集團に對して, はじめて意味を持つてをります. その中にはエントロピーの增大の法則の如く, 自然の經過の一方向性を示すものがあります. 吾々はこゝに過去と未來の一つの相違を見出すのであります. ところで熱力學の諸法則は, 統計力學を通じて, 力學的法則に還元できます. しかし力學的法則自身は過去と未來に對して可逆的であつたのに, それから誘導される熱力學的法則が非可逆的であるどは不思議であります. そしてそれは古典統計力學の立場においては, 結局解くことのできない謎でありました. 量子力學を基礎とする量子統計力學の發達に件つて, この見カけの反理には一つの解決が與へられました. それは主として Neumann (14) の研究に負ふのであります. しかしそのやうな問題に深入りしてゐる暇はありません. 詳細な説明ほ別の機會に讓りたいと思ひます.

甲　それでは要點だけ簡單にお話し下さい.

乙　量子力學自身において, 既に' 確率' の概念が重要な地位を占めてをりました. それは前節で述べましたゃうに, 原因と結果とを結ぶ紐帶であります. 或はまた, ある特定の實驗裝置を特定の仕方で運朝した場合に得られる觀測結果に對する豫想として現はれて來るといつてもよいでせう. ところが量子統計力學には更に他の確率的要素が加はつて來ます. 第一に原因自身に對する吾々の知識が不十分な場合を問題にしてゐるのです. たとへぼある瞬間における氣體の體積, 壓力, 溫度等に關する知識から出發して—個々の分子の狀態については十分な知識は持たずに—その後の熱力學的狀態の推移を論じようとします.

甲　個々の分子の狀態を知つてゐみといふことと知らないといふことと, どこに實質的相違があるのですか.

乙　たとへば吾々が氣體を構成する分子の一つの, 位置も運動量もどちらも知らなかつたとすると, それは' 知らなかつた' だけであつて實際は種々の方法で, たとへば位置—或は運動量—を知ることもできた筈であります. これに反して, もしその分子の位置を賞際' 知つてゐた' とすると, 運動是を知ることは全く不可能だつたのであります. 後の場合には分子はある一定の狀態にあつたといつてよく, 前の場合には分子ほ—たとへば位置或は運動量が一定の値を持つ—色々な狀態のどれかにあつたとしかいへないでせう. 從つて色々な初期狀態の混合の割合—いひかへれば色々な原因の實現される確率—に對する適當な假定が必要になります. そして量子力學では個々の狀態の時間的經過を問題とするのに對して, 量子統計力學では色々な狀態のある' 混

合' を對象とするわけです. 担し' 混合' の時間的變化はやはり量子力學的法則によつて規定されてゐます.

甲 なるほど, 考へてみると吾々は對象に對する不完全な知識しか持つてゐない方が普通です. 從つてはじめ

から' 混合' を相手にする方がより自然であるとも考へられますね.

乙 その通りです.' ある體系について何かある知識を持つてゐる' といふ中に,' ある體系について最上の知識を持つ' といふことが, 明かに含まれてゐます. 實際これに對應して, 狀態—これを混合と區別するために, 特に' 純粹狀態' と呼ぶこともある—は混合の特別の場合と見做すことができます. その意味で量子統計力學だけでもすませさうにも思はれます. 勿論現在では一般に量子力學の方がより基礎的な理論と考へられてをります. この點についてはなほ詳しく論じたいと思ひますが, その前に量子統計力學に入つて來る第二の確率的要素について述べませう.
量子力學では通常孤立した體系を相手とします. 若しも他の體系との間に相互作用がある場合には, それ等を一緒にして一つの體系と見ます. これに對して量子統計力學では, 一般に外部との相互作用のある—いひかへれば外部からの擾亂のある—體系を問題にします. これを擾亂の原因をも含めたある大きな體系の一部と見て,' 不完全體系' と稱することもあります. しかし現實に存在する物は常に外部との間に何等かの交渉を持つてゐるのですから, 不完全體系を考へる方がより實際に即してゐるともいへるでせう. それはとにかくとして, 外部からの援亂があると, 體系の狀態乃至' 混合' 狀態に不連續的な, 豫期できない變化をもたらすことになります. そのために未來に對する不明の度合が增加します. これがエントロピー增加の法則にほかならぬと考へられるのであります.

甲 そこではじめて過去と未來の區別ができるといふわけですね, 前節でお話があつたやうな, 極端に小さな世界では原因と結果の區別ができなくなるといふことと, 量子統計力學的世界で時間の一方向性を認めるといふこととは, 同じ量子力學から出發して正反對の方向へ進んで行つた結果と考へられますね.

乙 なるほど, 一應逆の方向のやうに見えます. しかし, そこにやはりある共通性が發見されるのです. といふのは, 場の理論において相對性の要求を徹底すれば, §2 で述べたやうに, 原因と結果を一緒にした一聯のできごとの起る確率が問題になります. 原因を一つだけ取り出すのでなしに, 色々な原因の起る確率までも考へることになります. 統計力學でも' どんな原因—どんな初期狀態—が一番起り易いカ' とか或は・色々な起り得る原因についてどんな平均を取ればよいか' といふことが最初に問題となります. ェルゴードの假定はこれに對する解答にほかならぬのであります. ェルゴードの假定は單なる統計力學的な假定でなく, 力學的體系の一般的性質と密接な關係のあることが知れてはゐますが, それにしても結局' 原因の確率' について云々するものであることに變りはありません. 但し相對論的な場の取扱ひと, 量子統計力學的な方法との間には次のやうな差異があることを注意しなければなりません. 後者においては原因の不明は狀態の重疊としてではなく, 單なる混合として現はれて來ます. いひかへれば, 原因同志の干涉はないのです. これに對して前者においては, 原因に關する量が結果に關する量と同じゃうに, 確率振幅自身の中に入つてをります. 即ち

$$(n(x,t)) \tag{6}$$

なる表式の中の變數 $n(x,t)$ は原因と結果の兩方を含んでをります. 從つて原因の干涉が考へ得ることになります. 從來の量子力學のやうに, これを

$$(n(x',t')/n(x,t)) \tag{7}$$

と分けて書ける場合に限ることにしましても,/の石側にある $n(x,t)$ を變數と見れば, それはやはり原因同きの干涉を意味してをります.

