

2008年 ノーベル物理学賞講演 南部陽一郎

(米谷民明 日本語訳+解題)

訳者はしがき

以下の本文は『素粒子論研究』編集委員会の求めに応じ、南部陽一郎（1921–2015）の2008年ノーベル賞講演“Spontaneous Symmetry Breaking in Particle Physics: A Case of Cross Fertilization”を日本語訳したものである。

原文は英語特有な簡素な表現が多いので、そのままでは前後関係がしっくりしないところでは意識的に文言を最小限補い、数式については、誤植、記号の欠け落ち、および同一記号の異なる意味での重複使用等による混乱や誤解を避ける目的で修正を加えさせていただいた。また、受賞対象になった仕事は、今から60年以上も前に発表されたものであるのに加えて、非常に広い分野に関わり深い含蓄に富むものであるため、本講演内容は特に若い学生諸君にとって理解が困難な箇所が多々あるに違いない。そこで、初学者、非専門家を含めた広範囲の読者を念頭におき、なるだけ一面に偏らない客観的な立場からの理解に資するように、歴史的な背景や位置付け、その後の発展、現在への繋がり、等について解説を（誤植等の修正についての説明も含め）与えるとともに、関連する参考文献の紹介を主目的とする解題を本文の後に加えた。解題を付した箇所には矢印付きの番号をふってある。いささか長いものになったが、必要に応じて参照していただければ幸いである。

訳者にとって大学院入学の頃からいくつかの論文で親しみ大きく影響を受け尊敬していた南部先生に最初にお会いし言葉を交わしたのは、訳者が20代の終わり頃、ニューヨーク市立大学の研究員を務めていた1977年1月、南部先生の親しい友人でもあった同大学学長マルシャク（R. Marshak）先生の還暦を記念して開催された国際シンポジウムにおいてであった。それから45年を超える時が流れた。当時50代半ばの南部先生のまだまだ若々しく颯爽とした面影や、その後の様々な機会における先生との会話を思い起こしつつ訳出させていただいたが、先生自身の個性的な話し方や雰囲気や文章を再現するのはやはり難しい。もとより訳文の文責はひとえに訳者にある。ともあれ、本拙訳（+解題）が、現代素粒子論の最重要な一里塚の一つと言える先生の偉業を広範な方々に知っていただき理解を深めていただくための一助となることを願う。

米谷民明 2023年3月

素粒子物理における自発的対称性の破れ： 分野間交流による実りの一例

ノーベル賞講演，2008年12月8日

南部 陽一郎*

シカゴ大学 エンリコフェルミ研究所，物理学科
エリス通り 5720, シカゴ，米国

*) 南部陽一郎のノーベル賞講演はローマ・ラ・サピエンツァ大学の
ジョバンニ・ヨナ=ラシニョによって代読された。

まず，私の出身について簡単にお話することから始めましょう。私は東京大学で物理を学びました。仁科，朝永，湯川という高名な3人の影響で素粒子物理に惹かれたのです。日本において素粒子物理を創始し基礎を築いたのが，この方々です。ただ，どなたも私とは異なる機関に所属しておられました。実は，東京大学はもともと凝縮系の物理の方面でかなりの強みがあるところでありまして，私が素粒子物理の分野に参入したのは，やっと終戦になり東京へ戻って来てからのことでした。しかしながら，今振り返って考えてみますと，初期段階で凝縮系物理と向かい合ったのは，私にとって実に有益なことだったと言わざるを得ないのであります。→¹⁾

素粒子物理は原子核物理から分かれて発展してきたもので，1930年前半，チャドウィックの中性子の発見，ローレンスによるサイクロトロン の 発 明 ， そ し て 湯 川 による中間子論の提唱によって始まりました [1]。それに続く数十年間，新粒子がまるで隊列をなすかのように次々と確認され続け，また，場の量子論の進歩があって，自然界の基本法則について私どもの理解が進み，現在の素粒子の標準模型に到達しました。

私どもがそうした新粒子達と直面したとき，最初に試みたのはそれらの性質に潜んでいる規則性を見出し，その意味を追求することでありました。そして新粒子の分類に向けて研究を進展させる際に私たちが拠り所としたのは対称性の原理です。物理学において対称性があると，対応して保存則が導かれます。エネルギーや電荷などの場合にはこの保存則は厳密に成り立つのですが，その

頃の試みはそういうのとは違っておりました、質量や相互作用に関する近似的な類似性に基づくものでした。→²⁾

しかし、そうだとしても、類似性を探求するのはごく自然で、人間精神の大変役立つ特性と言えましょう。たとえば、陽子と中性子の質量、そして、両者が関与する強い相互作用が互いに非常に近いという事実から、アイソスピンのSU(2)対称性の概念が導かれました[2]。その一方、対称性をさらに精密なゲージ化された対称性にまで格上げするという、いわば反対方向の突き進み方も可能なのであります。その場合には、対称性が力学までをも支配することになります。これはまことに魅力的な可能性です。実際そうした動機から、強い相互作用のアイソスピン対称性は、美しい電磁気学の法則を手本としてSU(2)群の非アーベル的ゲージ場に拡張されました[3]。しかし、強い相互作用というものは短距離力なのです。それを説明するため、ゲージ場に質量を付与させると、普通にはゲージ不変性は壊れてしまいます。→³⁾

本日の私の話の主題は自発的対称性の破れ(SSB)ですが、これは物理学の基礎法則に潜むある種の対称性が実際には壊れた仕方で実現するという現象なのであります。実は、名称[4]こそSSBとは言いませんが、これと同様な現象は私どもの日常生活でも大変親しみ深いものです。例として、垂直方向に立てて置いたまっすぐな弾性体の棒を思い浮かべてみましょう。それは水平方向から眺めるとどの方角からでも全て同じに見えるという、縦軸回りの回転に関する対称性を備えています。しかし、もし上から縦軸方向に圧力をかけ続けてつぶそうとすると、どうしてもある一つの方向に曲がってしまい、この対称性は失われてしまいます。原理としては全ての水平方向が対等ですから、棒の曲がりには本来すべての方向で同じように可能なはずですが、しかしながら、そうした同等性は同じ実験を何度も繰り返さない限り見えてきません。SSBとはこういうものなのです。

量子力学においてSSBが起きるのは、典型的には多数の構成要素が集まって一様に広がってできている物質においてでして、SSBは物質が示す力学的効果の一つに他なりません。つまり、対称性により個々の構成要素にはどう反応するかは自由度が一定程度あるにも関わらず、要素間での相互作用の効果により、特定の一つの同じ方向に要素全体が揃って反応する結果になるという現

象です。比喩的に言えば、群衆の団が皆同じ方向を揃って見るようなものです。そうなってしまいますと、対称性によりエネルギー的には対等なのですから、どの方向に揃うのも同じく許されるとしても、方向を全体として変えるのは容易なことではありません。何故かと言いますと、そうした変化を起こそうとしても、それは局所的な操作では不可能だからです。その結果、あたかも対称性が失われているかのように振る舞うというわけです。もしも変化を起こす操作を系全体に渡って施すことが出来れば、失われたかに見える対称性を回復させることは依然として可能ではありますが、それはある種の相転移を引き起こすことに相当します。いくつか例を表にして挙げてみますと、

物理系	壊れた対称性
-----	--------

強磁性体	回転不変性（スピンの向きに関する）
結晶	並進および回転不変性（離散的な不変性は残ってよい）
超伝導体	局所ゲージ不変性（粒子数に関する）

などです。そして、物質中での **SSB** には以下の3つの特徴的な性質があります。

1. 基底状態が大きく縮退している。対称性の操作は一つの基底状態を別の基底状態に移す。
2. 一つの与えられた状況で実現可能なのは、縮退した基底状態のうちただ一つと、そこから励起される状態の完全系だけ。
3. 一般に十分に高温の状態では、**SSB** は失われる。

相対論的な場の量子論では、こういう現象が時間-空間の全体として可能になるのです。なぜかと申しますと、“真空”は何もない単なる空なのではなく、空間と時間がそのもの自体として各点ごとに固有な多くの自由度を備えているものだからなのであります。このことから、**SSB** は宇宙論で重要な役割を果たし得ることになります。つまり、宇宙は膨張し冷却するにつれ、一つまたは複数の相転移が起きるのに伴い、対称性が自発的に壊れ、時空自体の基底状態としての“真空”が、高い対称性を持つ状態からより低い対称性の状態へと遷移し、宇宙を支配する物理法則そのものが変化する可能性があるわけです。

さて、それでは SSB の考え方とその素粒子物理への応用へと私自身が導かれるに至った一連の出来事について思い起こしてみることに致します。1956 年のある日のことでした。後に超伝導の BCS 理論 [5] として知られるようになる理論について、R. シュリーファー (Schrieffer) によるセミナーがありました。そのとき私は、彼らの状態ベクトルについての仮説の大胆さに魅惑されたのですが、同時に、この仮説が明らかにゲージ不変性を満たしていないという事実で悩まされることになりました。それから少し経て、ボゴリューボフ (Bogoliubov) [6] とヴァラティン (Valatin) [7] が、独立に、BCS 状態にある物質におけるフェルミオンの励起としての準粒子という考え方を持ち込みました。彼等の準粒子は、運動量に依存して決まる割合で電子と空孔が重なっているような状態でありまして、定まった電荷を持つものではないのです。そうだとしますと、マイスナー効果のような電磁的性質を論ずるのに、どうして BCS 理論を信頼できるのでしょうか。→⁴⁾ この問題を自分で納得できるまでに解決するのに、実は2年ほどかかりました。同じ問題を取り上げた研究者が他にも多くおりましたが、私は自分の独自のやり方で理解を進めたかったのです。→⁵⁾ その解決は、かいつまんで申しますと、質量がゼロの集団モードが1個存在するために電荷の保存則が回復し、ゲージ不変性が保たれるということでした。現在ではこういう種類の質量ゼロモードは一般的に南部-ゴールドストーンボソン (NG) と呼ばれております。→⁶⁾

ボゴリューボフ-ヴァラティン (BV) の準粒子を記述する方程式 [8] を示しますと、

$$(1) \quad \begin{aligned} E\psi_{p,+} &= \varepsilon_p\psi_{p,+} + \Delta\psi_{-p,-}^\dagger, \\ E\psi_{-p,-}^\dagger &= -\varepsilon_p\psi_{-p,-}^\dagger + \Delta\psi_{p,+}, \\ E &= \sqrt{\varepsilon_p^2 + \Delta^2} \end{aligned}$$

となります。ここで、 $\psi_{p,+}$ と $\psi_{-p,-}^\dagger$ は、それぞれ、運動量が \mathbf{p} でスピンの + または - の電子と空孔の波動関数を表します。また、 ε_p はフェルミエネルギーから測った運動エネルギー、そして、 2Δ はエネルギーギャップです。この方程式に対応するハミルトニアン、電荷と電流の密度を、スピン行列 τ_i を用いて、電子と空孔を合わせた2成分の (演算子としての) 場 Ψ によって表すと次の

ようになります。

$$(2) \quad \begin{aligned} H_0 &= \varepsilon_p \Psi^\dagger \tau_3 \Psi + \Delta \Psi^\dagger \tau_1 \Psi, \\ \rho_0 &= e \Psi^\dagger \tau_3 \Psi, \quad \mathbf{j}_0 = e \Psi^\dagger (\mathbf{p}/m_e) \Psi \end{aligned}$$

ただし, e, m_e はそれぞれ電子の電荷と質量です. すべての \mathbf{p} で, $\psi_p|0\rangle = 0$ を満たす $|0\rangle$ が, BV の基底状態です. 実は全電荷は H_0 と交換可能ではありません^{->7)}. 問題はここなのです. つまり, 連続の方程式が成り立っていないことになるわけです. ところが, BCS-BV の基底状態に導くのと同じ相互作用からは, 準粒子とは別の集団的励起 f も導かれること, そして, それが電荷-電流密度に寄与して連続の方程式を回復させる役割を果たすということが分かってまいりました. 電荷, 電流密度の正しい式は次のようになります.

$$(3) \quad \begin{aligned} \rho &\simeq \rho_0 + \frac{1}{\alpha^2} \partial_t f, \\ \mathbf{j} &\simeq \mathbf{j}_0 - \nabla f, \\ \left(\nabla^2 - \frac{1}{\alpha^2} \partial_t^2 \right) f &\simeq -2e \Delta \Psi^\dagger \tau_2 \Psi. \end{aligned}$$

先ほど触れた NG モードというのはこの f に他ならないのでして, 物理学的に言って, これこそが失われた対称性を回復するように働く励起です. この事実, 長波長極限で f がグローバルな対称変換を引き起こすため, その励起エネルギーがゼロになるという性質に反映しているのであります. ^{->8)} さらに, この NG モードと電子間のクーロン相互作用は長距離で働くという性質を共有している結果として互いに混じり合い, 振動数が

$$(4) \quad \omega_p^2 = e^2 n / m_e$$

で定まる, よく知られているプラズモンに変容するという現象が起きます. ただし, n は電子の密度です.

BV 方程式の形は実はディラック方程式と大変よく似ております. ^{->9)} このアナロジーに気がついたことから, 私はごく自然に BCS 理論から素粒子物理へと戻ることになりました [9]. そうすると, エネルギーギャップ Δ に対応するのがディラック方程式に現れる質量 M ですので, 壊れる対称性はカイラリ

ティーということになります。つまり、通常の電荷では ~ 1 であったところが、 $\sim \gamma_5$ に置き換わり、BCS理論の電磁的ベクトル流に相当するのは軸性流に他なりません。

もしも、この考え方を核子に適用し、カイラリティーが自発的に壊れた対称性であるとの仮定のもとで、4元運動量 p と p' の核子状態間での軸性流の行列要素の可能な形を調べると、核子の質量を M として、

$$(5) \quad \Gamma_{\mu 5}(p', p) = \left(\gamma_\mu \gamma_5 - 2M \gamma_5 \frac{q_\mu}{q^2} \right) F(q^2), \quad q_\mu = p'_\mu - p_\mu$$

となります。この結果によれば、ゼロではない一つの有限な値の核子質量 M がカイラル対称性と両立するには、その前提として、擬スカラーのNGボソンの存在が必要であることとなります。 $\rightarrow^{10)}$ 擬スカラー粒子としてはパイオンが現実に存在していますし、さらに、核子とパイオンの弱い相互作用によって引き起こされる崩壊（弱崩壊）反応に参与するベクトルおよび軸性ベクトルの相互作用において、

$$(6) \quad g_V \simeq g_A, \quad g_\pi \simeq \sqrt{2} M g_A / G$$

という性質が判明しておりました。ここで g_V と g_A は、それぞれ、ベクトル流、軸性流と核子との結合定数、 g_π はパイオンの軸性結合定数、 G はパイオンと核子の結合定数です。このうち、2番目の式はゴールドバーガー-トリーマン関係式[10]と呼ばれていたものでありまして、核子の弱崩壊を表す行列要素の軸性ベクトル流部分が

$$(7) \quad \Gamma_{\mu A}(p', p) \simeq \gamma_\mu \gamma_5 - 2M \gamma_5 \frac{q_\mu}{q^2 - m_\pi^2}, \quad q_\mu = p'_\mu - p_\mu$$

と書けることを意味しています。 $\rightarrow^{11)}$ この式を(5)と比べてみますと、パイオンの質量 m_π があるのが違うだけです。そこで私は、 m_π は M と比較すれば十分に小さいという事実に思いを巡らし、結局、次のような仮説を立てるに至りました。 $\rightarrow^{12)}$ 軸性流は近似的に保存されていて、核子の質量はSSBによって生成される、そして、パイオンこそが対応するNGボソンである。つまり、軸性流が正確に保存する極限では、パイオンはNGボソンとして質量がゼロになると考えようというわけです（この極限では当然陽子と中性子の質量も等しいです）。

この仕事に引き続き、私が提案する SSB を具体的に実現する一つの模型について詳細に調べたのが、ヨナ=ラシニョと共著で発表した論文 [11] です。→¹³⁾ この模型は BCS 模型と形式的によく似た形をしております。ラグランジアン密度は

$$(8) \quad L = -\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi + g\left[(\bar{\psi}\psi)^2 - (\bar{\psi}\gamma_5\psi)^2\right]$$

で、粒子数の位相変換、および、カイラル変換

$$(9) \quad \begin{aligned} \psi &\rightarrow \exp(i\alpha)\psi, & \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi}\exp(-i\alpha) \\ \psi &\rightarrow \exp(i\gamma_5\alpha)\psi, & \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi}\exp(i\gamma_5\alpha) \end{aligned}$$