甲 科學者は常に自然現象の中の因果的な秩序を探求してゐるといつてよいでせう. つまり原因から結果への經過が問題となるのであつて, 結果から見て原因の確率乃至は干涉を云々する必要はなささうに思ひますが.

乙 なるほど, 一應はさう考へられます. 日的に對する手段といふ立場から自然現象を利用しようとするのは, 科學ではなく技術であるともいへるでせう. しかし科學が技術の基礎になり得るのは, 因果的な關係を目的と手段といふ關係に見直せるからです. そしてそれなればこそ, 逆に技術が科學に對する有力な後援者となり得るのでせう. 吾々がある新しい物理實驗を企圖する場合に, 第一に問題となることは, ある量の觀測をするのに, 最も無駄の少なさうな, 換言すれば最も失敗する確率の少なさうな方法を見つけ出すことであります. つまりある目的に對する手段を選ぶといふには, ある結果をもたらし得る種々の原因を比較することが必要であります. ですから結果を固定して, 原因の確率分布を調べた場合に, 若しもある原因の確率が特に大きかつたとしますと, 吾々はこの原因を, 與へられた結果, 即ち目的を達成するのに有效な手段であると判斷してよいでせう. 從つて原因と結果とを分離できない場合を考へることは,—武谷君も指摘されたやうに—目的論的な見方へ更に接近することを意味してゐるかも知れません. 現在の科學の段階においては, 因果的な見方と目的論的な見方とは對立してゐるやうに見えます. しかし吾々が自然の奧底へ更に深く進んで行けば, そこには何等かの' 存在の法則' があるだけで, 因果的な見方も目的論的な見方も, 共にその形を失つてしまふのではないでせうか. そこまで行きつかないために, 自然現象のあるものは因果的に見え, 他のものは合目的的に見え, 兩者がばらばらなもののやうに感ぜられるのではないでせうか.

甲 話が少し禪問答見たいになりさうですから, 元の路へ引返すことにしませう. 今後發展すべき正しい場の理論は, 現に存在する量子統計力學と多くの共通性を持つであらうことを豫想せられました. さうすると現在の量子統計力學の方法をできるだけ模倣して, 場の理論を建設して行けばよささうですね.

乙 兩者の共通點にのみ着目すると一應さういふことになりさうです. そこで量子統計力學に倣つて, 狀態の混合から出發してみます. つまり量子力學的體系の狀態を表はす波動面數 $\psi(x,t)$ そのものは使はずに,Dirac(15) ' 密度行列'ρ ばかりですまさうといふのです.Neumann(14) はこれを' 統計演算子'S と呼んでをります.

甲 それはどういふものですか.

乙 今量子力學的體系の任意の狀態 ψ を直交函數 ψ_m の重疊と見て

$$\psi = \sum_m (c_m, \psi_m) \tag{8}$$

と書いたとします. するとこの體系に關する任意の物理的な量 x の, この狀態における平均値は

$$\int \tilde{\psi} x \psi = \sum_{m,n} \tilde{c}_m c_n \int \tilde{\psi}_m x \psi_n \tag{9}$$

で與へられるでせう. 但し $\tilde{\psi}$ 等は psi 等の複素共軛函數,$\int$ は ψ の中の變數全部についての積分, 乃至和を意味してをります. ところが若しも吾々が, 體系の狀態をよく知らないとしますと, 一つの體系を考へる代りに, 非常に多數—これを N とします—の體系の統計的集合體を一度に考へ, これについて更に平均する必要があります. つまり (9) の代りに

$$\frac{1}{N}\sum_{S=1}^{N}\int \tilde{\psi}^{(S)} x \psi^{(S)} = \frac{1}{N}\sum_{m,n} x_{mn} \sum_{S=1}^{N} \tilde{c}_m^{(S)} c_n^{(S)} \tag{10}$$

を取らねばなりません. 但し

$$x_{mn} = \int \tilde{\psi}_m x \psi_n \tag{11}$$

です. そこで

$$\rho_{mn} = \frac{1}{N}\sum_{S=1}^{N} \tilde{c}_m^{(S)} c_n^{(S)} \tag{12}$$

と書くことにしますと.(10) は

$$\sum_{mn}^{N} x_{mn}\rho_{mn} = D(x\rho) = D(x\rho) \tag{13}$$

とも書けます. 但し $D(x\rho)$ と書いたのは, x といふ行列と ρ といふ行列の積の行列を作り, その對角要素全部の和を取るといふ意味です. すると任意の物理的な量の, 統計的集合に對する平均値は密度行列 (12) によつて完全に定まつてしまふことになります. いひかへると, 集合の統計的な性質は密度行列 ρ によつて完全に記述できることになります. これに對して行列 x の方は集合を構成する個々の體系の力學的な性質によつて規程されてゐるわけです.

甲 ρ が一つの行列である以上, 體系のある物理的な量に對應してゐると考へられるでせう. するとそれは力學的な變數で, もはや計統力學的な變數とはいへないのではありませんか.

乙 ρ の形を與へるといふこと—卽ち ρ を時間 t 及び體系の力學的變數 p, q 等の定まつた函數と見るといふこと—はある定まつた統計的集合を取出すといふことにほかならぬ. ところが場の量子論では' 四次元空間内の一つの三次元閉曲面上において, 種々なる場の分布の實現される確率' が問題になるべきである。從つてここへ密度行列 ρ を持ちこむにしても, 一定の形の ρ だけを取出すのではなく, 種々の形の ρ が實現される確率を問題にせねばならないのではないかと思はれます.

甲 密度行列 ρ を採用すれば,(6) で表はされるやうな確率振幅はもう考へなくてもよいのですか.

乙 さうは行きません. 通常の再度量子化法では, 最初確率振幅の意味を持つてゐた ψ を量子化して, 量子力學的變數と見直します. すると今度は, 量子化された ψ 等の函數としての確率振幅を新たに考へなければなりません. それと同じやうに,ρ を量子化すれば, その函數としての確率振幅が別に殘ることになりませう. 勿論その形は (6) そのまゝではないかも知れませんが. さういふ意味で今後の場の理論は, 現在よりも更に統計力學的な要素を多く含むと考へられるにもかゝはらず, 結局において量子力學的立場に復歸せざるを得ないのであります. 逆說的にいふならば, 眞に統計力學的なものは, 却つて力學的でもあらねばならないでせう.Fermi の統計とか Bose の統計とかいふものは確かに統計であると同時に, 量子力學的な概念でもあるのであります.

§4. 基本法則と附加條件

甲 今迄のお話で, これからさき理論物理學を發展させて行くには, 自然現象に對する因果的な見方に新しい制限を加へることが必要だといふことを力說されましたが, 私にはどうも腑に落ちない點が多いのです. 第一吾吾が自然法則と呼んでゐるところのものは, 何等かの意味で自然現象相互の因果的な關係を規定してゐると考へられます. 從つて, 因果的でない見方をするといふことは, 自然の法則性自身までも否定してしまふ危險性を含んでゐるやうに思はれますが.

乙 決して法則性を否定することにはならないと思ひます. たゞ, 法則性の意味が變るだけです. 現在の量子力學でも因果律が問題にされてゐますが, それは別に自然の法則性の嚴密さを疑ふのではないのです. 今度の問題の出發點は' 相對性の要求' にあつたのです. つまり時間と空間の間の差異を一應なくしてしまふことからはじまつてゐます. 吾々は常識的には次のやうに考へてをります. 多くの自然現象は, それ等に共通な' 法則' に從つて起ります. それ等が現象として違ふやうに見えるのは, 發生の' 條件' が異なるためであります. たとへば遊星も彗星も同じ運動の法則に從つてゐるが, 初期條件が異なるために, 樣子が大變違ふのであります. 弦や棒などの振動の多樣性は初期條件や境界條件を色々變へ得ることに原因してをります. 運動の法則は一つしかないのです. 吾々は先づこんな風に考へます. この場合に運動の' 法則' とは, 勿論物體の位置の' 時間的變化' を意味するものであります. これに對して初期の' 條件' は' 一定の時刻' における物體の狀態に關するものであり, 境界の' 條件' は一定の場所における,' 時間に無關係な' 制限を意味してをります. この區別は明かに自然現象の記述に際して, ' 時間' が特殊な地位を占めてゐるために生じたのであります.

ところが場の理論では, この區別はある意味ではなくなつてをります. たとへば電磁場に對する Maxwell の基礎方程式の中には

$$divE = 4\pi\rho \tag{14}$$

の式のやうに, ある一定の時刻における場の狀態のみに關係するものも含まれてゐます. 場方程式とは四次元時空において接近してゐる諸點の場の間の關係を規定するものであります. 從つて同時的な諸點—もつと一般に' 空間的な'(raumartig) 諸點—のみが關係する場合もまた, 一つの特別な場合として當然含まれ得るのであります.

甲 しかし基本法則といふものをもつと狹く考へて, たとへば

$$curl H = \frac{1}{c}\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} I \quad (15)$$

の如く時刻の異なる諸點—般に' 時間的な'(zeitartig) 諸點—の場の間の關係を規定する式に限ることもできるでせう. さうすれば (14) はやはり, 一つの' 附加條件' と見るべきではないでせうか.

乙　一應はさう考へられます. 實際從來の量子電氣力學でも, 非相對性量子力學の方法をそのまゝ使ふには, —Heisenberg-Pauli のやうに (9)-(14) は附加條件と見ることが必要でした. このやうな方法が矛盾なく遂行できるためには, しかし (15) の如き因果關係を表はす法則と,(14) の如き同時的狀態を制限する條件とを明確に區別し得るといふことが前提となつてゐます. そしてそれは更に, 眞空中における作用の傳達が光速度 c より速くは行はれないといふ保證があつて, 初めて許されるのであります. ところが §2 の終りの方で論じたやうに, 素粒子の大いさを考へると, その內部での作用の傳達速度は c 以上になると推定されます. 從つて素粒子の構造までも考へるならば, 因果的法則と制限條件のはつきりした區別は不可能になると思はれます. これを逆の面から見れば, 非相對性量子力學の概念と方法とをそのまゝ受繼いでゐたのでは素粒子の存在の問題は解決できないといふことになります. Heisenberg-Pauli の量子電氣力學が, 一方においてそれ自身としての矛盾を含んでゐると同時に, 他方において' 電子半徑' の合理的な導入に困難を感じてゐる所以もそこにあると思ひます.

甲　それでは一體どうしたらよいのですか.