の両方に対してそれぞれ不変です。SSB が起こりますと、 ψ が表わす“核子”は $M \sim 2g\langle\bar{\psi}\psi\rangle$ 程度の質量を持つこととなります。この模型は繰り込み不可能という問題はあるのですが、→¹⁴⁾ その代わりに SSB 機構が成り立つことは、容易に示して見せることができます。→¹⁵⁾ 生成される質量 M は“ギャップ方程式”

$$(10) \quad \frac{2\pi^2}{g\Lambda^2} = 1 - \frac{M^2}{\Lambda^2} \ln\left(1 + \frac{\Lambda^2}{M^2}\right)$$

によって定まります。ここで Λ は切断運動量です。また、核子-反核子（中間子）および核子-核子対（2核子バリオン）のスピンゼロおよびスピン1の結合状態も導かれます。特に、 0^- ($\sim\bar{\psi}\gamma_5\psi$) と 0^+ ($\sim\bar{\psi}\psi$) の中間子質量は、それぞれ $0, 2M$ という結果が得られました。また、これらの結果をより現実に近づけようという目的で、(8) の拡張として2種類のフレーバーを備えた模型についても考察いたしました。→¹⁶⁾

$$(11) \quad L = -\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi + g\left[(\bar{\psi}\psi)^2 - \sum_i (\bar{\psi}\gamma_5\tau_i\psi)(\bar{\psi}\gamma_5\tau_i\psi)\right].$$

ギャップ方程式は前と同様な形になり、それからアイソベクトルの 0^- パイオンとアイソスカラーの 0^+ 状態が得られます。パイオンの現実の質量値は、ラグランジアンに 5MeV のオーダーの小さな裸の質量項をあからさまに加えると説明できますし、さらに、それにより軸性結合定数 g_A の値も正しい方向に変化いたします。

ところで、BCS 型の SSB の他の例 $\rightarrow^{17)}$ として、 ${}^3\text{He}$ の超流動や原子核中での核子の対相互作用 [12] が知られています。そうした BCS 型の理論ではフェルミオンとボソンの間で、質量に関して単純な関係が一般的に成り立ちます [13]. $\rightarrow^{18)}$ さらに、BCS 理論は電磁場に対するロンドン質量の生成をも説明できるのです。この問題は、ヒッグスのスカラー場を導入すると大変考え易くなります [14]. $\rightarrow^{19)}$ ロンドン質量を m_L として、相対論的な取り扱いでロンドン関係式に相当するものは、運動量空間で

$$(12) \quad \begin{aligned} j_\mu(q) &= -K_{\mu\nu}(q)A^\nu(q), \\ K_{\mu\nu}(q) &= \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right)K(q^2), \\ K(q^2) &\simeq m_L^2 \frac{q^2}{q^2 - m_L^2} \end{aligned}$$

と表せます。この 3 番目の式が、(4) に対応して起きている機構、つまり、質量ゼロの NG ボソンが有限な質量の“プラズモン”に変容する効果を表しております。これが電弱統一理論であるワインバーグ-サラム (WS) 理論 [15] において弱ゲージボソンに質量を与えるのに応用され、成功を収めました。 $\rightarrow^{20)}$ その場合、同時にカイラル対称性が自発的に壊れ、フェルミオンの質量も生成されます。それはアップクォークとダウンクォークのいわゆる流れ質量 (current mass) なのでありまして、NJL 模型の場合で言えば、裸の質量に相当する役割を果たすものです。

さて、現在の素粒子物理の標準模型の立場から眺めてみますと、QCD との関係では、NJL 模型はいわゆる構成子質量 (constituent mass) $\rightarrow^{21)}$ の生成に関する有効理論と看做することができるだろうと思います。その場合は、切断エネルギースケール Λ (~ 1) GeV 程度以下の低エネルギーの自由度に注目することになります。そのもとでは Λ を超える短距離の力学的効果だけでなく、クォークの閉じ込めの効果も摂動として扱えるのです。この問題についてはたくさんの人によって幅広く研究がなされてきました。初田と国広のレビュー論文 [16] で採用されている有効ラグランジアンを次に示しておきましょう。 $\rightarrow^{22)}$

$$(13) \quad L = L_{\text{QCD}} \simeq L_{\text{NJL}} + L_{\text{KMT}} + \delta L$$

L_{NJL} がクォークの場の“流れ質量”項を含む NJL 模型です。 L_{KMT} は小林-益川-トホーフトのカイラル量子異常項

$$(14) \quad L_{\text{KMT}} = g_D \left(\det[\bar{q}_i(1 - \gamma_5)q_j] + h.c. \right)$$

です。つまり、この両方がカイラル対称性のあからさまな破れに寄与するわけです (δL が閉じ込めと 1 グルーオン交換の効果を含みます)。

一方、WS 理論は、超伝導をギンツブルグ-ランダウ理論 [17] で記述するのに類似しております。実際、後者は BCS 理論から導かれることがゴルコフ [18] により示されております。それと同様に考えますと、NJL 模型からはゲルマン-レビの模型 [19] に移行することになります。 $\rightarrow^{23)}$ もしこのアナロジーが本当だとしますと、ヒッグス場は背後にあるべき力学を有効理論の意味で記述するものと言えるのではないのでしょうか。 $\rightarrow^{24)}$

最後に質量の階層構造の問題に触れて今日の話の結びとしたいと思います。階層構造は宇宙の際立った特徴の一つです。確認されている基本的フェルミオンの質量のオーダーは、実に 11 桁に渡って広がる階層をなしています。もちろん、電荷やスピンとは異なり、質量は単純な規則性を持って量子化されているわけではありません。質量は相互作用の効果も寄与して定まる力学的な量であるからです。しかし、量子力学に繋がった水素原子のスペクトルであるとか、あるいは、双対弦理論に導いたレッジ軌跡 $\rightarrow^{25)}$ のような意味でのパターンのようなものは、私どもには未だに見えておりません。

すでに前に触れたことと関係しますが、BCS 機構はこの問題に関わってくると思います。それによってフェルミオンの質量ギャップが生成されるだけでなく、NG ボソンやヒッグスモードのような低階層にあるボソン状態が生み出されるわけです。このボソンがさらなる SSB の引き金となる役割を果たし、階層的な SSB をもたらす、“タンブリング” [20] と名付けられるような一連の繋がりが起きている可能性が考えられます。実際、そうした例はすでに存在しているのであります。 [21] : $\rightarrow^{26)}$

1. 原子 — 結晶 — 音子 — 超伝導，という繋がり。結晶生成にとっての NG ボソンが音子で、この音子 (phonon) によって誘起される電子のクーパー対が超伝導を引き起こす。

2. QCD — クォークとバリオンのカイラルSSB — π, σ , 他の中間子 — 原子核の生成と核子の対相互作用 — 原子核の集団モード, という繋がり. これについては, さらに詳しい説明の必要はもうありません.

本講義の準備で助力していただいた, G. Jona-Lasinio に深く感謝申し上げます.

参考文献

- [1] たとえば, Y. Nambu, *J. Phys. Soc. Japan*, 76 (2007), 111002 を参照してください.
- [2] W. Heisenberg, *Z. Phys.* 77 (1932), 1.
- [3] C. N. Yang and R. L. Mills, *Phys. Rev.* 96 (1954), 191.
- [4] この名称は, M. Baker and S. Glashow, *Phys. Rev.* 128 (1962), 2462 に由来します.
- [5] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.* 108 (1957), 1175.
- [6] N. N. Bogoliubov, *J. Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R.)* 34 (1958), 58. この式は, 彼が *J. Phys. (1947)* Vol. 11. No.1, 23-32 で, 元々は超流動の記述のために最初に導入した変換式のフェルミオン版と言えるものです.
- [7] G. Valatin, *Nuovo Cimento* 7 (1958), 843.
- [8] Y. Nambu, *Phys. Rev.* 117 (1960), 648.
- [9] Y. Nambu, *Phys. Rev. Lett.* 4 (1960), 380.
- [10] M. L. Goldberger and S. Treiman, *Phys. Rev.* 110 (1958), 117.
- [11] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, *Phys. Rev.* 122 (1961) 345; *Phys. Rev.* 124 (1961), 246. この模型を私が最初に発表したのは, 理論物理学中西部地区会議における講演 “素粒子の超伝導模型とその帰結” においてでした. *Proceedings*, eds. F. J. Biedenhahn *et al.*, Purdue University, 1960, p. 1.
- [12] A. Arima and F. Iachello, *Phys. Rev. Lett.* 35 (1975), 1069; *Ann. Phys.* 99 (1976), 253.

- [13] たとえば Y. Nambu, *Physica* 15D (1985), 147; *Phys. Lett.* 201 (1988), 1.
- [14] P. W. Anderson, *Phys. Rev.* 130 (1963), 439; F. Englert and R. Brout, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), 321; P. W. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), 508.
- [15] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967), 1264; A. Salam, in *Elementary Particles*, Almqvist Förlag AB (1968), 167.
- [16] T. Hatsuda and T. Kunihiro, *Phys. Rep.* 247 (1994), 221.
- [17] V. I. Ginzburg and L. D. Landau, *J. Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R.)* 20 (1950), 1064.
- [18] L. P. Gor'kov, *J. Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R.)* 36 (1959), 1918.
- [19] M. Gell-Mann and M. Lévy, *Nuovo Cimento* 16 (1960), 705.
- [20] S. Raby, S. Dimopoulos, and L. Susskind, *Nucl. Phys.* B169 (1980), 373.
- [21] Y. Nambu, *Nucl. Phys.* A638 (1998), 35c.

(日本語訳文責：米谷民明)

解 題

米谷民明*

1)

南部は戦後東大に戻ってから物理学科の嘱託職に就いた。1947年頃、先輩の久保亮五が率いる東大物性論グループの影響で、強磁性に対する Ising 模型の Onsager の厳密解に取り憑かれ、生成消滅演算子を用いて解法を簡単化する方法を見つけた（統計力学の専門家、伏見康治等の激励もあり、後に出版：Y. Nambu, *Prog. Theor. Phys.* 5(1950)1）。それが自分にとって「最初の成功」だったと述べている（南部陽一郎，“わが研究の思い出：素粒子論研究”，日本物理学会誌 32(1977)773）。さらに同じ回想の中で「いわゆる統一理論の夢にわれわれは一步近づいてきた。私自身の感想を述べれば、これを可能ならしめたのは、素粒子物理と固体物理との類似性、即ち真空が普通の物質的媒質と非常に似ていることだとおもう。この類似性の程度は私が超伝導模型をはじめたときの予想をはるかに超えたものになってしまった。Weinberg-Salam の W 粒子の理論をはじめ、ハドロンのひも模型や単磁極に至るまで、超伝導、超流動の現象に緊密な対応が見られるのはおどろくべきことである」と、凝縮系物理分野との交流による双方向の実りを強調している。この思いが本講演の副題にも反映していることは指摘するまでもないだろう。

また、対称性の自発的破れ (SSB) とは直接関係するわけではなく、本講演では触れられていないが、統計力学が動機になって生み出され、後に弦理論 (M 理論) にも影響を及ぼしている仕事（‘南部力学’と呼ぶ）“Generalized Hamiltonian Dynamics”, Y. Nambu, *Phys. Rev.D*7(1973)2405 がある。南部の他の多くの仕事は、本解題でもその都度触れるように、ほぼ同時期に他の研究者によっても独立に成されていることに現れているが、その時代の研究の流れとの緊密な相互作用によって生み出されたものである。これとは異なり、『南部力学』はそのような相互作用がほとんど認められないと言えるほど、極めて独創的で特異的な仕事である。若い頃から流体力学にも強い関心を寄せていた南部は、晩年近

*東京大学名誉教授

くになり流体力学との関係も深い南部力学に立ち返り、その量子化を通して太陽系の惑星軌道の分布（Titius-Bode の法則）の説明に応用しようと試みていた。本講演の最後に議論されている質量の階層性から、より幾何学的な空間構造の階層性にも思いを馳せていたのかも知れない。

なお、『南部力学』は読者の多くには馴染みがないかも知れない。興味があれば、訳者の解説、米谷民明，“南部力学と南部括弧”，日本物理学会誌 72(2017),231, を参照していただきたい。また，PTEP でも特集企画，“Recent Development of Nambu Mechanics in Physical Systems of Micro to Macro Scales I”, *Prog. Theor. Exp. Phys.* 12(2021)12月号，として取り上げている。

2)

解題 1) で引いた 1977 年の南部の回想の最後近くに「私は Heisenberg が物理学の本質は対称性の原理であるとどこかで言っていることをちらと思い出した」とある。南部の仕事の多くは何らかの形で対称性と深く関わる。言うまでもなく、対称性は西欧の科学的思考の原点からすでに支配的な意味を持っていた。近代物理学の意味で対称性を積極的に用いて物質の性質を調べるための普遍的方法論であることを明確にした最初の人、南部自身も [1] で触れているが、P. Curie であったようだ（たとえば、日本語の成書では『ピエール・キュリー伝』（キュリー夫人著、渡辺慧訳、白水社、1959年）第3章、特に p.46–60 を参照）。彼の磁性体磁気の温度依存性（キュリー-ワイスの法則、キュリー点）の研究は、本講演で触れられている物質の SSB、特に温度依存性（本文 3 ページ目の性質 3.）と直接関わる。また、彼が定式化した対称性に関する考え方に関する 3 原理のうちの一つ「ある結果が非対称を現すときは、この結果を引き起こした原因においてこの非対称が再発見されねばならない」は、「原因」の追求に関して、精神的な意味で SSB と繋がる側面を持っていたと言えよう。現代物理につながる意味での SSB の最初の理論的例こそ、P. Debye の結晶の比熱の理論（1912 年）であろう。無限に大きい結晶格子の振動数に限りなく小さい値が可能であるのは、本文でも何度か触れられているように、まさに連続的並進対称性の自発的破れによる NG の存在に対応する。

そして、対称性をそれまでの段階とは全く違う新たな仕方で新たな理論を構築するための指導原理（相対性理論、特に、一般相対性理論）とすることによ

り、物理学のページを改め後世に最も大きく影響した物理学者は、言うまでもなく Einstein である。さらに、量子力学においてその後を継いだ多くの物理学者を代表するのが、Heisenberg、並びに本講義の中盤から重要な役割を果たす Dirac である。Heisenberg はアイソスピンの提唱者 [2] であるだけでなく、スピン交換力による強磁性体の模型 (1928 年) を提唱し、最も典型的な SSB の量子力学的起源の発見者でもある。一方、あからさまには引用されていないが、Dirac の場合、本講演内容にとって特に重要な点の一つは、真空がただの空でないこと (本文 3 ページ目) を最初に明らかにしたのが、電子の相対論的場の方程式 (1928 年)、つまり、Dirac 方程式の時空間反転不変性に対応する負のエネルギー解の物理的解釈から生み出された Dirac の海 (Dirac sea \rightarrow 真空のエネルギー \approx フェルミ面, 1930 年) のアイデア、そして空孔としての反粒子の概念であったことだ。これこそが、南部が着眼した BCS 理論と Dirac 方程式のアナロジー (本文 5 ページ, 解題 9 参照) に導くのに最初の契機を与えるものであった。

もちろん、Dirac の海の解釈は現在の標準的な量子場における振動因子 $e^{\pm i\omega t}$ の符号とその係数としての粒子と反粒子の生成消滅演算子を最初から完全に対称的に取り扱う立場からは不要であるが、粒子・反粒子対の生成消滅による真空のゆらぎの概念はそのまま成り立つし、南部のアナロジーも少し概念を入れ替えればそのまま成り立つ。対称的扱いは、私が知る限りでは、最初、W. H. Furry and J. R. Oppenheimer, *Phys. Rev.*45(1934), 245 において定式化された。この方法は、E. Majorana の 1937 年の論文で別の観点から再発見され、さらに粒子と反粒子の区別がつかない fermion, いわゆる Majorana 粒子, の可能性が指摘された (ちなみに、Majorana の 1937 年論文はイタリア語で発表されたものだが、L. Maiani による英訳が本誌, 素粒子論研究 63(1981),149 に出版されている)。Dirac の海のアナロジーは boson にはそのままでは通用せず、例えば、Klein-Gordon 場では使えないが、対称的扱いは統計性に依存せず、より高い普遍性を持つ。

3)

Heisenberg [2] が核力に関して提唱したアイソスピン (元はアイソトピックスピン) 対称性は、対称性の変換が時空全体で共通の大局的対称性であった。これは現実には近似的な類似性であったものの背後に対称性を見つけようとする方