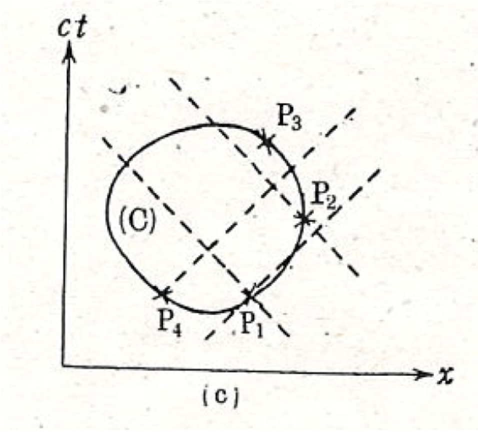
乙　吾々は基本法則と附加條件の區別を一應撤發してしまはなければなりません. 從來のやうに, 一定の原因による種々の結果の可能性を問題にする場合には, この原因が初期條件を與へたわけです. ところが原因と結果の區別をやめて,§1 第 1 圖 (c) のやうな時空內の閉曲面上での一聯のできごとの起る確率を問題にする場合には, 第一初期條件と境界條件の區別がなくなります. それと同時に, 從來因果關係を表はすと考へられてゐた法則自身も, ある一組のできごとが起るか起らぬかを定めたり, またその確率の大小を判定したりする材料として, やはり廣義の' 條件式' になつてしまひます. 自然法則といふものは, 要するに無限の可能性にある制限を加へるものであると考へられます. 法則とは常に一種の' 選擇規則' であるともいへるでせう. これを逆に見れば, すべての' 條件' が法則の性質を持つてゐることにもなるでせう.

甲　なるほど, さうも考へられます. しかし果してさういふ考へ方から出發して, 場の理論を建設して行けるでせうか.

乙　物理學の理論といふものは, 大抵の場合, 現實の事實の強制によつて新しい數學的形式の採用を餘儀なくされるところから發展してゐます. たゞ概念ばかりが先走りしても大した收穫の得られないのが普通であります. しかし一般相對性理論のやうな例外的な場合もありますから, 必ずしも初めから絕望視することはないとひ思ます. 現に Dirac の' 多時間理論'(1) の如きは, 一 Dirac 自身は別にそんな風には考へてゐないかも知れませんが一 Hisenbeg-Pauli の理論のさういふ方向への一つの擴張になつてゐると認められます. これについては次の節で詳しく論じることにしませう. (續く)

正　誤

1. 前號 253 頁第 1 圖 (c) は右圖の如く訂正す.
2. 同 254 頁 28 行目の
P_2 をが下にあれば
及び 30 行目の
P_3 が下方にあれば
はそれぞれ
... 上にあれば
... 上方にあれば
と訂正す.



§5. 場と粒子

甲　前同に色々な出來事の間の時間的な關係と空間的な關係とが, どこまでも區別し得るものかどうかが問題となりました. 結局素粒子自身の構造が關係して來ると, この區別はできなくなるであらうといふ御意見でした. これについてもつと詳しい說明をして頂きたいと思ひます.

乙　前にも申しました通り特殊相對論が成立する限り, 空間を作用が傳はる速さは光速度 c より大きくならない筈です. そしてこの規則は, 微視的現象をも含むほとんどあらゆる場合において, 忠實に守られてゐるやうに見えます. そしてそれなればこそ, 吾々は今まで自然現象に對する因果的な見方を保持することができたのです. この事實をもつと違つた側面から眺めて見ませう. 作用を場として表はしますと, その場には粒子を件ふでありまぜう. この粒子の質量が m で, 空間を自由に走つてゐるとし, その運動量を p エネルギーを E としますと, よく知られた

$$E^2 - p^2c^2 = m^2c^4 \quad (16)$$

どいふ關係が成立します. この關係は粒子の速度

$$v = \frac{pc^2}{E} \quad (17)$$

が常に光速度 c より小さいことの保證になつてをります. 從つて自然界に存在する粒子がすべて (16) の如き

條件を滿足してゐる限り—いひかへればそれらが' 實數' の質量を持つてゐる限り—因果的な見方は自働的に保證されてゐることになります. 逆にいへば (16) の條件を滿すやうなものだけが, 古典的な自由粒子に對應するものなのであります. しかしかやうな對應を離れて考へると, 運動量とエネルギーの間の (16) の制限は不可缺ではありません.$E^2 - p^2c^2$ といふ組合せは相對論的に不變になつてをりますが, それが一定の値を取らねばならぬといふ先天的な理由はありません. いはんやそれが 0 または正の數であるとは限らないでぜう. たとへばそれが負の常數になつたとすると,

$$E^2 - p^2c^2 = -m^2c^4 \tag{18}$$

と書けますが, これは虚數の質量を持つた自由粒子に對應するものと考へられます.

甲　今迄そんなものが全然問題にならなかつたのはなぜですか.

乙　(17) で定義される粒子の速度は常に c より大きいですから, そのやうなものの存在は明かに自然現象の因果性を破壞してしまふ—時間的な關係と空間的な關係とがすつかり入れかはつてしまふ—ことになります. こんなことは通常の世界—その中には巨視的世界ばかりでなく, 原子の内部の微視的世界も含まれてゐます—では到底許されません. しかし個々の素粒子の内部をも含んだ世界が, 何等かの意味で考へ得るならば, そこでは必ずしも通常の世界と同樣な時間的關係・空間的關係が保持されてゐるとは限らないでせう. 從つて虚數の質量を持つた粒子といふやうなものも考へられませう. 勿論そのやうなものは素粒子の内部, 或はその極ぐ近くだけに存在し得るものでなければなりません.

甲　それにしても随分變なものですね.