向である。核力だけに制限すれば正確に成り立つ対称性であるとの仮定により湯川中間子論（1935年）でも核力の理解を進めるための基本的指針の一つとなっていた。この湯川の仕事には、1年前のFermiの β -崩壊の論文が大きな刺激になったことがよく知られている。実際、そこでは、原子中の電子状態の変換に伴って光子が放出される機構とのアナロジーに基づき、アイソスピン第3成分の変化という「核子状態」の変換に伴って電子とニュートリノの放出が起こるという描像が提唱されていた意味で、やはり、アイソスピンの考え方が背景にあったのである。南部はFermiの仕事には触れていないが、Fermi（弱い相互作用）と湯川（強い相互作用）のこの二つの仕事が現代的な意味での素粒子論の出発点になったと言える。

一方、一旦大局的対称性として確立した対称性から出発して、さらに、対称性の変換を時空の各点で独立に行う局所的対称性に拡張することをゲージ化と呼ぶ。南部は最初の方向に比べてこちらの方を「逆方向」として考え方の違いを強調したわけである。ゲージ化を行うと、粒子の時空中での運動自体（静止状態でも時間が進むという意味での一般化された運動）が粒子場の局所的な対称変換が起こすことに対応してゲージ粒子（ゲージ場）の放出・吸収が必然的に起こり、それによって粒子間の相互作用が記述できる。ゲージ化により普遍的な対称性に基づき相互作用を記述しようとする考え方をゲージ原理と呼ぶ。対称性によって相互作用という力学をも支配できるというのは確かに非常に魅力的な考えである。広い意味での（つまり、方法の詳細の違いはさておいて）ゲージ化の最初の成功例こそ、特殊相対性理論から一般相対性理論への拡張であったし、また電磁相互作用のゲージ原理に基づいた理解であった。しかし、どちらもゲージ粒子がゼロ質量の長距離力であることが共通であった。ヤン-ミルズ（Yang-Mills）理論 [3] は核力（＝強い相互作用）のアイソスピン対称性SU(2)のゲージ化を提唱したものだが、強い相互作用を含む素粒子の基本相互作用のゲージ理論的定式化、そして、ひいては標準模型への出発点になった仕事である。だが、強い相互作用は短距離力で、それを現実に適用するには単純には質量項を含めなければならず、ゲージ不変性が壊れてしまう。この困難のため、Yang-Mills理論には当初Pauli等による厳しい批判があったことがよく知られている。

歴史的には、非アーベル群の内部対称性のゲージ化に関しては、最も初期の

アイデアとして O. Klein の先駆的な論文 (1938 年) がある。また, 1950 年代前半に Yang-Mills と独立に同様な考えをいただいた研究者が他にも複数いたこともよく知られている (YM 理論批判の急先鋒であった W. Pauli 自身に加え, 内山龍雄, R. Shaw, ...)。これらゲージ理論の歴史と関連文献については L. O’Raifeartaigh, “The Dawning of Gauge Theory”, Princeton Univ. Press を参照するとよい。

本講演では触れられていないが, 非アーベル群の場合にはゲージ場自身の自己相互作用による非線形性が効いて (より正確には, 格子正則化した理論や非自明な古典解の励起によりゲージ群がコンパクト群として振る舞う場合, アーベル群でも非線形性が効いてくる), 質量が量子的な非摂動的機構により力学的に生成される可能性がある。本講演でも最後に触れている現在の標準模型の QCD では, アイソスピンではなくクォークのカラー SU(3) 対称性をゲージ化し, ゲージ不変性を壊さずに (むしろ, ゲージ不変性が最も高度な仕方で実現されているために) 実際に有効的な意味で質量が生成されハドロンの質量スペクトルが説明できることが実質的に数値実験等により確立されている (ただし, 数学的な意味で厳密に証明されているわけではない。摂動論的な性質としては漸近自由性がこれと密接に関係する)。その結果としてクォーク質量がゼロの極限では大局的カイラル対称性が成り立ち, それが自発的に壊れた真空が実現される。本講演でも後に強調されるように, NJL 模型はこのような QCD での質量生成機構が示す特徴のうち, カイラル対称性の SSB による核子質量の生成に関しては低エネルギー有効理論の役割を果たすと, 南部は考えていた。

一方, ヒッグス (Higgs) 機構は, ゲージ対称性のうちの無限遠まで広がるグローバル変換に対応する大局的な部分が自発的に壊れて実現する場合に生じる NG ボソンとゲージ場が混合することによって (従って QCD とは別の仕方で) ゲージ場の質量の生成が起こる現象である。このとき, NG ボソンは最初から質量の種としての独立な力学的自由度として導入されたヒッグス場から生じる。しばしば簡単に “ゲージ対称性が自発的に壊れる” というような表現がされることがあるが, 局所対称性 (無限遠での対称変換が恒等変換に等しい) としてのゲージ不変性が壊れているわけではないことに注意しなければならない。実際, 本講演の前半で触れられる南部自身や他の研究者による BCS 機構におけるゲージ不変性の追求もそれを確かめることが目的であったのである。

歴史的観点からさらに触れておくと, クォーク模型以前の段階で, [3] に基

づき、現実の強い相互作用をアイソスピン対称性 $SU(2)$ のゲージ化（より正確にはバリオン数、および‘奇妙さ’とバリオン数の適当な組み合わせ“hypercharge”も同時にゲージ化しているので、ゲージ群は $SU(2) \times U(1) \times U(1)$ ）によって定式化しようとした桜井純（実は、当時、南部とシカゴ大学で同僚）の勇敢な試みがあった（J. J. Sakurai, “Theory of Strong Interactions”, *Ann. Phys.* 11(1960)1）. このアイデアは vector dominance と呼ばれて当時の強い相互作用の研究に大きな影響を及ぼした. 彼は「 B 質量 ([3] ではゲージ粒子は b 量子と名付けられている) の問題のために理論を諦めるのは、量子飛躍 (“quantum jumps”) に関わる困難のせいで Bohr の原子模型を諦めてしまうのと同じくらい惜しいことだ」(拙訳) と述べ、質量問題にも拘らずゲージ原理を追求することの重要性を強調している. 解題 20) で触れるように、この仕事は、[14] のアンダーソン (Anderson) の論文 (Higgs 機構に関する先駆的工作) の動機になっているという意味でも、実は本講演の内容とも深く関係するし、南部自身にも少なからぬ影響を与えていた. これに関連しては、南部の述懐「対称性の破れを伴うゲージ原理の本当の意義は、桜井や私が考えていた強い相互作用ではなく、実は弱い相互作用に見出されるべきであったことが、その後明らかになったのである」(拙訳) がある (Y. Nambu, “Gauge principle, vector-meson dominance, and spontaneous symmetry breaking”, in *Pions to Quarks—Particle physics in the 1950s*, eds. L. M. Brown et al. Cambridge Univ. Press, 1989, p. 639). 南部のこの述懐はその後のゲージ理論の標準模型への発展の錯綜し、皮肉に富む経過を反映するものである. このように、ある特定の現象を説明するために提唱されたアイデアが、結果的には様々な変遷を経て、実際には最初の提唱者の視野には入ってなかったような異なった対象や異なったスケールにおいて本質的な役割を果たすというようなことは、物理学の歴史ではよく起こっていることである. 上に述べたように、強い相互作用のゲージ理論である QCD は、ゲージ対称性が最も高度に実現しているとされる (大局的なゲージ変換に対してさえも不変な状態のみしか物理的スペクトルに現れない) 理論であり、その意味では (真空自体が大局的ゲージ変換で不変ではなく無限に縮退している) SSB とは対極にあると言える. だが、それは 70 年代の中盤から後半になってやっと一般に認識されてきた見方なのである. より詳しくは解題 21) を参照していただきたい.

また、さらにこうした背景に関連して付け加えさせていただくと、訳者の

個人的な体験で恐縮だが、私は QCD (1973 年) が提唱される数年前の大学院修士課程の頃、桜井論文を知って大きな感銘を受け、博士課程での研究テーマとして、最初は強い相互作用の現象論的模型として生まれた双対共鳴模型 (後に弦理論に発展, 解題 25) 参照) におけるゲージ原理の役割, そして、さらに一般相対性理論との関係へと思いを巡らすきっかけになったことを思いだす。今から見れば現代的な「ゲージ/重力対応」の芽がそこにあったと言えるが、それが 1/4 世紀を経て当初の段階では夢にも想像つかないような新たな展開に繋がった。

最後に南部の述懐で一言触れられている弱い相互作用へのゲージ原理の応用の試みについても簡単に触れておこう。例えば、広く知られているわけではないが、弱い相互作用の V-A 流を SU(2) 群に基づくゲージ場と結合させるカイラルゲージ理論につながるものとしては、最も初期の (桜井による強い相互作用への応用に先行してなされた) 仕事として S. Bludman, “On the Universal Fermi Interaction”, *Nuovo Cim.* 9(1958) がある。また、SU(2)×U(1) ゲージ群により電磁相互作用と弱い相互作用と統一する初期の試みとして S. L. Glashow, “Partial Symmetries of Weak Interaction”, *Nucl. Phys.* 22(1961), 579 はよく知られている。もちろん、これら初期の仕事は桜井論文と同様にゲージ場 (およびフェルミオン) の質量を与える正しい方法を欠いている。その解決には上で触れたゲージ理論における SSB を用いる Higgs 機構に基づいて初めて弱い相互作用の短距離力と電磁相互作用の長距離力を両立させることに成功した Weinberg-Salam 理論 (1967 年) まで待たなければならなかった (解題 20, 23) 参照)。そして、その意義が一般的に認識されるには 70 年代のゲージ理論の量子化に関する進展が必要で、さらに 4~5 年を経る必要があったのである。

4)

このように異なる電荷の状態が重ね合わさったような状態は、電荷を観測するたびに異なる結果を招き、そのままでは量子力学における電磁相互作用の記述にはどうしても欠かせないゲージ不変性を成り立たせることは不可能になり、電荷の保存則も成り立たない。しかし、そもそもゲージ不変性が成り立っていないように見える理論で超伝導に特有な電磁現象を本当に正しく扱えるのかというのが、南部の抱いた疑問である。最初からゲージ不変性を放棄してしまう

なら、そもそも質量はいくらでも手で加えることができ無意味になってしまうから、これは当然の疑問であった。

一方、マイスナー (Meissner) 効果は超伝導体 (つまり、抵抗がゼロ、言い換えると電気伝導率が無限大の物質) を磁場中に置くと、磁場の強さがある臨界値を超えない限り内部に侵入できないという超伝導に特有な電磁的現象の典型例である。これは超伝導体の表面に反磁性電流と呼ばれる一種の (電気伝導率が無限大で可能な) 永久電流が生じることによって起こる。特に第2種と呼ばれる超伝導体の場合は、ある臨界値の強さから磁場が細い渦糸の形で内部に侵入した状態が可能になる。その場合、渦糸の周りに巻きつくように反磁性電流が発生する。このため、もし仮に磁気単極子が存在するとして、それが超伝導状態に侵入することが可能な場合には、磁束の保存のため磁気単極子には必ず渦糸が付随すると考えられる。特にもし反対符号の磁気単極子の対があるなら、それらは渦糸で結ばれるため、そのエネルギーは磁気単極子対の距離に比例し対を無限に遠くまで引き離すことが不可能になる (磁気単極子の閉じ込め) という特徴的現象が起こると考えられる。後出のように、Meissner 効果は、相対論的な場の理論の立場からは Higgs 機構によって電磁場が有効的に質量を獲得する機構と本質的には同じである (詳しくは解題 19,20 を参照)。その場合も渦糸の解が存在でき、その運動は一種の紐の力学で扱える (H. B. Nielsen and P. Olesen, "Vortex-line models for dual strings", *Nucl. Phys.* B61(1973), 45)。南部の先の疑問はこのような理解が得られる以前の段階のものであるが、そこから 1960 年代から 70 年代にかけてこのような描像が生み出されるのにも繋がってゆく。

5)

ゲージ不変性の問題は、当然、当時多くの研究者を悩ました。BCS の著者の一人、Bardeen 自身も問題点を指摘する論文を書いている。これを反映し、[8] にはゲージ不変性に関連して当時までに発表されていた多数の論文が引用されている。BCS 理論では、ベクトルポテンシャルの縦波成分が正しく取り扱われていないのが原因で、(局所) ゲージ不変性が成り立っていないことが明らかにされたのである。1977 年の南部の回想の中の一言を引用すると、「その間に Bogoliubov, Anderson などの専門家がどんどん BCS 理論を精密化していった。」

実際、すぐ後で出てくる集団モード f の存在についても、最初に Bogoliubov[6] によって指摘されていた。それらに比べて少し遅れはしたが、[8] では、ゲージ不変性の回復へ向けて、量子電気力学で発展した (Feynman-Dyson の) 方法を用いて電荷の固有状態ではない準粒子の力学での“輻射補正” (電磁場の量子的揺らぎの効果) を取り入れて独自の定式化を与えた。

ただ、これらはもちろん大変重要な理論的進展であることに変わりはないが、BCS の主要結果そのものに実質的に大きな影響をもたらすものではない。すぐ後に出てくるように、縦波成分は電子対集団モード (NG ボソン) と一緒になって (有限質量の) プラズマ振動になり、十分に低エネルギーでは定性的な意味で無視できるためである。

6)

相対論的な場の理論の枠内で大局的な対称性が自発的に壊れた仕方で実現する場合、必然的に質量ゼロモードが現れることを、南部の仕事の影響の下で、一般的に示したのが、J. ゴールドストーン (Goldstone) である (Goldstone の定理: J. Goldstone, *Nuovo Cimento* 19(1961) 154; J. Goldstone, A. Salam, and S. Weinberg, *Phys. Rev.* 127(1962)965, 公理的な厳密な定式化に関しては次の解題 7) を参照のこと)。彼の最初の論文では、場の理論における SSB の最も簡単で物理的イメージが明確な例として ϕ^4 型のスカラー場の場合も含めて論じている。ただし、局所的なゲージ対称性を持つ理論では、Higgs 機構によって NG モードがゲージ場の一部と混合し、ゼロでない質量のゲージ粒子を生成する (すでに解題 4) で触れたように Meissner 効果の相対論版)。なお、Goldstone はフェルミオン多体系に Feynman グラフの方法を最初に適用した (1957 年) パイオニアの一人である。

7)

全電荷が H_0 と交換可能でないのは、 H_0 の第 2 項のためで、 $[\tau_3, \tau_1] = 2i\tau_2$ に対応し、 ρ_0, \mathbf{j}_0 は $\partial\rho_0/\partial t + \nabla \cdot \mathbf{j}_0 = 2e\Delta\Psi^\dagger\tau_2\Psi$ を満たす。右辺がゼロではないため、連続の方程式が成り立たない。記号 Ψ は電子と空孔を合わせて 2 成分の場の演算子を表すが (本文では (1) の波動関数と場の区別がされていない)、すぐに後で出てくる Dirac 方程式との類似性を明白化する意味で重要であった (解題 9) 参照)。スピンとのアナロジー自体は、[8] でも引用されているように、Anderson

(P. Anderson, *Phys. Rev.*112(1958)1900) も気がついていて、ほぼ同等な物理的結果を異なる方法（乱雑位相近似の方法）で先行して導いている。だが、彼の取り扱い方では記号の使い方から見ても Dirac 方程式との関係に思い至るのは難しそうである。[8] では南部自身も Dirac 方程式との関係についてはまだ直接的には言及していない。しかし、Dirac 場に親しんだ目で (2) を見るなら、その 2 成分を Dirac 場の chirality の違いに対応させると、Dirac 方程式との類似性は明らかである。実際、解題 1) で触れた 1977 年の回想によれば、南部にとって「これから先は Dirac 粒子の質量と超伝導体のエネルギーギャップとの類似に至るのは一足とび」であった。素粒子物理と凝縮系物理の両方に確固とした足場を持っていた南部にしてこそその独自の着眼であった。

ただ、もちろん、新しいオリジナルなアイデアにはいつもそれなりに抵抗もあることは避けられない。基底状態＝真空が無限に縮退する結果として NG モードが導かれると、数学的に厳密な場の理論の定式化を目指す、いわゆる『公理論的場の理論』や厳密な散乱理論（S 行列の理論）の構成における（通常は真空の一意性と有限な質量ギャップの存在を暗黙の前提とする）標準的な基本公理とは一見抵触することになる。桜井論文との関連において解題 3) で引用した同じ回想には「私にとって恐らく最も勇気を要したのは、公理論における真空の性質に関するドグマへ挑戦する結果になったことだった」（拙訳）とある。関連して付け加えると、南部や Goldstone 等の仕事から 5 年ほどして、SSB の数学的に厳密な定式化が C^* 代数の理論に基づいて与えられている（D. Kastler, D. W. Robinson, and J. A. Swieca, *Comm. Math. Phys.* 3(1966),108.）つまり、南部にとっては一種の挑戦と感じられたものも、実は厳密なアプローチ側に逆方向に大きく影響を与えていた。これは SSB が無限に大きい自由度の系で生じる典型的で特徴的な現象であるから、その数学的に厳密な定式化も重要な課題になるため当然のことであった。