乙　よく考へて見ると別に大して變なことでもありません.(16) の關係で規定されてゐる粒子に附随する場を表はす函數 U は

$$(\Delta - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \kappa^2)U = 0 \tag{19}$$

の如き形の波動方程式を滿足するでせう. 但し

$$\kappa = \frac{\hbar}{mc} \tag{20}$$

です.U がある力の場を表はしてゐるものとしますと, この場の源となるやうな他の種類の粒子が存在する筈です. その密度が 0 のところでは (18) はそのまゝ成立ちます. ですから場の源になつてゐる粒子の大いさを考へないことにしますと, その粒子のある點は U の' 特異點' になります. そして特異點を除けば波動の傳はる速度一勿論それは' 群速度' を意味してゐます—は c 以下になつてをります. ところが源になる粒子の大いさを考へることにしますと, 粒子の内部では U の滿足すべき式は (18) でなく, 右邊に粒子密度に比例する項がついてきます. といふことは U を量子化して出て來る' 量子'—源になる粒子と區別するために特に量子と呼んでおきます—は最早 m といふ正の質量を持つて自由に動いてゐるやうなものではないことを意味してをります. 反對に色々な質量を持つた自由量子—を表はす波—の重疊したものと考へられます。そしてその中には一般に虚數の質量を持つた量子も含まれてゐるでせう. 粒子の外では勿論そんなものは考へる必要がありません.

甲　粒子の中まで考へるといふこと自身がいけないのではないでせうか.

乙　さうかも知れません. 自然界を素粒子の集りと考へることと, 自然現象の時間空間的記述をすることとは, 互ひに相容れないものでるかも知れません. しかしこの問題については最後の節でもつと詳しく論ずることにしませう. さて場の量子力學によれば,U は場に附随する量子を 1 箇增すか, 或は減らす' 演算子' を意味してをります.(18) の右邊が 0 といふことは, 他の粒子との相互作用を考へない限り, 量子の數の增減, 即ち發生や消滅が起り得ないことを示してゐます. 場の源になる粒子のあるところでは, 密度を ρ すると

$$(\Delta - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \kappa^2)U = -4\pi\rho \tag{21}$$

の如き形の式が成立するでせう. そこでは粒子の方の狀態の變化, 即ちある轉移—または粒子對の發生乃至消滅—に件つて量子の生滅が起り得るわけです.

甲　そんな風にいふと, 場に伴ふ' 量子' と場の源になる' 粒子' の間に何か本質的相違があるやうに聞えます. しかし量子化の手續がいかなる種類の場—場の源になる粒子自身を表はす場をも含んで—に對しても遂行できるといふのが, 場の量子力學の強味ではなかつたのでせうか.

乙　有限の自由度を持つた粒子系に對する量子力學をそのまゝ延長して, 自由度の無限に多い場に適用するといふ意味においては, 場は確かに' 量子化' されてゐます. しかし粒子の場—こゝでは粒子とはスピンが半整數で, Fermi の統計に從ふものに限ることにする—を通常の場と同樣な方法で量子化しようとすると,' 交換關係' の符號を變へておかねばならないことになります. それは最早粒子系に對する交換關係

$$qp - pq = i\hbar \tag{22}$$

の單なる延長とは考へられません.

甲　交換關係の形が違ふといふやうなこと自體は, それほど本質的なこととは思へませんが.

乙　或はさうかも知れません. しかしそれが次のやうな問題と密接に關聯してゐるのを見逃してはなりません. 即ち量子—こゝではスピンが.0 又は整數で, Bose の統計に從ふものを指す—が 1 箇 1 箇生滅し得るのに對して, 粒子の方は 2 箇が一對として生滅するか,1 箇 1 箇の轉移しか起り得ません. ところがたとへば電子に對する Dirac の波動方程式

$$(\frac{W + eV}{c} - \alpha(p + \frac{e}{c}A) - \beta mc)\psi = 0 \tag{23}$$

をそのまゝ量子化したとしますと, 左邊に現はれる ψ は電子—詳しくいへば陰電子—の數を一つ減らす演算子を意味してゐます. しかし今申しましたやうに, 電子の數が一つだけ增減するといふやうな過程は自然界には起うてをりません. 故に (22) の如き式自身ではなく, むしろ 2 箇の粒子對の生滅か, 或は 1 箇の粒子の轉移に相當する演算子に關する方程式だけが, 自然法則として現はれて來るのが當然であると考へられます.

甲　實際問題としてどんな風にやるのですれ.

乙　粒子の方の場を表はす ψ 自身は' スピノル'—一般に奇數階のスピノル—でありまして, それは' テンソル' には還元できないのです. 反對にテンソルの方が偶數階のスピノルでありますから, 量子力學ではスピ

ノルの方がより基本的な量と考へられて來たのであります. しかし見方をかへると必ずしもさうはいへなくな! ります.

甲 それはどうしてですか.

乙 スピノルといふ量は,Lorentz 變換—從つて' 特殊' 相對性理論—と密接に關聯してゐます. ところが素粒子自身の構造を問題に致しますと, 一萬有引力の問題とは別の意味で—どうしても' 一般' 相對性理論の世界に入つて行かねばならぬのではないかと思はれます. さうなりますと, 再びスビノル以前に立戻つて, テンソルだけで自然法則を表はすことが必要になつて參りはす. それには粒子の波動函數 ψ 自身ではなく, それの二次的な組合せとしての' 密度行列'

$$\rho_{ik}(x,x') = \tilde{\psi}_k(x')\psi_i(x) \tag{24}$$

の如きものから出發するのが自然であり, また前に述べた物理的な考察ともよく適合してゐるのであります. 更にまた §3 で述べた, 力學的な立場と統計力學的な立場とのある種の統合といふこととも呼應して, 新しい場の理論の正しい方向を指示してゐるやうに思ひます.

甲 特殊相對論だけではいけないとなると, 場とか粒子とかいふ概念も少し變つて來るのではありませんか.