物理的なアナロジーを大切にして柔軟な思考を進めるところが、南部の仕事の独自性を特徴付けているように訳者には思える。南部自身あるインタビューで「何であれ、みかけ上のアナロジーがあれば、それを偶然のものと考えずに、その背後に本質的な、実体的な何かがあると考えたい」と述べている（南部陽一郎+H.D.Politzer, 『素粒子の宴』工作舎, 1979 年, p.163）。南部と訳者との個人的会話を思い起こしても、いつも何らかの意味でのアナロジーが話題になると

話が弾んだ。逆に南部にとってそのようなアイデアの面白さを感得できない場合なのか、驚くほど厳しい評価の言葉を聞いてびっくりすることもあった。後に解題 13) で触れる Heisenberg の非線形スピノル理論に対する南部の批判は、そのような厳しい評価の典型である。

8)

(3) の 3 行目の波動方程式はモード f が $\Psi^\dagger \tau_2 \Psi$ で表されるフェルミオン対を源とする励起であることを示す。 H_0 の中で電荷保存の対称性を壊すハミルトニアン H_0 の第 2 項に全電荷 $\int d^3x \rho_0$ (=大局的ゲージ変換の無限小生成子) を作用して得られるのが、この対であるという意味で、確かに失われた対称性の回復に対応する対称変換を引き起こす励起が f である。この f の寄与を加えて (3) の 3 行目の波動方程式が成り立つことにより連続の方程式が回復される。波動方程式の左辺には質量項がないため、特に時間依存性がない静的状態では集団モード f は、その源からの距離 r に関して $1/r$ 則で長距離に広がって分布する雲のような役割を果たすわけである。NG モードとクーロン相互作用の混合に基づいたプラズマ振動数 (4) の導出については解題 19) を参照のこと。なお、等式を表すのに \simeq 記号を用いているのは、もちろん、いくつかの近似、特にハートリー (Hartree) - フォック (Fock) 型の近似を行なった結果であるためである。また、 α について全く説明がないが、フェルミ面での運動量の大きさを p_F とすると近似的には $\alpha^2 \simeq p_F^2/3m_e^2$ で定まる定数である (つまり α がフェルミ面での電子速度に比例)。

ここの議論に関連した原文からの修正変更箇所について触れておく。原文では式 (2),(3) に電荷 e が抜けている (実は元論文 [8] でも、 e が抜けているのと正しく入っているのと両方の式が前半と後半で混在している)。 (4) にも次元が合わない誤植 (正しくは $e^2 n$ が、原文では en^2 となっている) がある。原文では電子の質量が m となっているが、後にロンドン質量も同じ m で表される。混乱を避けるため、訳文では電子質量を m_e に、ロンドン質量を m_L 、プラズマ振動数をただの ω から ω_p に変更した。これらの修正に伴い、 e, m_e 等の記号説明を該当箇所に移動したり、追加したりした。同様に、電子という粒子の固有の電荷、電荷密度、全電荷という異なる 3 つに対して全て単に 'charge' と同じ単語が使われているが、訳文では初学者の混乱を避けるため、一部では区別して表現した。

9)

質量 M の Dirac 方程式は、4 成分の Dirac 場 ψ をカイラリティ (chirality) $\gamma_5 = \gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_0$ の固有関数 ($\gamma_5\psi_{\pm} = \pm\psi_{\pm}$) として 2 成分で表されるの固有関数 ψ_+, ψ_- (Weyl スピノル) を合わせた 2 階建 $\psi = \begin{pmatrix} \psi_+ \\ \psi_- \end{pmatrix}$ にして表すと、運動量空間で (1) 式と酷似した

$$E\psi_+ = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}\psi_+ + M\psi_-,$$

$$E\psi_- = -\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}\psi_- + M\psi_+,$$

($E = \pm\sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}$) という 2 本の式になる (ただし、 $\boldsymbol{\sigma}$ は、 ψ_{\pm} それぞれの 2 成分スピノルに作用する Pauli のスピン行列). (2) のギャップ項 $\Psi^\dagger\tau_1\Psi$ が Dirac 場の質量項 $\bar{\psi}\psi = \psi^\dagger\gamma_0\psi$ に対応し (Dirac の負エネルギー電子の「真空海」の立場では、 $2M$ が実際にもエネルギーギャップに他ならない、つまり、[真空海 ~ 軸性流に関する超伝導基底状態] というアナロジー), 大局的位相変換 (無限小生成子: $\Psi^\dagger\tau_3\Psi$) をギャップ項に作用させると $\Psi^\dagger\tau_2\Psi$ が得られるのと同様に、大局的カイラル (chiral) 変換 (無限小生成子: $\bar{\psi}\gamma_0\gamma_5\psi = \psi^\dagger\gamma_5\psi$) を質量項に作用させて得られるのが $\bar{\psi}\gamma_5\psi = \psi^\dagger\gamma_0\gamma_5\psi$. 南部が 1 が γ_5 に置き換わると言っているのは、 $\bar{\psi}\psi$ と $\bar{\psi}\gamma_5\psi$ の関係のことである. (2) 式との対応で言うと、形式的なアナロジーは $\varepsilon_p \rightarrow \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}, \Psi \rightarrow \psi, \tau_1 \rightarrow \gamma_0, \tau_2 \rightarrow \gamma_0\gamma_5, \tau_3 \rightarrow \gamma_5$ である. また、(比例係数の電荷を除き) 電磁ベクトル流 (=4 元電流) は $j_\mu = \bar{\psi}\gamma_\mu\psi$, 軸性流は $j_{\mu 5} = \bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\psi$ と書けるのに注意.

10)

(5) の第 1 式の括弧内第 2 項の分母があるため、質量ゼロの NG ボソンが伝播した寄与と解釈できる。「前提」という言い方は、この解釈による. ただし、形状因子 $F(q^2)$ が $q^2 \sim 0$ の近傍で特異点を持たないスムーズな関数であることも暗黙の前提としていることに注意. この結果は軸性流が保存して連続の方程式 $\partial^\mu j_{\mu 5} = 0$ が成り立つという仮定のもとで核子に対する Dirac 方程式を用いて導かれる. 下の (6) 式に出てくる g_π は通常は f_π と書かれ、パイオン (pion) 崩壊定数と呼ばれることが多い. 軸性流との結合の強さが、レプトン (lepton) への崩壊確率を定めるためである (典型的には $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$). なお、原文では (5)

の最初の等式の次に $\bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}e^{-i\alpha}$ が挿入されている。これは前後の関係からしてここでは無意味で明らかな誤植なので削除した。

11)

軸性流と核子の結合は、軸性流の核子の行列要素 $\langle n, \bar{p} | j_{\mu 5} | 0 \rangle$ ($\propto g_A$) によって表される。状態 $|n, \bar{p}\rangle$ はパイオン状態 ($|\pi^-\rangle$) と結合する (強さが G) ので、低エネルギーではパイオンと軸性流の (パイオンの弱崩壊の振幅を与える) 行列要素 $\langle \pi^- | j_{\mu 5} | 0 \rangle$ ($\propto g_\pi$) を用いて近似的に $\langle n, \bar{p} | j_{\mu 5} | 0 \rangle$ を表すこともできる。両者の比較からゴールドバーガー-トリーマン (Goldberger-Treiman) 関係式が得られる。(7) の右辺第 2 項が中間状態としてパイオンが伝播する効果の寄与。元々 g_A の定義により、式 (5) では $F(0) = 1$ であることに注意。(7) 式が \simeq になっているのは、分散公式と呼ばれる S 行列要素の解析性に基づく数学的関係式を用いているとは言え、上で述べた中間状態以外の寄与が無視できるという大きな仮定が入っているため、実験事実との近似的な合致でしか正当化が困難な現象論的な関係とみなすべきものだからである。この導出については、 $g_V \simeq g_A$ も含めて、成書ではたとえば、K. Nishijima, *Fields and Particles: Field Theory and Dispersion Relations* (W. A. Benjamin, Inc., 1969, Ch. 8) に詳しく議論されている。また、GT 関係式を巡っての当時の研究者間のやりとりについて、Treiman 自身による興味深い回想がある (S. B. Treiman, “A connection between the strong and weak interactions”, in *Pions to Quarks*, eds. L. M. Brown et al., Cambridge Univ Press, p. 384. 解題 3) でも同書から南部の回想を引用した)。また、これらについての現代的な解説としては、たとえば Weinberg の教科書 S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields Vol. II* (Cambridge Univ. Press, 1996) 19.4 節 “Pions as Goldstone Bosons” がある。歴史についても触れられており、南部が果たした役割が強調されている。

12)

これは PCAC (Partially Conserved Axial Current) 仮説と呼ばれた。解題 10) で強調したように、PCAC 仮説は $F(q^2)$ が緩やかな関数であるという仮説を含む。PCAC については、南部の [9] とほとんど同時期に独立に Gell-Mann-Lévy [19] も実質的に同様な議論を場の理論の模型 (シグマ模型, より詳しくは後の解題 23)

を参照のこと)に基づき与えている。その前に核子とレプトンに共通に成り立つ弱い相互作用の普遍的性質を説明するために、アイソスピンベクトルの極性流が保存するという CVC (Conserved Vector Current) 仮説 (S. S. Gershtein and Y. B. Zeldovich, *Zh. Eks. Teor.Fiz.* 29(1955),698; R. P. Feynman and M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* 109(1958)193; J. J. Sakurai, *Nuovo Cim.* 7(1958), 649) が提出されていたが, PCAC はそれをアイソスピン軸性流にまで拡張したものと言える。いずれも, 弱い相互作用, およびその強い相互作用との関係に関する現象論的・実験的性質を対称性の観点から整理し説明しようとする試みから生み出されたわけである。 $m_\pi = 0$ の極限では, 核子の裸の質量はゼロで, CVC により通常の SU(2) 対称性が保たれるので, SSB により生成される陽子と中性子の質量は必然的に等しい。

南部自身の回想 (南部陽一郎, “素粒子物理の青春時代を回顧する”, 日本物理学会誌 57 (2002 年, 1 月号) p. 2) によると, 「1959 年キエフでのロチェスター会議で B. Toushek がニュートリノのカイラル変換性について講演したとき私はコメントとしてこのアイデアを初めて発表した, ソ連の惨めな状態のため会議の議事録が出るのに 2 年もかかっている。」(南部自身は実はこの発表のことを長い間忘れていたが, Marshak が思い出させてくれたとのこと。)『ロチェスター会議』とは, QED の爆発的進展のきっかけになったことでよく知られている 1947 年の Shelter Island 会議の後を受け, 1950 年代の初頭から当時 Rochester 大学の R. Marshak の尽力により, 同大学で数回開催されたのを皮切りに定期的に回り持ちで開催されるようになった素粒子物理関係の大きな国際会議のことで, マルシヤク会議と呼ばれることもある。1950 年代におけるその経緯と成果について, Marshak 自身による回想が解題 3) で引用した成書 *Pions to Quarks* p. 45 にある。日本人研究者の寄与に関しては, 特に坂田模型 (解題 21 参照) の U(3) 対称性に関する大貫義郎等の貢献 (IOO 対称性。この仕事は, その後の対称性に基づく素粒子の分類手法の手本となる役割を果たしたと言える), 南部の貢献を強調している。

その後の発展に少しだけ触れておこう。PCAC が成り立つと, 核子の散乱においてはカイラリティーの変化に伴ってカイラル対称性の SSB の NG ボソンとしてのパイオンが励起されることになる。ちょうど, 超伝導で電流の保存則を回復するのに NG ボゾン f の励起が伴うのと同様である。南部は [11] に引き続き,

この過程に対応する振幅をパイオンの運動量が小さい極限で系統的に表す公式を与えた（ソフトパイオン定理, Y. Nambu and D. Lurié, *Phys. Rev.*125(1962),1429) . 一方, CVC 仮説によれば, 極性ベクトル流が保存するためベクトル結合定数 g_V は強い相互作用による繰り込み効果を受けないが, PCAC 仮説により軸性ベクトル流も近似的に保存することになるので, 軸性ベクトル結合定数 g_A のほうもパイオン質量がゼロの極限では繰り込み受けないことになり, 式(6)の第1式と調和する. さらに, これらの流れの交換関係が成す代数 (Current Algebra, 流れ代数, 最初 Gell-Mann により提唱された. Gell-Mann, *Physics* 1(1964),63) と PCAC を組み合わせると, より一層精密な結果が得られる. その代表的な例は, パイオン質量がゼロでない場合に, 繰り込み効果の違いによって生じる g_A と g_V との間の差を, パイオンと核子の散乱断面積に結びつける関係式 (Adler-Weisberger relation, S. L. Adler, *Phys. Rev.*140(1965),B736; W. L. Weisberger, *Phys. Rev.*143(1965),1302) である. これで実験的に知られていた g_V と g_A の違い ($g_A/g_V \approx 1.2$) を, 強い相互作用の繰り込み効果により説明できることが判明した. これはこの時期に発展した分散理論と呼ばれたアプローチで達成された最も目覚ましい成果であった. 流れ代数と分散理論の方法は観測可能量の間の関係をその内部的な力学の詳細に依存しない仕方で調べるという意味で, 動機や考え方が量子論の初期段階において, Bohr や Heisenberg 等がとったアプローチに非常に近い. 後者が量子力学の確立に繋がったのと同様な意味で, これらの成果は, 弱い相互作用の V-A 理論 (Feynman-Gell-Mann, および独立に E. C. G. Sudarshan and R. F. Marshak, *Phys. Rev.* 109(1958)1860, J. J. Sakurai, *Nuovo Cim.* 7(1958), 649) を確立するのにも重要な役割を果たし, さらに, およそ 10 年後におけるゲージ原理と Higgs 機構に基づく WS の電弱統一理論 [15] という本質的な力学的理論に繋がったのである.

なお, 60 年代までの発展をかなり包括的に論じた南部自身によるレビューとして, Y. Nambu, “Symmetry Breakdown and Small Mass Bosons”, *Fields and Quanta* 1 (1970),33 がある. これを見ると, 南部が当時, 何を重視していたかがよく分かる.

13)

(8) は BCS 理論における音子 (phonon) 交換に起因する電子 2 体引力項 (電子エネルギーが音子の典型的振動数に比べて小さければ局所的な 4 点相互作用で近似で

きる)を核子場 ψ の相対論的な局所的4点相互作用に置き換えた形をしている。解題1)で触れた1977年の南部の回想には「要するに非線形模型をとった理由は、はじめからcut offを入れて、他の下らぬ手品をやらなければ数学的取り扱いは非常にすっきりしているから」とある。「下らぬ手品」とはきつい表現だが、Heisenbergの「形式的でかつ強引で受け入れ難い」難解な取り扱いとの対比を強調したもの。

というのは、[11]の本文でもさりげなく触れられているが、形式的にはこの模型とほとんど同じ非線形スピノル場理論が、Heisenbergによって1950年代前半から素粒子の統一場理論の候補として追求されていたのである(一時的にPauliが加わり共同研究をしているが、彼はすぐに放棄し、Heisenbergにとって最も辛辣な批判者になった)。例えば当時のレビューとしてW. Heisenberg, *Rev. Mod. Phys.* 29(1957)269, 成書として*Introduction to the Unified Field Theory of Elementary Particles* (J. Wiley & Sons. Ltd, 1966), また、日本語訳『素粒子の統一場理論』(片山泰久訳, みすず書房, 1970年)がある。より現代的な立場からの、その後の展開も含むレビューとして、彼の高弟の一人による興味深い解説がある(H-P. Dürr, “Radically Quantum: Liberation and Purification from Classical Prejudice” In: Elitzur, A.C., Dolev, S., Kolenda, N. (eds) *Quo Vadis Quantum Mechanics?*, The Frontiers Collection, Springer, Berlin, Heidelberg, 2005)。Heisenbergの理論では、通常の意味では結合定数が長さの2乗次元を持つにも関わらず、スケール不変性が正確に成り立つという、極めて強引な仮定を基礎として、計算方法を組み立てており、南部の最初から切断 Λ を導入する方法とは大きく異なる。この仮定は古典運動方程式としては成り立ち得るが、ラグランジアンは不変ではないため、量子論としては普通の場合の理論の立場で考える限り正準交換関係と矛盾し、不定計量を持つようなヒルベルト空間で考える必要があるなど、物理的にも数学的にもどう正当化するかは極めて疑問で、その後の発展には繋がっていない。南部が「手品」と手厳しく批判したことも頷かれる。

だが、そこでもすでにSSBの概念が明確な仕方で先行して使用されている(H. P. Dürr, W. Heisenberg, H. Mitter, S. Schlieder and K. Yamazaki, *Z. Naturforsch.* 14a(1959),441) ことについては「さすがはと感心した」と南部も認めている。実はHeisenbergが提唱したスケール不変性は、スピノル場の力学的意味での質量次元が通常の $3/2$ ではなく $1/2$ と仮定することに相当している。彼は繰り返

込み不可能性を逆手にとるような仕方で、正準形式とは全く異なる大胆なアプローチを構想していたのである。それによれば結合定数 g の質量次元は有効的な意味でゼロになるため、紫外発散が大幅に軽減される。そう考えると、Heisenberg の方法も実は対称性の原理に基づいてある種の切断を導入したという見方も可能である。その意味では Heisenberg 理論にも、そのままさらなる発展に繋がるわけではないにしても、姿勢としてはポジティブな側面が含まれていたとは言えるだろう（実際、たとえば、次の解題 14) で触れるように、実は 2 次元では Heisenberg の仮定が有効性を発揮するのである）。

おそらく、南部が Heisenberg 理論に対して「受け入れ難い」と強く反発したもう一つの理由は、その主張が過度に野心的で大胆すぎると思われたところにあった。実際、Heisenberg 自身は上で触れた統一場理論の本（日本語訳）の中で「一つの簡単な方程式で全ての物理法則を定式化するという統一理論の計画があまりに野心的に思われるため、この様相が主に多くの批判を生んできた」と述べ、「普遍性の主張は野心的な計画に起因するのではなく、素粒子が物質の最小単位であるという事実から避けられない」こと、また「基本方程式は全ての他の物理学の法則を完全に決定するものではない」ことを境界条件の不定性の問題と関係させて強調している。

一方、これはロシア以外では広く知られていることではないが、南部と独立に、本質的に同じ模型を同様に切断を仮定して論じて質量生成を導いているヴァクス (Vaks)–ラーキン (Larkin) の論文が、Heisenberg と南部が出席・講演した 1960 年のロチェスター会議に提出されていた（ロシア語版論文受理日、1960 年 7 月 23 日、英訳版：V. G. Vaks and A. I. Larkin, “On the application of the methods of superconductivity theory to the problem of the masses of elementary particles”, *JETP* (U.S.S.R.) 40(1961)282)。論文の末尾に「本論文を印刷に送ってから、同様な結果を含む南部の論文プレプリント (Y. Nambu, Report to Midwest Conference on Theoretical Physics, March 1960) に気がついた」と記されている（これが [11] に添えられたコメントで触れられている中西部地区会議に提出されたプレプリントのことだろう）。VL の仕事は NJL 論文と並んで記憶されるべきであろう。南部自身は [11] (I の論文受理日 1960 年 10 月 27 日、題名 “Dynamical model of elementary particles based on an analogy with superconductivity” も非常に似ている) の第 II 論文で Goldstone の論文とともに引用している。本講演ではどちらの仕事も引用され

ていないが、これらについての興味深い歴史的経緯と南部自身の見解がある程度具体的に書かれたものとして、Y. Nambu, “Spontaneous breaking of symmetry” in *The Rise of the Standard Model – Particle Physics in the 1960s and 1970s* (eds. L. Hoddeson et al., Cambridge Univ. Press., 1997) p.512 がある。日本語で書かれたもので両者に触れているものとしては、すでに解題 12) で引用した日本物理学会誌 57 (2002 年, 1 月号) の記事がある。

14)

NJL 模型が繰り込み不可能なのは、結合定数 g の質量次元が負 ($= -2$) であることに対応する。繰り込み可能な理論では結合定数は通常ゼロ次元である。もし、時空次元を $4 (= 1 + 3)$ ではなく、 $2 (= 1 + 1)$ として扱うと、解題 13) で触れた Heisenberg のスケール不変性が (繰り込み効果による量子的破れ = スケール異常 (解題 22) 参照) を除いて) 実際に成り立ち、結合定数の次元はゼロとなるため繰り込み可能であるだけでなく、漸近自由性 (エネルギースケールが大きいとき有効的な意味での結合定数がゼロに近づくこと) と呼ばれる質量を生成させる上で力学的に好ましい顕著な性質を備える。この性質は 4 次元の QCD と共通で、2 次元 Heisenberg-NJL-VL 模型 (現在では Gross-Neveu 模型, D. Gross and A. Neveu, *Phys. Rev.*10(1974)3235 として知られる) は、質量生成, カイラル対称性の SSB 機構に関して QCD に対する toy model として (次の解題で触れる $1/N_c$ 展開を用いて) 詳しく調べられている。このように、非線形 4 体フェルミ模型は 4 次元で繰り込み不可能ではあるが、2 次元では繰り込み可能な toy model として QCD の模擬的小型実験室のような役割も果たしている。

なお、さらに付け加えておくと、実は、すでに 1950 年代に本質的に同じ 2 次元模型が A. A. Anselm, *ZhETF*(1959)36, 863 で調べられており、漸近自由性も実質的に示されている (英語版は *Sov. Phys.JETP* 9(36)(1959), 608)。論文受理日付は 1958 年 9 月であった。ただし、BCS 理論との関連は言及されていない。実は Anselm の動機は SSB ではなく、いわゆるランダウ特異点 (長距離の有効結合定数がゼロである代わりに短距離で発散する現象。ランダウ自身によるレビューとして, L. Landau, “On the quantum theory of fields”, in *Niels Bohr and the Development of Physics* (eds. W. Pauli et al., Pergamon Press, 1955), p. 52 がある) の問題に関係していた。つまり、場の量子的揺らぎに関してランダウ特異点とは逆の振る舞い

(短距離の有効結合定数がゼロで，逆に長距離では限りなく増大する繰り込み効果)が論理的に可能なことを，扱いやすい toy model で示すことに動機があったのである．その意味では，漸近自由性がそこで最初に発見されていたのは自然の成り行きで驚くには当たらない．解題 13) で触れた Vaks-Larkin の仕事を含め，このようなランダウ学派の広範な分野に渡る先駆的研究成果を記述したものととして，成書 “*Under the spell of Landau when theoretical physics was shaping destinies*” (ed. M. Shifman, World Scientific, 2013) がある．

15)

M を与える $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$ は， $\bar{\psi}\psi$ の真空期待値．(10) は BCS 理論において要となるエネルギーギャップ Δ を定める式と近い形をしている．“容易に示せる”は，もちろん，正確に解けるという意味ではない．繰り込み不可能な紫外発散を運動量空間の切断で扱うだけでなく，[8] と同様に Hartree-Fock 型の近似を用いる．ファインマングラフで言えば，フェルミオンの 1 ループの鎖が 4 点相互作用で繋がってできるツリーグラフ (tree graph) を足し上げることに相当する．その意味で鎖近似 (chain approximation) と呼ぶこともある ([11] の Fig.2,5,6 参照)．この近似はもし形式的にフェルミオン場に N_c 個の (カラー) 成分を導入しラグランジアンに $U(N_c)$ 不変性を持たせると， gN_c を固定して大 N_c 極限を取るのに相当する． $1/N_c$ に関する級数展開はこの鎖についてのループ (loop) 展開に他ならない．その意味では，NJL の方法は系統的な展開に載せられるので，南部も自信を持っていたように，十分な明確さを備えているものだったと言える．

16)

ここの ψ はアイソスピン $SU(2)$ の 2 成分を加えて 2 階建にした Dirac 場で， τ_i はこの 2 成分に作用するアイソスピンの Pauli 行列．(2) 式とは意味が全く異なるので混同しないように．

17)

BCS 理論の本質は，結晶中の格子振動の量子 = 音子と電子の相互作用により電子がクーパー対 (Cooper pair) を作り，その凝縮により電子のエネルギーに (1) 式のようにギャップ Δ を生じるところにある．Heisenberg-NJL-VL 模型は，

クーパー対の相互作用を相対論的なフェルミオンの4点相互作用で置き換えると、 Δ に対応しフェルミオンの質量の生成が起こることを示した。これと似た対相互作用が、他の系、代表的にはここに挙げられている ^3He の超流動や、原子核でも重要な役割を果たすことが明らかにされた。

BCS理論の50年以上にわたるこうした広範な影響・進展を総合的にレビューした成書として、*BCS: 50 Years* (eds. L. N. Cooper and D. Feldman, World Scientific, 2011)がある。BCS理論の創始者3人のレビューを含む形で纏められている。たとえば、超流動に関しては、レゲット (A. J. Leggett), 原子核に関してはベイム (G. Baym), 素粒子に関しては南部 (解題 24)で触れる)の他にウィルチェック (F. Wilczek), ワインバーグ (S. Weinberg) のレビュー論文が収録されている。この中の特に Weinberg の論文では、彼と Salam が独立に提唱した電弱統一理論について、本講演と関連して注目すべき記述がある。彼等の理論では電弱相互作用におけるSSBに関して、NJLのようにBCS理論に似せた形でフェルミオンの相互作用によって力学的に起こる効果として導くのではなく、いわゆる Higgs 場をあからさまな仕方で用いた理由が次のように明解に述べられている。「知られていたクォークとレプトンに働く力で局所的な電弱対称性を力学的に壊すのに十分なほど強いものはない。それで私とサラムはそのような力学的な対称性の破れではなく、基本的な素粒子場の自由度としてのスカラー場を持ち込み、その真空期待値によって対称性の破れが古典近似の段階で得られるような方法をとった」(拙訳)。つまり、彼は本講演で南部が表明しているような意味で Higgs 場を背後にある力学の有効的な記述であるとの考えとは対蹠的に、Higgs 粒子を光子やゲージ (W,Z) 粒子 (質量 $\approx 80 \sim 90 \text{ GeV}/c^2$, 1983 年に CERN で確認) と完全に同格な意味の素粒子とみなしている。この本が出版されてから2年後の2012年に実際に Higgs 粒子がゲージ粒子と大きく変わらない質量スケール (質量 $\approx 125 \text{ GeV}/c^2$) で LHC 実験において確認されたという事実は、マイクロレベルの自然が実際にこのメカニズムの方を採用しているという見方を支持し補強するものと言える。しかし、もちろん、より高いエネルギーでの、より基本的な理論の立場からは南部が表明しているのと近い見方が復活する可能性も直ちには否定はできないだろう (解題 24 参照)。

18)

SSB で生成されたフェルミオンの質量を $M = m_f$ とすると、その仲間として現

れる2個のボソンの質量 m_1, m_2 が $m_1^2 + m_2^2 = 4m_f^2$ を満たす. (11) 式の NJL 模型ではアイソベクトルのパイオンが $m_1 = m_\pi = 0$, アイソスカラーのシグマ (σ) 粒子が $m_2 = 2m_f$. この関係は (8) でも同じである. [13] では, 他の BCS 型模型でもこれが一般的に成り立つという推論を与え, フェルミオンとボソンの間でこうした関係が成り立つのには, ある種の超対称性が隠れていることを暗示しているという予想を述べている. つまり, 南部はフェルミオン一元論的な力学に潜むと思われるさらなる対称性を通常の超対称性をヒントに探らうとしていたのである.

関連して触れておくと, 通常の超対称性を持つ理論では, 対称性が正確に実現されている場合には全ての可能な質量の値でボソンとフェルミオンの独立な物理的自由度数が等しい (同じ質量を持つボソンとフェルミオンの独立な自由度が 1対1 に対応する) が, 自発的に超対称性が壊れて質量の縮退が解けても, もとの超対称性の反映として, ボソンとフェルミオンの質量の間で (BCS 型質量関係と近い形をした) 和則

$$\text{Tr}_{\text{bose}}(m^2) = \text{Tr}_{\text{fermi}}(m^2)$$

が成り立つ場合が多い (たとえば, S. Ferrara, L. Girardello and F. Palumbo, “General mass formula in broken supersymmetry”, *Phys. Rev. D*20(1979),403 を参照). また, 超弦理論では, 超対称性が自発的に壊れると無限に多くの励起状態を含めてこれをさらに高度化した無限個の関係式が成り立つ場合がある. 興味がある読者は, 訳者の論文で恐縮だが, T. Yoneya, “Spontaneously broken space-time supersymmetry in open string theory without GSO projection”, *Nucl. Phys. B*576(2000),219 を参照されたい.

原子核における集団運動を核子の対相互作用により定式化するいわゆる IBM (Interacting Boson Model) [12] は, 核子対を独立なボソンの自由度によって表す. そこには BCS における電子のクーパー対の役割と似た側面がある. ただし, BCS と同じ意味における原子核の微視的な理論とは言えず, 依然として超伝導の Ginzburg-Landau 理論に相当するような一種の現象論的有効理論であると考えられる. [12] と BCS 理論との関係については, M. Mukerjee and Y. Nambu, “BCS and IBM”, *Ann. Phys.*191(1989),143 で, 超対称性とも関係させて詳しく論じられている. BCS ハミルトニアンが, ある近似の範囲内では超対称演算子とそのエルミート共役演算子の積の形に表せ, 系が確かにある種の擬

超対称性を備えていることが指摘されている。ただし、通常の超対称性とは異なり、超対称変換の生成子とハミルトニアンは交換可能ではない。それも超対称性の SSB と解釈する可能性が他のいくつかの論文で示唆されている（たとえば、Y. Nambu, “Supersymmetry and Superconductivity”, in *Rationale of Beings, Festschrift in Honor of Gyo Takeda*, eds. K. Ishikawa et al, World Scientific, 1986）。

19)

ロンドン兄弟は、超伝導体中での電流と磁場の関係に関して、通常の導体における電流と電場の関係についてのオームの法則に代わるような役割を果たす現象論的な式 $\nabla \times \mathbf{j} = -m_L^2 \mathbf{B}$ を提案した (F. and H. London, *Proc. Roy. Soc. A* 149(1935)71)。ベクトルポテンシャルで表せば、 \mathbf{A} のゲージ変換の自由度を除き $\mathbf{j} = -m_L^2 \mathbf{A}$ である。マクスウェル方程式と合わせると、Meissner 効果がこれから導かれる。プラズマの場合、 m_L^2 は (4) の ω_p^2 と一致する。Higgs 場を導入すると、この式を相対論化した関係式が電流の定義から (tree 近似 ~ 古典近似では)、(12) 式そのものよりさらに単純な関係式 $j_\mu \simeq -m_L^2 A_\mu$ (ただし、ローレンツゲージ $\partial_\mu A^\mu = 0$ の場合。通常 ‘ロンドン方程式’ と言うとこの式を指すことが多い) として、SSB に伴って自動的に得られる。

ここでは読者の理解を助けるため、非相対論的な電子の第 2 量子化された場 ψ, ψ^\dagger に基づいて、ロンドン方程式の導出を簡単な例として与えておく ((4) および (12) の背景になるのがこの式、実質的には最初に引用したロンドン兄弟の論文の結論部で量子論への拡張としてすでに論じられているが、この機構を取り出してさらにより整理された有効理論の形式で一般的に定式化したのがギンツブルグ-ランダウ [17])。4 元電流ベクトル

$$j_\mu = -\frac{ie}{2m_e} [\psi^\dagger (\partial_\mu - ieA_\mu) \psi - (\partial_\mu \psi^\dagger + ieA_\mu \psi^\dagger) \psi]$$

で、近似 $\psi \rightarrow e^{ief} |\psi|, |\psi| = \sqrt{n}$ (n : 電子密度で一定とする) を採用すると

$$j_\mu \simeq -\frac{e^2 n}{m_e} (A_\mu - \partial_\mu f) = -\omega_p^2 A'_\mu, \quad A'_\mu = A_\mu - \partial_\mu f$$