乙 元來場といふ概念には, 今日量子力學で取扱はれてゐるよりもずつと廣い色々な可能性が含まれてゐます. 從來考へられてゐたのは, 一定の質量とスピゾと統計とを持つた粒子に附隨するやうな場であつたのです. その最も一般的なものは, よく知られてゐる通り,Dirac の一般化された波動方程式を滿足する場であります. これは場を量子化すれば, 古典的な粒子とある對應性を持つた粒子が得られるといふ要請に, 暗默のうちに從つてゐる結果です. 場といふ概念自身は本來そんたに挾いものではなかつたのです. たとへば一般相對性理論における' 重力の場' の如きは, 古典的な粒子と對應せしめることができません. たゞ重力の極く弱い極限において, スピソ 2 の粒子に對應せしめ得るだけであります. 場が弱くない場合には, 場方程式の中の二次の項が利いて來ます. そのために, 他の種類の粒子がなくても, 自分自身だけで數の增減を行ひ得ることになります. 尤もかやうな場合には, 現在の方法では量子化を正確に行ふことが困難ですから, はつきりしたことはわかりませんが.

甲 すると場の方が粒子よりもより廣く, 從つてより基本的な概念だといはれるのですね.

乙 さうです. その意味において, 場の量子力學は粒子系の量子力學の單なる延長であつてはならないと思ひます.

甲 前にもちょつと承はつた Dirac の' 多時間理論'(16) などはどうですか.

乙 Heisenberg-Pauli(9) の理論にくらべると, 確かに良い方向に一步進んでゐるやうに思ひます. その出發點として幾つかの粒子とそれ等をつなぐ一つの共通な場を考へ, 各粒子及び場にそれぞれ一つづつの時間—及び他の必要な座標—を與へることにします. すると各粒子及び場のそれぞれ違つた瞬間における狀態の全體が確率振幅の中の變數になります. これに對して, 通常の Heisenberg-Pauli の理論では, すべての粒子と場とに共通な唯一の時間しか考へられてゐません. そして §2 でも詳しく說明しましたやうに, ある瞬間における場—場といふ中には粒子の場も含まれてゐます—の分布を問題にします. これは多時間理論ですべての時間を等しくした特別の場合に相當することが證明されてゐます.

甲 多時間理論の方が從來の理論よりも一般的であるわけですね. さうだとしますと, 從來の理論にはない新しい結論が出て來る筈ですね.

乙 實はその方面の研究はあまり進んでゐないのです. この數年來私共も急に解決のつきさうもない' 方法' の問題よりも, もつと實質的な' 中間子' の問題の解決に努力して來たのです. 今日までにはつきりわかつてゐることは,Bloch が證明しました通り (17), 一 H.-P. の場合で同じ瞬間の場の分布といふ代りに—' 同時的' な場の分布といひかへても確率振幅に對する量子力學の解釋がそのまゝ適用できます. しかし吾々の問題にすべきは, むしろ同時的でない場合, 即ち §2 で述べたやうに, 時間的な關係と空間的な關係とが入りまじつてゐる場合です.

甲 多時間理論が §2 で主張された方向へ一步踏みだしたものであることは一應うなづけます. しかしそこでもやはり (22) の Dirac の波動方程式の如きものが保存されてゐる點でまだまだ不滿足ではありませんか.

乙 H.-P. の方法では (22) の式が直接量子化されますが, 多時間理論では粒子系の方は配位間—その中には各粒子の時間までも入つてゐます—での表示を取ります. 場の方の量子化の仕方は H.-P. と大體同じです.

甲 すると粒子と場とで取扱ひ方がよほど違ふわけですね.

乙 從來の方法では粒子も場も同じゃうに量子力學的體系と見做し, その全體に對する Lagrange 函數から出發し, 正規變數,Hamilton 函數等を定義して行きます. そして場方程式は, 量子力學的な運動方程式として導き出されますから, それ等の間の無矛盾性は自働的に保證されてゐるわけです. これに對して多時間理論では, 確率振幅は多くの條件を同時に滿足せねばなりません. 即ち確率振幅に對する聯立方程式が出發點となるわけですが, それ等が互ひに兩立し得るかどうかは, 初めから保證されてゐません.Bloch が論じたのは, 實は聯立方程式の' 兩立性' の條件が滿足されるやうな場合だいけでありました.

甲 兩立性の條件が滿足されない場合にはどうなりますか.

乙 その場合の研究はほとんどできてゐません. しかし次のことは別に計算して見なくてもわかります. 即ち' 確率振幅' 一 §2 で述べたやうな閉曲線上の場の分布の實現される先天的確率を表はすものとしての確率振幅—の滿足すべき條件が互ひに矛盾するならば, 振幅自身が 0 になるほかありません. 但し特別の場合には 0 でない特異積分がないとは限りませんが, かやうな場合は考へないことにします. 確率振幅が 0 といふことは, それに相當する一聯の出來事が起り得ないことを意味してゐます. 原因と結果の間にある程度の—それが確率的なものであらうとも, ともかくも—連絡がある限り, ある原因に對して起り得ないやうな結果を結びつけたならば, 確率振幅は 0 になる筈です. 多時間理論ではこのやうな問題が形式的に自働的に解決されるやうな仕組になつてゐるのです.

甲 それにしても Lagrange 函數を使はないといふことは' 變分原理' へ持つて行かないことを意味してゐますね. 從來の理論物理學の基本法則は常に變分原理に録着できたのですが.

乙 Lagrange 函數から出發すれば, 自然と Hamilton 函數, 即ち場と粒子とから成る體系全體のエネルギーの形が定まつて來ます. ところが從來の理論ではいつでも一つの粒子があれば, その周圍に場ができ, そのエネルギーが無限大になります. ですから無限大の' 自己エネルギー' が出て來るのは,Lagrange の方法に從つてゐる

といふこと, いひかへれば粒子と場とを同時に並列的に取扱ふことと密接に關係してゐます. 多時間理論では, 場に對しては粒子が源になり, 粒子の運動には場が影響するといふ事實をそのまゝ基本法則として取上げるだけで, 兩者を一緒にした體系のエネルギー等は當面の問題としてはゐないのです. 從つて' 自己エネルギー' といふやうな問題自身が自然消滅し得るわけです.