となる。 f は、有限で一定の電子密度の状態が大局的ゲージ変換の自由度に起因する位相の不定性のため無限に縮退していることに対応する NG モード

と見なせる．これが A_μ (A_0 がクーロン場) と混合し A'_μ になりロンドン質量 ($m_L = \omega_p =$ プラズマ振動数) を生成する．時間依存性がない定電流で磁場を考えると Meissner 効果を与えるし (最初に超伝導体に外部電源をつないで定電流を起こす場合は電気伝導率が無限大の超伝導体内部でも電流は保存するので抵抗がゼロであるため, 内部の電場はオームの法則により磁場と同じくゼロであるのに注意), 逆に空間依存性が弱いとする近似で電場を考えるとプラズマ振動を説明する．この機構を完全に相対論的な場の理論の枠内で定式化したのが Higgs 機構に他ならない ($|\psi|^2/m_e$ がヒッグス場の絶対値の 2 乗の期待値に置き換わる)．さらに詳しくは次の解題 20) で触れる．

20)

原文では同じ m で表されている電子質量 m_e とは無関係で, (4) のプラズマ振動数 ω_p に相当することに注意．すでに触れたように, この点を明確にするため, 訳文ではロンドン質量を m_L で表した．ロンドン質量が, WS 理論では W^\pm, Z^0 ボソンの質量に対応する．(12) は, [14] の最初のアンダーソン論文 (の (10) 式) を引用したものである．ただし, 3 行目に係数 m_L^2 が抜ける誤植がある (そのままでは次元も合わない)．訳文では原文の 1 行目で符号をアンダーソンと同じ符号に変更し, 2 行目の括弧内の第 1 項目の記号 $\delta_{\mu\nu}$ を $g_{\mu\nu}$ に入れ替えた．本文では 4 元ベクトル添字はいわゆる Bjorken-Drell 流を採用しているので, 通常の記号使用法に従うなら, $\delta_{\mu\nu}$ ではまずい ($g_{ii} = -1 = -g_{00}$ ($i = 1, 2, 3,$ 非対角成分はゼロ．現代風では $g_{\mu\nu}$ より $\eta_{\mu\nu}$ とすべきだが, ここでは Anderson に従った)．

Anderson のこの結果は外部から摂動として加えた微小な電磁場 A^μ に対する応答として導かれたものである．その議論の要点は, 実際の系では j_μ により誘導されて生じる内部的場 $\frac{K(q^2)}{q^2} A^\mu$ を考慮に入れる必要があり, その結果として本当の物理的場は系への摂動として加えた微小な外場 A^μ から $A'_i = \frac{K(q^2)}{q^2} A^\mu + A^\mu = \frac{q^2}{q^2 - m_L^2} A^\mu$ に変形するということであった．これを用いると相対論的でゲージ不変な (期待値としての) ロンドン方程式は $j_\mu(q) = -m_L^2(g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / q^2) A^\nu(q)_i$ となる (ローレンツゲージでは $q_\mu A^\mu = q_\mu A'_i = 0, j^\mu = -m_L^2 A'_i$ で, 前解題で触れた相対論的ロンドン方程式と一致する．これにより独立な自由度として扱った A'_i のマクスウェル方程式が $(g_{\mu\nu} \partial^2 - \partial_\mu \partial_\nu) A'_i = j_\mu = -m_L^2 A_{i\mu}$ となり, ゲージ場の質量の生成が説明できる．

ただし、Anderson 論文では、非相対論的なプラズマとのアナロジーで相対論的なロンドン方程式を提案しているが、新たな物理的自由度としての Higgs 場を直接的に導入しているわけではない。[14] の Brout-Englert, Higgs の論文では複素スカラー場 ϕ (= Higgs 場) を独立な自由度として導入し、Higgs 場の位相部分に対応する NG モードとゲージ場の混合によってゲージ場が自動的に質量を持つことを具体的な模型によってあからさまに示した (tree 近似ではヒッグス場の 2 乗の真空期待値に比例, $m_L^2 = 2e^2\langle\phi^\dagger\phi\rangle$). したがって非相対論的なプラズマの場合の密度質量比 n/m_e の役割を果たすのが, $2\langle\phi^\dagger\phi\rangle$. 南部が考えやすくなると述べているのは、この理由による。Anderson の議論における $A^\mu \rightarrow A_t^\mu$ も、Higgs 場とゲージ場の混合の結果として (tree 近似で) 理解できる (彼等はそういう書き方をあからさまにしているわけではないが、特に、Brout-Englert 論文の Fig.1 が、ファインマングラフによる混合のイメージを明確に与えている)。展開式 $A_t^\mu = \sum_{n=0}^{\infty} (m_L^2/q^2)^n A^\mu$ が、真空からの NG ボソンの吸収・放出効果を tree 近似でゲージ場の伝播関数に無限次数まで取り入れると A_t^μ の質量が生成されることを示す。いわゆる Higgs 粒子は、Higgs 場のうち、質量ゼロの NG モードとなってゲージ場に吸収される部分の他に余分の有限質量の自由度に他ならない (従って、当然、Higgs 粒子の存在は Anderson の最初の議論だけでは導けないことに注意)。なお、[14] には省かれているが、同様な結果が数ヶ月遅れで発表された独立な論文として G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964),585 がある。

また、相対論的な場の量子論の枠内でゲージ不変性とゲージ場の有限な質量が原理的には矛盾しないことを、これらに先行して一般論として論じていた重要な指摘として、シュウィンガーの 1962 年の論文 (J. Schwinger, *Phys. Rev.*125(1962)297;128(1962)128) がある。元々、Anderson 論文は、Schwinger がそこで与えた質量生成のための条件がプラズマ機構の相対論化で満たされていることを論じたものである。実は、そのもう一つの動機は、解題 3) で触れた桜井の 1960 年の仕事にあったことが論文の記述から読み取れる。すなわち、桜井が仮定せざるを得なかった Yang-Mills のゲージ場 (B 場) の質量生成に対する一つの可能性を提案したのである。Anderson は凝縮系物理の理論家だが、素粒子論、場の理論にも強い関心を寄せていた。

Schwinger の条件を本文の議論に合わせて最も肝心のエッセンスだけを取り

出して簡略化すると以下の通りである。まず、(12) 式は場の理論の標準的な言葉では外場 A_μ のもとでの電流の期待値を外場について 1 次までの近似で与える

$$\langle j_\mu(x) \rangle_A = i \int d^4y \langle j_\mu(x) j_\nu(y) \rangle_{A=0} A^\nu(y)$$

を運動量表示で表したものである。このことから、ゲージ場に関して 1 粒子既約な（外場が無い状況での）運動量表示の真空偏極を $\Pi_{\mu\nu}(q) = (g_{\mu\nu}q^2 - q_\mu q_\nu)\Pi(q^2)$ と置くと、スカラーの係数関数 $K(q^2)$ は

$$K(q^2) = \frac{q^2 \Pi(q^2)}{1 - \Pi(q^2)}$$

と書けることが導かれる。一方、このときゲージ場の 2 点グリーン関数は（通常の Fermi-Feynman gauge で）

$$\frac{g_{\mu\nu}}{q^2(1 - \Pi(q^2))}$$

と書ける。ゲージ場にゼロでない質量が生成されるには、これが少なくとも $q^2 = 0$ で極を持たないことが必要であるから、分母の q^2 因子を打ち消すように $\Pi(q^2)$ が $q^2 = 0$ で発散する特異点を持たなければならない。一般に（Higgs 場がないとき）4 次元での通常の摂動論で低次項だけなら $\Pi(q^2)$ は $q^2 \sim 0$ 近傍で（もちろん、紫外発散の繰り込みは適当に行っているとして）スムーズな関数だから、ゲージ場はゼロ質量であることが保証されるが、相互作用が強ければ原理的には非摂動的に $q^2 = m_L^2 > 0$ で $\Pi(m_L^2) = 1$ となることにより有限な質量 m_L^2 が実現する可能性がある。一方、最初から Higgs 場が存在しその真空期待値がゼロでなければ、上で述べたように、対応する NG モードの存在のため、 $\Pi(q^2)$ にゼロ質量極特異点が自然に（あるいはいわば、自動的に）生じ、質量生成のための必要条件が実際に満たされる。さらにツリー近似に対応して極の寄与 $\Pi(q^2) = m_L^2/q^2$ だけで $K(q^2)$ を表すと (12) 式の 3 行目が得られる。また、一般に独立な自由度としての物理的なゲージ場 A_i^μ の（真空偏極効果を取り入れた）マクスウェル方程式が 2 点関数と調和しなければならない（つまり、 $\langle j_\mu(q) \rangle = -(g_{\mu\nu}q^2 - q_\mu q_\nu)\Pi(q^2)\langle A_i^\nu(q) \rangle$ ）から、外場 A^μ とゲージ場 A_i^μ の（期待値での）関係は Anderson が指摘したように $\langle A_i^\mu(q^2) \rangle = A^\mu(q^2)/(1 - \Pi(q^2))$ である。

ところで、上に挙げた Schwinger 論文のうち 2 番目では、例として 2 次元時空の質量ゼロフェルミオンの量子電気力学（Schwinger 模型）が正確に解ける

ことを示し、有限な質量、 $m_L^2 = e^2/\pi$ 、を導いている。これはゲージ場が力学的に質量を持ち得ることを厳密に示す最も直接的で明確な例である。正確に解ける理由は、形式的には2次元では $\Pi(q^2)$ が1ループ (loop) の寄与だけで書けることである。物理的に言うと2次元ではゲージ場の横方向成分はないが、縦方向があるためプラズマ機構が起こる。その場合NGモード f の役割を果たすのは質量ゼロフェルミオンの対である（空間次元が1次元であるため、質量殻上のフェルミオン対が質量ゼロのスカラー粒子であるかのように振る舞うことに起因、いわゆる“bosonization”の起源。これが1ループでゼロ質量のスカラー結合状態として振る舞い、ゼロ質量の極特異点を生み出す）。

Schwinger 模型は次のように QCD のクォーク閉じ込めに関して示唆的な物理的描像が得られるという点で、toy model として大きな意義がある。空間が1次元であるため磁場は存在しないから、通常の Higgs 機構で Meissner 効果に対応して生じる磁力線の渦糸（解題4参照）の代わりに役割を果たすのは、1次元空間方向の電気力線である。従って電荷を持つフェルミオンは電気力線の端点に対応し、フェルミオンは常に粒子-反粒子の対として閉じ込められることになる。そのため可能な物理的励起状態は有限な質量のスカラー粒子状態だけになる。つまり、Schwinger 模型の質量生成機構は、物理的直観的な言い方では、通常の Meissner-Higgs 機構と比較すると磁場と電場の役割を交換した仕方により理解できる。QCD を（時空）2次元で扱うと、この性質はさらに明確な形で現れ、無限個の粒子スペクトルを生じる（'t Hooft, *Nucl. Phys.*B75(1974),461）。時空3次元（空間が2次元）でも磁場は空間的にはスカラーなので細い磁力線概念は成り立たず、電気力線による閉じ込めの描像が成り立ち得る。現実の4次元の QCD では、この現象に相当することが漸近自由性で象徴される非アーベル的ゲージ場の非線形効果（= 自己相互作用、解題3参照）によって維持されて、カラークォーク閉じ込めが実現していると解釈できる（ただし、空間1次元の場合とは異なり、厳密な証明は困難で、未だになされていない）。つまり、Schwinger 模型のような $U(1)$ ゲージ理論でも3次元以下の低次元では閉じ込めが成り立つが、4次元では漸近自由性が成り立たないことを反映し閉じ込めが維持されない。これは格子ゲージ理論の立場では、任意のゲージ群で強結合領域で閉じ込めが成り立つが、弱結合領域に移行しようとする時、その間に（有限な有効結合定数の値で）相転移が存在することに対応し、閉じ込め相とは

別の相になってしまう現象として理解できる。連続極限では次元が4未満の場合には結合定数が質量次元に関して正であるため、長距離の振る舞いは常に強結合領域にあると考えられる。4次元で漸近自由性が成り立つ非アーベルゲージ理論では強結合と弱結合を隔てる相転移点が結合定数がゼロの点に対応するため、裸の結合定数(=短距離での有効結合定数)がゼロであることと長距離での閉じ込めが両立すると解釈できるわけである(こうした描像が発展したのは1970年代後半である。本誌に(日本語で書かれた)当時の入門的レビューとして、記者自身によるもので恐縮だが、『場の理論における order, disorder』(米谷民明, 素粒子論研究, 59(1979)229がある)。

21)

“constituent mass”は、QCDのラグランジアンによって定義される“流れ質量(current mass)”とは異なり、ハドロンの主構成要素としてのクォークを仮定した複合粒子模型(クォーク模型)に基づいて現象論的に定義されるクォークの有効質量のこと。当然、その定義には模型依存性があるが、u,dクォークについては、核子の質量から、多くの場合、 $300\sim 350\text{MeV}/c^2$ 程度になる。構成子クォーク模型は60年代後半から70年代初頭にかけて主に非相対論的なポテンシャル近似でハドロンのスペクトル、磁気能率、崩壊幅等の性質が詳しく論じられた。 ψ としてクォーク場を用いたNJL模型で考えるなら、カイラル対称性のSSBで生成される M を構成子質量と見做せる。

なお、クォークは最初ゲルマンにより1964年に提唱された(M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* 8(1964),118)。実は独立にツバイク(G. Zweig)もエース ace という呼び名で提案していた。ただし彼の論文はCERNから出されたプレプリントがあるだけで雑誌に出版はされていない(彼はCaltech出身でゲルマンが指導していた学生だったが、ゲルマンがMITに長期出張するので、代わりにファインマンが指導教官になった。このアイデアについてゲルマンとの間で議論したことはなかったそう)。これはクォークの電荷を分数とする意味では、もしGell-Mannの名でなかったなら論文の出版はされなかつただろうとよく言われる大胆な提案であった。ハドロンをより基本的な粒子の複合系と解釈する一般的な観点から歴史的な流れで見ると、パイオンを核子と反核子の複合系であると提唱したFermi-Yang模型(1949年)、そしてその拡張としての坂田模型(陽子 P , 中性

子 N , ラムダ粒子 Λ の 3 粒子を基本粒子として, 他の全てのハドロンをその複合系とする模型, S. Sakata, *Prog. Theor. Phys.* 16(1956),686) がその先駆と言える. 坂田模型には特にバリオンの分類に関して難点があることが判明し, Gell-Mann と Zweig は, この難点を解消しバリオンとメソンを統一的に分類できるスキームとして提案したのである.

クォーク模型の発展でも, Gell-Mann 等によるカラー自由度とそのゲージ化 (QCD の始まり, H. Fritzsch, M. Gell-Mann and H. Leutwyler, “Advances of the color octet gluon picture”, *Phys. Lett.*48B(1973),365) の先駆と言える南部の特筆すべき重要な貢献がある (M. Y. Han and Y. Nambu, *Phys. Rev.*139(1965)B1006). ただし, この提案では Gell-Mann の最初の提案 (電子電荷を単位としたとき, u, d の電荷が $2/3, -1/3$) と異なり, クォークの電荷はあくまでも整数であることが前提にされており, カラー 3 重項の電荷は, 例えば $u \sim (1, 1, 0)$, $d \sim (0, 0, -1)$ 等のように仮定されている. つまり, 3 カラーで平均をとると, それぞれの電荷が $2/3, -1/3$ になるようになっている. クォークの分数電荷の仮定には, 当時, クォークを現実の実体としての粒子とする立場 (Gell-Mann 自身は “mathematical quark” というような表現を用いていて, どこまでそう考えていたかは 1964 年の論文ではかなり曖昧なところがある) からは強い抵抗感があり (解題 12) で触れた IOO 模型の著者の一人の大貫義郎先生が記者との個人的会話の中であるとき「 $1/3$ 電荷なんて全く考え付かなかったよ」と嘆息されたのが強く印象に残っている), 整数電荷になるようにクォーク模型を拡張する提案の主要な動機の一つになっていたのである. また, そうした拡張に向けてはもう一つの重要な動機として, 実際にクォークを構成粒子としてバリオンの基底状態を説明するには状態関数のスピン $1/2$ のクォークをフェルミ統計に従うとすると現れる困難があった (その理解の進展にはスピンと合わせて u, d, s の 3 種を合わせて対称群 $SU(6)$ で定式化する崎田文二他が提唱した方法が重要な役割を果たした). これらに興味がある読者は, 60 年代までのクォーク模型関係の論文が解説付きでまとめられている成書 J.J.J. Kokkedee “The Quark Model”, W. A. Benjamin, Inc., 1969 を参照するとよい. たとえば, クォークを通常のフェルミ統計ではなくパラ統計で扱うという Greenberg の提案がある (O. W. Greenberg, “Spin and unitary-spin independence in a paraquark model of baryons and mesons”, *Phys. Rev.* 13(1964),598. 限定的な意味で現在のカラークォークと近い側面がある).

一方、パラ統計とは異なり、クォークにさらに新たな自由度を持たすアイデアによりクォークの整数電荷を実現し、統計性の困難を同時に解決しようとする方向では、Han-Nambu 論文に先行して L. van Hove らの指摘があったが (H. Bacry, J. Nuyts and L. van Hove, *Phys. Lett* 9(1964),279), 南部はさらに発展させてより満足のゆく仕方で進めようとしたのである。この方向への南部の追求は70年代前半まで粘り強く続けられている。しかし、南部が提案したクォークの整数電荷を採用したままで電磁相互作用と弱い相互作用を取り入れるとカラーの SU(3) 対称性はあからさまに壊れてしまう。実は南部はこの SU(3) をゲージ化する提案も直ちに行い、ゲージ粒子の交換に対応するポテンシャル模型によって SU(3) シングレット状態を定性的に議論した (Y. Nambu, "A systematics of hadrons in subnuclear physics", in *Preludes in Theoretical Physics*, eds. A. De-Shalit et al., North-Holland, 1966 年。正式な雑誌での論文ではないため、広くは知られていない)。だが、電磁相互作用を考慮した瞬間に、SU(3) ゲージ不変性は (SSB ではなく) あからさまに破れてしまうわけである。当然、同質な問題は解題 3) で触れた桜井のアイソスピンの SU(2)×U(1)×U(1) に基づく強い相互作用のゲージ化にもある。おそらく、当時のコンセンサスでは、強い相互作用の対称性は、いずれにしても、強い相互作用の中だけで成り立つものと考えられていたため、電磁相互作用でその意味でのゲージ不変性が壊れることは重大視されていなかったのだと思われる。もちろん、強い相互作用側の対称性を大局的対称性の枠内だけで扱うならこれで問題はないが、ゲージ化して扱う場合には、理論の整合性に対する瑕疵となってしまうことを当時多くの研究者は認識していなかった。具体的に言うなら、そのままでは一般にユニタリ性、言い換えると確率保存則、および繰り込み可能性が成り立つ保証はなくなる。60年代はゲージ理論のユニタリ性の理解が未だ一般的には十分でなかった時代であった。例えば、ゲージ理論のゲージ固定に関する (経路積分に基づく) 現代的な定式化の出発点になった Faddeev-Popov の論文は 1967 年に出版されている (これによれば、S 行列がゲージ固定条件の選び方に依存せず一意的に定まることが保証される。だが、言うまでもなくそれには古典作用自体は厳密にゲージ不変であることが前提)。この方法が発展し Higgs 機構にも応用されて、電弱統一理論としての WS 模型の繰り込み可能性とユニタリ性が 't Hooft (と Veltman) によって示されたのは 1971~1972 年である。Higgs 機構により非アーベル的なゲージ場の 1 部が質量

を獲得しても局所ゲージ不変性が成り立っているため、ユニタリ性は成り立つ。しかしながら、どういう原因によるにせよ、もし局所ゲージ不変性が陽に壊されるならそれは期待できない。

これに対して標準模型におけるカラーは、カラーが異なっても u, d はそれぞれ同一電荷 $2/3, -1/3$ で $SU(3)$ ゲージ対称性が常に正確に保たれる構造をしている。言い換えると、電流や弱い相互作用の $V-A$ 流はすべてカラーの局所的 $SU(3)$ 変換で厳密に不変である。これはゲージ理論を相互作用の基本理論として考える概念的立場からすれば、本質的な違いである。実際、1973 年の Gell-Mann 等の論文ではその点が強調されている。これはゲージ理論の理解の進展があったからこそ可能になった、それまでの様々な試みを整理して生まれた集大成であったと言えよう。この QCD の提案にとって特に重要な意味を持った進展は、ちょうど同年の非アーベル群のゲージ理論の漸近自由性の発見であった (D. J. Gross and F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* 30(1973),1334; H. D. Politzer, *ibid.*, 1346. 実はこれらの論文の 1 年近く前に同じことを 't Hooft が発見していたが、論文としては発表していなかったと伝えられている。Yang-Mills 理論そのものではないが、電磁場と結合する電荷を持つベクトル場を含む実質的に Yang-Mills とほぼ同等な理論において同様な結果が V. S. Vanyashin and M. V. Terent'ev, *Sov. Phys. JETP*48 (1964),565 で得られていた。また、解題 14) で触れたように、2 次元 NJL 型模型における漸近自由性はすでに 1958 年に Anselm によって発見されている。)。

もちろん、それだけではなく当時まで得られた電子と核子の深非弾性電子散乱の結果や、 $e^+e^- \rightarrow$ ハドロン、 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ に関する実験結果が分数電荷の点粒子自由度としてのカラークォークの存在を支持した。その後もクォーク、グルーオンのジェットの検出等、グルーオン交換によるクォークのゲージ相互作用自体を直接的に検証する新たな結果が得られている。こうした実験と理論の進展が相俟って最終的に単純で美しい形の QCD に結晶化したわけである。なお、これらの歴史的経緯に関しては、Gell-Mann 自身による回想“Quarks, Color, and QCD”が解題 13) で触れた *The Rise of the Standard Model*, p. 625 に載っている。また、カラークォークの実験的検証については同じ本の J. Friedman, “Deep-Inelastic Scattering and the Discovery of Quarks”, p. 566 を参照のこと。

以上の流れから納得できるように、1960 年代中盤の南部の提案は、ゲージ理論としての標準模型に向けての過度的段階においてではあるが、全体的な方

向としては基本的には正しく、クォークに基づく現在の強い相互作用の理解に向けて出発点であったと言える。もちろん、強い相互作用をゲージ原理で記述しようとする望みはその源流となった Yang-Mills の論文自体の動機でもあり、その後も解題 3) で触れた桜井論文で代表されるように長い歴史があるが、その流れがこれまで詳しく述べたほぼ 20 年の間の紆余曲折を経て理解が深まり最終的に QCD に行き着いたのである。解題 3) で桜井論文との関連で引用した南部の述懐 (1989 年) は、こうした錯綜とした経緯を顧みた回想であった。言うまでもないことだが、これに限らず、あらゆる過去の仕事の意義は歴史の流れの中で評価されるべきである。

22)

NJL 模型の核子場 ψ をクォーク場 q_i (i はクォークの“香り”, flavor, と呼ばれる種類を区別する添字, Gell-Mann の最初の提案では香りは 3 種 (u,d,s) であったが、現在では c, t, b が加わり 6 種) に置き換え、クォーク場だけで QCD の低エネルギー有効理論を表すのが (13) の右辺。

ここの議論と関連して誤解がないように強調しておく、元の QCD の力学ではクォークの閉じ込め (あるいはカラーの閉じ込め)、およびそれに付随して起こるカイラル対称性の破れ効果は、カラーゲージ相互作用の純粹に長距離非摂動効果であり、ゲージ相互作用の意味での摂動論では決して理解できない現象であることを忘れてはならない。70 年代のゲージ理論の発展において、この非摂動効果への解明へ向けた様々な試みを経てゲージ理論の力学的豊富さに関する理解は飛躍的に深まったのである。しかしながら、閉じ込め自体を前提としカラーゲージ場を消去した (クォークだけで表す) 現象論的な有効理論の枠内では、クォークが結合してできるカラーシングレット (color singlet) の複合状態の広がりが小さい範囲に限れば (波動関数の広がりが閉じ込め機構のスケールに比べて小さいので)、閉じ込めによる効果も摂動的に取り扱うことが、適用範囲に十分注意を払うなら実用的な意味の近似としては許されるだろう。この意味における QCD に対する (カイラル対称性の SSB に関する有効理論) としての NJL 模型は、クォークが (力学的役割は果たさない) カラー自由度を持つのでカラー種類数の分だけ解題 15) で触れた N_c 個 (現実には $N_c = 3$, 香りの個数と混同しないように注意) の自由度があるから、グローバル対称性 $U(N_c)$ を持つ

ことになる。従って $1/N_c$ 展開が有効な近似になる。関連して付け加えておくと、元の QCD では $1/N_c$ 展開はファインマングラフのトポロジーに関する種数 (genus) による展開 (通常 planar expansion と呼ばれる) になり、カラー閉じ込めの弦理論的描像と調和を意味する重要な力学的意義を持つことが 70 年代中盤に発見され (G. 't Hooft, "A planar diagram theory for strong interactions", *Nucl. Phys.* 72(1974), 461), それが現在のいわゆる holographic なゲージ理論と重力理論との関係に結びつく一つの重要な要素となっている。

一方, (14) は, $U_A(1)$ (カイラル) 量子異常に起源がある。これは, たとえクォークの質量がゼロでも, 大局的カイラル変換 ($U_A(1)$ 変換) $q_i \rightarrow e^{i\alpha\gamma_5} q_i$ の対称性がゲージ場の存在により生じる量子異常の効果のため破れる現象である。(14) はその効果をクォーク自由度だけの有効理論で表したもの (det は香り添字 i, j に関する行列式の意味) であり, 香りの種類を N_f と置くと, $U_A(1)$ 対称性を壊すが, クォーク場を香りの N_f 次元空間の添字に関して $q \rightarrow \exp[i\alpha + i \sum_a (\alpha_a + \beta_a \gamma_5) \lambda_a] q$ と変換する大局的 $U_V(N_f) \times SU_A(N_f)$ 対称性を保存する形になっている。ただし, λ_a ($a = 1, \dots, N_f^2 - 1$) は $SU(N_f)$ 群の無限小生成子。このラグランジアンの方は元々は小林-益川の 1970 年の論文で現象論的モデルとして提案されたが (当時の段階では $N_f = 3$), 後にトホーフト (G. 't Hooft) が, QCD のカラーゲージ場のインスタントン (Instanton) と呼ばれる ($U_A(1)$ 量子異常に直接的に寄与する) 配位を取り入れて具体的に導出した (1976 年)。 L_{NJL} がクォークの裸の有限な (流れ) 質量を含むと, この対称性もあからさまに壊れ, 残るのはフェルミオン数保存に対応する $U_V(1)$ だけとなる。また, クォーク模型によれば, Heisenberg が最初に提唱した近似的な大局的 $SU(2)$ 対称性の起源は, 第 1 世代の u, d クォークの流れ質量は異なるが他世代に比べて十分に小さいことにある。

なお, QCD におけるカラー閉じ込めに加えてカイラル量子異常とインスタントンによる $U_A(1)$ 問題の解決の機構を含む最も簡単なモデルは, 解題 20) で触れた Schwinger 模型 (2次元質量ゼロフェルミオン QED) である。この問題を含め, 1970 年代中盤までの QCD の急速な進展についての包括的なレビューとして, W. Marciano and H. Pagels, *Phys. Rep.* 36 (1978)137 を挙げておく。その後の発展も取り入れた $U_A(1)$ 問題に特化したレビューとしては, 't Hooft 自身による "How instantons solve the $U(1)$ problem", *Phys. Rep.* 142(1986), 357 がある。

歴史的にはカイラル量子異常が最初に現れたのは（あからさまに指摘されたわけではないが）、福田博–宮本米二による中性中間子の2光子崩壊 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ の計算においてであった（H. Fukuda and Y. Miyamoto, *Prog. Theor. Phys.* 4(1949),347. 独立に J. Steinberger, *Phys. Rev.* 76(1949)でも同様な結果が得られている）。通常の QED の場合、対応する量子異常を明白な連続の方程式の破れ $\partial^\mu j_\mu^5 = k\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} F_{\mu\nu} F_{\alpha\beta}$ の形に書き下した最初は、訳者が知る限り、完全に明白なゲージ不変性を持つ固有時間表示（元々は V. Fock が 1937 年に導入した方法で、南部も Y. Nambu, *Prog. Theor. Phys.* 5 (1950), 82 で用いている）を応用して、真空偏極、および関連するいくつかの問題を論じた “On Gauge Invariance and Vacuum Polarization”, J. Schwinger, *Phys. Rev.* 82(1951), 664 である。係数 k は量子異常に関与するフェルミオンが 1 種類だけの場合、その電荷 q により $k = q^2/(16\pi^2)$ と表せる。これが、1968 年（論文の出版は 1969 年）のほぼ同時期に Adler, *Phys. Rev.* 177(1969),2426 と J. S. Bell and R. Jackiw, *Nuovo Cim.* A60(1969),47 で独立に再発見され、ABJ chiral anomaly として広く知られるようになった。ちなみに前者はスピノルと電磁場の QED を用いた計算であるのに対し、後者は PCAC をあからさまに取り入れる目的でシグマ模型を電磁場に結合させた模型で計算を行っている。さらに付け加えておくと、これらの仕事に続き、軸性量子異常を外部重力場中のフェルミオンに拡張する最初の結果が、木村利栄によって得られている（T. Kimura, *Prog. Theor. Phys.* 42(1969), 1191. この結果は複数回再発見されている）。また、さらに 10 年後、カイラルアノマリーの経路積分の積分測度からの簡便な導出法が藤川和男によって与えられた（K. Fujikawa, *Phys. Rev. Lett.* 42(1979), 1195.）。

量子異常に関しては、実は、一般に（QCD も含め）量子場、重力場の理論や弦理論では、カイラル量子異常だけでなく、スケール不変性の量子異常としてのトレース（跡, trace）異常（あるいは、「共形異常（Conformal anomaly）」、「ワイル異常（Weyl anomaly）」とも呼ぶ。歴史的なレビューとして、例えば M. Duff, “Twenty Years of the Weyl anomaly”, hep-th/9308075 がある）が力学的な意味で重要な役割を果たすことに注意しておこう。

ところで、解題 21) でカラークォークによる QCD を支持する実験的証拠の一つとして、 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ を挙げたが、有限なパイオン質量を取り入れると、この崩壊確率は、関与するクォーク全てを考慮（u, d）したとき、 π^0 と結合するアイソスピン軸性流 $\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\tau_3\psi$ の量子異常の係数 k を用いると（数係数を除

いて) $m_\pi^3(k/f_\pi)^2/\pi$ に等しいためである (例えば, S. Weinberg, *Quantum Theory of Fields* V.II, Chap.22 参照). カラー自由度が存在する場合, k の値はカラーが存在しない場合に比べて 3 倍になり, それによって初めて実験値とよい一致が得られる. ただし, この k の結果自体は実はクォーク模型以前の古い計算と一致するだけでなく, Han-Nambu 模型でも得られるので (u,d クォークだけで考えると, 恒等式 (Sch): $1^2 - 0^2 =$ (GM): $3[(2/3)^2 - (-1/3)^2] =$ (HN): $2(1)^2 - (-1)^2$ が成り立つことによる), 分数電荷の直接の検証とは言えない. 両者を区別する直接検証に決定的な役割を果たしたのは, e^+e^- 消滅実験である. 例えばエネルギーが c クォークの敷居値以下であるとし, u,d,s クォークの寄与で考えると, (GM): $3[(2/3)^2 + (-1/3)^2 + (-1/3)^2] = 2$ に対して, (HN): $2(1)^2 + (-1)^2 + (-1)^2 = 4$ となり, 明確な違いが出てくる.

23)

BCS 理論の 7 年前の Ginzburg-Landau 理論は, すでに解題 19) で触れたように, 超伝導状態を記述する新たな方法として, 電子 (対) の有効的な波動関数 = (複素) 秩序場を導入し, 自由エネルギーを秩序場の汎関数として表現することを提唱した. WS 理論においては独立な自由度としての Higgs 場が秩序場と類似した役割を果たす.