§6. 素粒子と時空

甲 以上のお話で今後の相對性量子力學の形が朧氣に浮び上つて來たやうに感じます. そこでは種々の概念の使用に從來の量子力學以上の制限が必要になつて來るわけでせうが, 最も根本的な時間や空間の連續性の如きは, やはり存續するのでせうか.

乙 時間・空間の連續性の問題は最もむづかしい, そして恐らく一番最後の問題であらうと思ひます. 量子論によつて導入せられた物質と現象の不迚續性は, 對象の記述に必要な時間・空間そのものの連續性と直接矛盾するものではありませんでした. 現に吾々は不完全ながらも, 連續的な時間を獨立變數とし, 空間座標を蓮續的な助變數とする' 場の量子力學' を持つてをります. 勿論その中には矛盾—しかも內面的な矛盾—が含まれてゐますが, それが時間・空間の連續性の假定とどう關係してゐるかは容易にわからないのであります. たゞ次のやうなことはいます. 場を力學的體系と見ますと, その自由度は無限大であります. 電子の自己エネルギーが無限大になるといふことも, このことと密接に關係してゐます. 即ち 1 箇の電子があれば, 電磁場がその影響を受けて, いはゞ一種の' 勵起' 狀態になります. その場合に電磁場の無限の自由度の各 = が勵起エネルギーを持つことになり, その總和が無限大になるのです.

甲 しかしそれは電子の大いさを考ないためではありませんか・

乙 二つのことは全く別なのではありません. ある大きさを持つた電子を考へるといふことは, それに件ふ電磁場の形にある制限を置くことを意味してをります. つまり無限の自由度の一部分しか發揮できないやうに拘束するのです. これをもつと適切な言葉でいへば次のやうになるでせう. 素粒子が無事にこの世に存續してゐるといふ事實そのものが, その間の相互作用を傳へる場に強い制限があることを意味してゐます. それは各點の場を獨立な物理量と見做す自由を許さないのであります. つまり' 時空の各點の場' までは行けない. 場を正確に表現しようとすれば—たとへば場に件ふ量子の數を與へようとすれば,—何等かの意味で時間・空間的な點の概念を捨てなければならぬ. 反對に時空の點を取り出せば, そこでの場といふやうなことは最早いへないのではないでせうか.

甲 粒子の數と時空の點とが相補的になつてゐるといふわけですね.

乙 ' 相補性' といふやうな言葉をこの場合に使へるかどうか疑間ですが, とにかくこの間の事情を數學的に表現するには, x, y, z, t の函數としての粒子の數 n の代りに, こゝでもまた密度行列 ρ を持込めばよいやうに思はれます. といふのは ρ は $(xyzt)$ 及び $(x'y'z't')$ といふ二つの時空點に關係してゐます.ρ を對角線型にしたとすると, 對角線要素が各狀態にある粒子の數を表はすと考へられます. 粒子が Fermi 統計に從ふならば數は 0 または 1 に限る筈ですから

$$\rho^2 = \rho \tag{25}$$

といふ代數的關係が滿足されてゐなければなりません. 若しも ρ を對角線型にするやうな表現が, 同時に $xyzt$ をも對角線型にはしてゐないとすると, 各點における粒子の數といふ言葉は無意味になります. 場方程式の右邊に現はれる ρ がさうだとすると, 左邊にある場自身もそのやうな性質を持つことになります.

甲 なるほど, いづれにしても, 新しい場の理論では波動函數 ψ 自身の代りに,ρ ばかりを使へばよささうですが, さうしますと場の量子化はどんな風にすればよいのですか.

乙 (24) の式は確かに' 量子化' を意味してゐます. しかしこれだけで完全に ρ を量子化したといへるかどうかは疑間です.

甲 ψ 自身はたとへば (22) の如き波動方程式を滿足してゐます. これに代るべき ρ に對する法則はどうなるのですか.

乙 (23) に對しても,ψ と同樣に

$$\left(\frac{W+eV}{c} - \alpha(p + \frac{e}{c}A) - \beta mc\right)\rho = 0 \tag{26}$$

が成立する筈です. また $\tilde{\psi}_k$ に對する波動方程式に相當して

$$\rho\left(\frac{W+eV}{c} - \alpha(p + \frac{e}{c}A) - \beta mc\right) = 0 \tag{27}$$

が成立するでせう.

甲 話がもとへ戻りますが, 密度行列を使ふといふこと—乃至はもつと一般に粒子數と時空點とを同時に對角線型にできないといふこと—と,§2 で述べられた新しい確率振幅—四次元空間内の閉曲面上での場の分布の實現の確空振幅—の導入との間に, 何か關係があるのでせうか.

乙 この確率振幅には次のやうな著しい性質があるのですナ. 第 2 圖の如く,C といふ閉曲線で圍まれた四次元の領域を C_{12} といふ境界によつて V_1, V_2 といふ二部分に分けたとします. すると