一方, すでに解題 12) で PCAC の具体的模型として触れた Gell-Mann-Lévy 模型は, 一般にシグマ模型と呼ばれる模型の最初の例を与えた (“シグマ”はパイオンの仲間のアイソスピンゼロの新たなスカラー場を導入し σ で表したのに由来, σ の真空期待値が核子質量を与える). NJL 模型のようにフェルミオンの自己相互作用により力学的に SSB を引き起こすのとは異なり, SSB を引き起こす種として独立なスカラー場の自由度を導入してフェルミオンと結合させているのがその特徴である. それにより古典近似 (あるいはツリー近似) の段階でも SSB による質量生成を導けるのがシグマ模型の一般的利点である (解題 17) でも WS 模型に関連して触れた). 以前に Schwinger が論じた模型 (J. Schwinger, *Ann. Phys.* 2(1957) 407) の拡張になっている. [19] では繰り込み可能な線形シグマ模型と, 繰り込み不可能な非線形シグマ模型の両方が扱われている. 後者は前者でシグマの質量を無限大にする極限を取り σ を消去したものと見做せる. パイオンに質量を持たせると同時に, 軸性流が PCAC, $\partial_\mu(\bar{\psi}\gamma^\mu\gamma_5\tau^i\psi) = a\phi_\pi^i$, ($a \propto f_\pi m_\pi^2$, ϕ_π^i

はパイオン場, $i = 1, 2, 3$ はアイソスピンベクトル成分) という要請を満たす仕方
でカイラル対称性をあからさまに破る模型になっているが, NJL 模型と同様に
 $m_\pi \rightarrow 0$ の極限で SSB を実現する. NJL では, BCS 理論とのアナロジーに基づ
いたフェルミオン場の 4 点相互作用の非線形な力学からの帰結として SSB を
導いているのに対し, Gell-Mann-Lévy ではそうしたアナロジーへの拘りなし
に, より取り扱い易いシグマ模型のボソン場の非線形力学とフェルミオンとの
結合によって SSB を結果的に導いた. 後者で $m_\pi \neq 0$ の場合は, 例えば, Ising
模型 (や Heisenberg 模型) で外部磁場があると, スピンの大局的反転変換の対
称性があからさまに壊れゼロでない期待値 (秩序パラメーター) を持つが, 磁
場がゼロになる極限 ($m_\pi \rightarrow 0$ に対応) をとって反転対称性を回復しても臨界
温度以下の低温相では期待値がゼロにならず, 反転対称性に関して SSB が実
現するのと同じ事情である. ただし, この段階ではどちらの論文でもゼロ質量
パイオンの出現に関して, Goldstone が普遍性を明らかにした SSB に伴って出
現する NG モードについての明確な理解にはまだ達していなかったと言える.

当然, クォーク場による NJL 模型が可能であるのと同様に, Gell-Mann-Lévy
模型もクォーク場に適用することができる. このとき何れにしてもクォーク場
理論の立場でカイラル対称性の SSB のもとでゼロと異なる m_π を生じさせるに
はゼロでない (カイラル対称性を陽に壊す) クォークの流れ質量 (m_u, m_d) が必
要であるが, m_π^2 と $m_u + m_d$ の間で成り立つ (模型の具体的詳細によらない) 一
般的な比例関係式が, 後に Gell-Mann 等により PCAC と軸性流の交換関係を
組み合わせることにより導かれた (M. Gell-Mann, R. J. Oakes, and B. Renner, *Phys.*
*Rev.*175(1968) 2195). これも流れ代数の考え方 (解題 12) 参照) の応用の一つと
言える. これらについても, 解題 11) で引用した Weinberg の教科書の第 19 章
に現代的な立場からの詳しい解説がある.

なお, 線形シグマ模型は 4 年後にゲージ化により Higgs 場の理論に繋がった.
また, 非線形シグマ模型は, ちょうど NJL 模型がそうであるのと同様に時空
2 次元では繰り込み可能で漸近自由な理論になる. その場合, もし, 時空 2 次
元を弦が運動する軌跡としての 2 次元世界面に置き換えて考えると, 場の非線
形な標的空間は曲がった時空中における弦の量子力学の模型と見做すことがで
き, 弦理論で重要な役割を果たす.

24)

類似性 [Ginzburg-Landau \approx WS] に基づき, [BCS \rightarrow Ginzburg-Landau] \approx [NJL \rightarrow Gell-Mann-Lévy] から [Ginzburg-Landau \approx Gell-Mann-Lévy] を経て, WS 理論にとっての BCS 理論に相当する, Higgs 場を陽には必要としないような未知の力学的理論 (以下, “X” と略, [X \approx BCS], [X \rightarrow WS]) が背後にあるという予想. 南部は 70 年代からよくこの考え方を述べていた. たとえば, 解題 7) でも引用した 1979 年のインタビューでは「ワインバーグとサラムがやっていたことに特別強い感銘を受けなかったんですけども, だんだんとやはり, その意義が分かってきたような具合です. その当時はまだ中途段階のものとして考えられていたんですが, 昨年あたりからそうでもなくなってしまいましたね. ただ, 究極的にそれが根本的なものか, 私には疑問なんですけど...」と述べている. 解題 17) で紹介した Weinberg 自身の見解と比較すると両者の違いについて理解が深まる. ここで「昨年あたりから」と言っているのは, 1978 年 8 月に東京新宿の京王プラザホテルで開催されたロチェスター会議 (南部はこの会議の最後のサマリートークをした) のことを指している. 訳者 (や, さらに上) の世代にとっては大変思い出深い国際会議であるが, 現在の標準模型はこの会議でそれまでに蓄積された実験的検証結果と理論的理解に関する大方の評価が定まり確立されたという経緯がある.

[NJL \rightarrow Gell-Mann-Lévy] は, QCD とは逆に, 繰り込み可能なゲルマン-レヴィ模型の背後にあるものとして, ミクロなレベルで繰り込み不可能な NJL 模型を対置させているようにも受け取れるので, 違和感を感じる読者もいるかも知れない. 繰り込み可能なゲージ理論に基づいた標準模型の数々の検証がなされてきた現在の立場からは, 一般相対性理論や弱い相互作用に対するフェルミの理論 (1934 年) のように, 繰り込み不可能な理論は通常はあくまでも十分低エネルギー (= 長距離) だけで有効性を発揮する理論と見なす方が自然である. この立場からすると, より根本的なミクロ理論 X は, 重力も統合して紫外発散が解消されるような理論 (トップダウンの立場からは ‘紫外完全 (UV complete) 理論’, より保守的なボトムアップの有効理論的立場では ‘漸近安全 (asymptotic safe) 理論’ と呼ばれる考え方も含めてよいだろう) であるべき, と考えるのが現在多くの研究者の見方であろう. そのような理論のうち最有力候補は弦理論であることは誰しも認めるだろう (というより, 他に比肩できる候補がないと言った方が適

切). その顕著な特徴の一つは, 弦の世界膜の内部的な力学を支配する (超) 共形対称性の結果として, 外部的に現れる対称性のゲージ化が自動的に生じてすべての基本相互作用が統一され得ると同時に紫外問題が解消する構造を自然に備えていることである. そこでは原理的には Higgs 場, ゲージ場, クォーク場, さらに重力場も含めて現在の標準理論の基本的な場も全ては『弦』というより基本的な自由度から導かれるべき 2 次的な物理自由度と考えられることになる. もちろん, それが本当の意味で実現でき, 現実の標準模型を説明できるかどうか, および直接的な実験的検証の可能性に関しては今後の発展を待たなければならない.

それでも重力との統合を特徴付ける究極的短距離スケールに遡る前に, 南部が言うように, 中間的なスケールで X 理論が一種の有効理論として役割を果たす可能性はあり得るだろう. 本文から推測すると, 南部は, その場合, ある種の BCS–NJL 型模型がこの中間的スケールより長距離側で (QCD の場合とは違う意味で) X に近い役割を果たせると期待していたのかも知れない.

ところで, BCS 機構を相対論化するアプローチにおける南部の元の問題意識は, 根源的なフェルミオンの力学の観点から質量の起源を理解することにあつた. 本講演の内容だけからは伺い知り難いことだが, 実は, 南部は Ginzburg–Landau 理論に関しては非常に複雑な思いを持っていた. 「現在の Higgs 機構の先触れであつた Ginzburg–Landau の理論に私はもっと関心を払うべきであつた. 私は彼らの秩序場の意味を理解せず, 頭の中からそれを追い出してしまつていた」(拙訳) との少しばかり自省めいた述懐が, 解題 17) で触れた成書 *BCS: 50 Years* に収録されている南部論文の回想にある. 実際, 論文 [17] は [8][9][11] のどれにも引用されていない. この時期の南部には BCS 理論と Dirac 方程式の質量とのアナロジー, および質量の力学的 SSB による生成に如何に強く思い入れがあつたかを物語っているように思われる. たとえば, 1982 年に奈良の (当時, 内山龍雄が学長を務めていた) 帝塚山大学で開催された国際シンポジウムの closing talk でも「私は個人的には Higgs 場は結果的には湯川中間子のようなものとなるという見方ないしは予想をしている理論家に賛同するものです」(拙訳, in “Gauge Theory and Gravitation”, eds. K. Kikkawa et al. *Lecture Notes in Physics*, 176, Springer, 1983) と, ゲージ場やクォークに比べて Higgs 場は 2 次的な自由度であるとの見解を強調している. 先に引用した 1979 年のインタビュー

にも現れているように、WS 理論も、同じ理由、つまり、GL 理論を相対論化したものと言える Higgs 機構を用いていることからあくまでも暫定的なものであるとし、それほど深い意義があるとは考えていなかった。

実を言うと、訳者自身も学部4年目の卒業研究のテーマがBCS理論だった影響で、WS理論やHiggs等の論文を勉強した院生時代に幾何学的な意味が明らかなゲージ場や計量テンソルの重力場に比べてそうした意味を付与し難いように思われるスカラー場が基本自由度なのか疑念が湧いていたこともあり、当時、南部の講演を聞いて納得した覚えがある。さらに、関連して個人的な思い出を付け加えさせていただくと、私が上で引用した*BCS: 50 Years*での述懐を知る10年近く前の2000年代の前半頃であったか、あるパーティで先生に久しぶりにお会いしたときに、以前から気になっていたことだったので、‘ギンツブルグ-ランダウ理論をどう考えていらしたのでしょうか’と問うた際に、即座に同趣旨のお答えをいただいていた。確かに先生にとって長く心に掛かる問題であったのであったのである。

25)

ハドロンの共鳴スペクトルが、近似的にスピン J と質量 M が $J = \alpha' M^2 + \text{const}$ というレッジ (Regge) 軌跡と呼ばれる関係 (傾き定数 α' に普遍性がある) を満たすものとして分類できることが現象論的に1960年代後半に確立された。これに基づく1968年のVenezianoによる双対振幅の発見から双対共鳴模型が生まれた。南部はこの双対共鳴模型に対して相対論的弦 (relativistic string) の描像を最初に提唱した一人としてもよく知られている (Y. Nambu, “Quark model and the factorization of the Veneziano model”, *Proc. Int. Conf. on Symmetries and Quark Models*, (Gordon and Breach, 1970), p. 269. これまた個人的な思い出で恐縮だが、1969年に学部を卒業して修士1年に進んだ訳者にとって、この論文のプレプリントに出会ったことが大学院で弦理論へ向かうのに最も重要なきっかけになった)。弦理論に関連する南部自身の回想として Y. Nambu, “From the S-matrix to string theory” in *The Birth of String Theory* (eds. A. Cappelli et al. Cambridge Univ. Press, 2012年), p. 275がある。そこでは、1950年代後半のS行列理論、分散公式に関する仕事、1960年代後半における無限成分波動方程式、そして60年代終盤から70年代初頭のVeneziano模型の因子化 (factorization) に基づく弦模型の提唱、そして

弦の作用原理に関する仕事と、弦理論にまつわる自身のエピソードが語られている。末尾に「弦模型について私が思い出す限りの自分の考えを記述したが、当然触れるべきであった他の人々の貢献について十分考慮していないことをお詫びする」（拙訳）というあとがきがつけられている。もしかすると、南部は本ノーベル賞講演についても部分的には同じような思いを抱いていたかも知れない。この本は2007年に、イタリア、フィレンツェにあるガリレオ・ガリレイ研究所で開催され、訳者も出席した同タイトルの国際会議が元になってできた本である。当然、弦模型の創始者の一人として南部も招待されていたが、(1年半後のノーベル賞授賞講演の場合もそうであったように) 高齢のため出席していない。主催者が大変残念がっていて近況などを尋ねられたのが訳者の印象に残っている。訳者が南部と最後に会話したのは、この会議から1年後、〈訳者はしがき〉で触れたニューヨークでの最初の出会いから31年後、京都大学でのある会合の際における会食においてである。1978年東京でのロチェスター会議での思い出（これに関しては『科学』（岩波書店、2009年1月号、p.109所収のエッセイ「私が好きな南部さんの論文」で触れた）も話題に上がったのであった。

弦理論の起源に関連して、南部の考え方が大きな影響力を持ったもう一つの点にも簡単に触れておこう。それは（すでに解題20）で Schwinger model の物理的解釈で触れたように）超伝導の Meissner 効果が、QCDにおけるカラーの閉じ込めの問題とも関係する側面を持つ可能性についてである。もし電場と磁場の役割を交換して考えると、第2種超伝導体における渦糸（解題4参照）に相当するのは電気力線の細い糸になる。従って、そこに反対符号の荷電粒子の対が侵入すると、荷電粒子が細い電気力線で結ばれ（‘dual’ Meissner 効果と呼ばれる）、力のポテンシャルは粒子間の距離が大きいとき、距離に比例する。この考え方をSU(3)群のカラー電気力線に適用すると、クォークは細いカラー力線の紐として弦で結ばれることになるので、クォークの複合状態としてはSU(3) color singlet だけが許されるという性質が自然に成立し得る。実はこの予想は1970年代中盤から後半にかけて南部自身（および、Mandelstam, 't Hooft,...）が強調した描像である。つまり、もしQCDの真空状態がこのように電場と磁場が交換した意味での一種の超伝導状態であるとする、クォーク閉じ込めの非常に単純な解釈が可能になるわけである。この描像は、同じ頃に提唱された格子ゲージ理論（K. Wilson, “Confinement of quarks”, *Phys. Rev. D*10(1974),2445）の強結

合領域での振る舞いとも調和する（解題 20）も参照のこと）。もちろん，解題 24）で触れた重力を含めた統一理論としての弦理論と方向とは異なるが，相対論的弦の物理的描像の起源の一つはここにあるし，実は現在ではホログラフィック原理（holographic principle）と呼ばれる重力理論とゲージ理論の関係（ゲージ／重力対応，すでに解題 3）でも触れた）とも深いところで結びつく考え方と言えるのである。

（なお，60年代から70年代にかけてのレグジュ理論と双対共鳴模型とは具体的にどのようなものか，および，南部の貢献を含めた弦理論，それらと並行した超対称性を含む場の理論の進展，弦理論が如何にして量子重力とゲージ理論の統一理論として認識されたか，そして，それらがどのように相互に関係し影響し合って形成され，さらに現代に繋がっているのかに関して関心がある読者には，訳者自身の体験に基づいて記述した拙書で恐縮だが，米谷民明『究極理論への道-力・物質・時空の起源を求めて』（岩波書店，2021年）を参照していただければ幸いである。また，弦の古典力学での Regge 軌跡の導出に関しては，米谷民明『相対性理論講義-入門から弦の古典力学まで』（サイエンス社，SGC ライブラリ 146）を参照のこと。）

26)

[20]では，いわゆる大統一理論と関連して， $SU(5)$, $SU(9)$,... 等の大きなゲージ対称群の理論における段階的な SSB の繋がり（ $SU(9) \rightarrow SU(8) \rightarrow SU(7) \rightarrow \dots$ ）によって新たな質量スケールが現れる可能性が議論されている。SSB を引き起こすのは，Yang-Mills ゲージ場の交換によって引き起こされる最も引力が強いチャンネル（MAC, most attractive channel）で起こるフェルミオン対の凝縮であるとして議論を展開した。

[21]で南部はこれに基づく 2. を「ハドロン鎖」と呼び，1. の「フォノン鎖」とを比較して論じた。また，タンブリング（tumbling）とは別な SSB の閉じた鎖的な繋がり可能性として“靴紐機構”（ブートストラップ, Bootstrap）についても論じている。要するに，鎖が円環的に閉じて自己完結する場合のことである。たとえば，あるチャンネル， t -チャンネル，の凝縮を引き起こすフェルミオン対が別の双対的な s -チャンネルに複合的な結合状態として現れる可能性がある。たとえば，標準模型の Higgs 場をトップクォークと反トップクォークが作る対の複合状態とする仮説がこれに相当する。実はこの種の自己完結的な

機構（双対ブートストラップ, dual bootstrap）は S 行列理論の立場からハドロンの靴紐理論として 1960 年代にレッジ（Regge）極の理論と合わせて盛んに研究され、1970 年代からの弦理論につながったものであるが、場の理論の範囲でどこまで成り立ち得るかは疑問があろう。いずれにしても、当然、究極的な統一理論に近づけば近づくほど、そうした自己完結的な様相が顕著になると考えられる。

編集部注:

本記事は, Spontaneous Symmetry Breaking in Particle Physics: A Case of Cross Fertilization, Nobel Lecture, December 8, 2008 by Yoichiro Nambu in “ Les Prix Nobel, The Nobel Prizes 2008 ” published by Almqvist & Wiksell International, 2009, pp.57-63 を, The Nobel Foundation と南部潤一氏から許可をもらい, 米谷民明氏に翻訳していただいたものである.