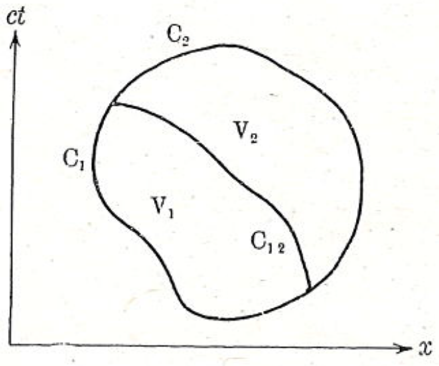
V_1 の境界は $C_1 + C_{12}$ となり,V_2 の境界は $C_2 + C_{12}$ となるでせう. 但し $C_1 + C_2 = C$ です. 今 $C1 + C_{12}$ 上での場の分布に對する確率振幅

$$(n(C_1, C_{12}))$$

及び $C2 + C_{12}$ 上での分布の確率振幅

$$(n(C_2, C_{12}))$$

がわかつてゐたとしますと,C 上での分布の確率振幅は

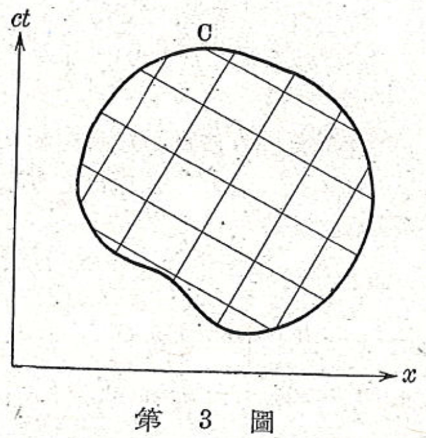


第 2 圖

$$n(C_1,C_2)=\int_{C_{12}}(n(C_1,C_{12}))n(C_2,C_{12}) \qquad (28)$$

で與られるでせう. 但し $\int_{C_{12}}$ は V_1 と V_2 に共通な境界 C_{12} についての三次元の面積分を意味してゐます. この手續はもつと續けて行けます. 即ち V_1+V_2 を更に細かく分けて行き, 各部分の境界面上の場の芬布に對する確率振幅から,—(27) の如き積の積分を繰返すことにより,—C に對する確率振幅が得られることになります. ところがこの分割の操作は, どこまでも限りなく行ひ得るわけではありません. どこかで中止しなければなりません.

甲 それはなぜですか.



第 3 圖

乙 第 3 圖のやうに C で圍まれた領域を分割ける網目を細かくして行きますと, 個々の領域はそれぞれ 1 點に收斂して行きます. ところが各點にある粒子の數といふことがいへないとしますと, その境界での場の分布といふこともいへなくなります. この間の事情は古典統計力學から量子統計力學への移行と多分の類似性を持つてゐるやうに見えます.

甲 どういふところが似てゐるのですか.

乙 古典統計力學では, 體系—簡單のため大いさや構造を持たぬ粒子を取つて置きます—の運動狀態は (p_x,p_y,p_z) 及び (x,y,z) の一組の値で定まります. いひかへれば p,q の空間—いはゆる' 位相空間'—の 1 點として與へられます、量子論を考慮しますとしかし, 運動狀態を 1 點にまで正確に決定することが不可能になります. このことに相當して位相空間を h^3 の體積を持つた小部分に分け, その分が粒子の取り得る個個の量子狀態を表はすものと考へました.

甲 するとわれわれの場合には, 四次元の時空を r_0^4—r_0 はある' 普遍的な長さ' を表はしてゐます—の體積を持つた小部分に分割し, その境界面上での場の分布の確率振幅を最後的なものと考へればよいわけですか.

乙 どうもさう簡單にも行きません. 量子統計力學で位相空間を h^3 の領域に分けるといふ方法は, 量子力學のでき上る以前のきはめて不完全なやり方に過ぎないのです. われわれの場合でも單に時空をある一定の體積の領域に分けるといふやうな素朴な方法よりも, もつと合理的なやり方があると思ひます. 第一上の方法は最初から具合が悪いのです. といふのは幅のない曲線上での數 n の分布を間題にするのがそもそもいけないわけです. n でなしに ρ を持うて來なければならなかつたのです. そしてそれには始めから曲線に僅かの幅を持たす必要があつたのです. それはしかし非常に巧妙な數學的技術を使はなければ表現ができないでせう. いづれにしてもあまり長くお話をしてゐると, 結局同じところをどうどうめぐりするやうなことになりさうですから, この邊で一應打切りにしませう. そして今まで述べて來たやうな考へ方の線に沿つての具體的な理論體系の建設に努力したいと思ひます.

文　獻

[1] Heisenberg: Ann. d. Phys. **32** (1938), 20; ZS. f. Phys. **110** (1938), 251 **26** 151, (1913)
[2] Bhabba: Proc. Roy. Soc. A. **172** (1939), 384; Bhabha and Corben: ibid. **178** (1941), 273; Bhabha: ibid. **178** (1941), 314.
[3] Dirac: Proe. Roy. Soc. A. **167** (1938), 148.
[4] Heitler: Proc. Camb. Phil. Soc. **37** (1941), 291; Wilson: ibid. 301,
[5] Sokolow: Jour. Phys. **5** (1941), 231.
[6] Weisskopf und Wigner; ZS. f. Phys. **63** (1930), 54; Weisskopf: Ann. d. Phys. **9** (1931), 23.
[7] Bhabha: Proc. Ind. Acad. Sci. **11** (1940), 847: Heitler and Ma: Proc. Roy. Soc. A. **176** (1940). 368.
[8] 坂田 • 谷川 • 中村 • 井上：理研講演含講演 (昭和 17 年 6 月).
[9] Heisenberg und Pauli:. ZS. f. Phys. **56** (1929). 1; **59** (1930), 168.
[10] Dirac: Phys. ZS. Sow). **3** (1933), 64.
[11] Bopp: Ann. d. Phys. **38** (1940), 345.
[12] 湯川: 物年會講演 (昭和 16 年 4 月).
[13] 湯川: 理研講演會講演 (昭和 17 年 6 月).

[14] Von Nenmann: Mathematische Grundlagen der Quanten mechanik, Ber1in, 1932.
[15] Dirac: Proc.Camb.Phil.Soc.**25** (1929),62.
[16] Dirac: Proc.Roy.Soc.A **136** (1932),453; Dirac, Fock and Podolsky: Phys.ZS.Sowj. **2**(1932),468.
[17] Bloch: Phys.ZS.Sowj. **5**(1934),301.
[18] 陽子と中性子の總稱