7) K. Hasebe, H. Nakatani, T. Nonoyama, preprint, DPNU-86-27 Nagoya Univ.
H. Nakatani, preprint DPNU-86-45, Nagoya Univ. (to be published in Prog. Theor. Phys. Vol. 77, No. 4).

電荷密度波（CDW）とアノマリー

京大・基研　高　山　　一

$\mathrm{Nb\,Se_3}$ などの擬1次元導体において，波数 $Q=2k_F$（k_Fはフェルミ波数）をもつCDWが低温で生じる。電子・格子間相互作用による多体効果であり，同じ波数をもつ周期的な格子変調を伴う。このCDWの集団的な運動と1＋1次元 Dirac 場のカイラル異常とが密接に関係しているとする考え方がSu-Sakita（SS）によって提案された。[1] この理論を紹介し，2，3のコメントを加えたい。[2]

簡単のため1電子スペクトルとして $\varepsilon_k=\hbar^2k^2/2m$ をとる。CDWの起因は運動量が$\pm\hbar Q$だけ異なる電子間で波数$\mp Q$のフォノンをやり取りすることにあるので，電子状態を右向きと左向きの進行波 $\phi_R(x)$，$\phi_L(x)$の2成分に分け（図1参照），スピノル表示$\Psi^T=[\phi_R,\phi_L]$を導入する。CDWの周期が格子の周期と不整合である場合，系を記述するラグランジアン密度として

$$\mathscr{L}=-\rho_0\,\phi^*\Big(\frac{\partial^2}{\partial t^2}+\omega_Q^2-v_Q^2\frac{\partial^2}{\partial x^2}\Big)\phi+\Psi^\dagger\Big[\,i\hbar\frac{\partial}{\partial t}-e\Phi+\tau_3v_F\Big(i\hbar\frac{\partial}{\partial x}+\frac{e}{c}A\Big)+\frac{g\eta}{\sqrt2}\tau_1e^{-i\tau_3\chi(x)}+\underbrace{\frac{\hbar^2}{2m}\Big(\frac{\partial}{\partial x}-\frac{ie}{\hbar c}A\Big)^2}\Big]\Psi \qquad (1)$$

が近似的に得られる。但し $\phi\equiv\eta e^{i\chi}/i\sqrt2$ はフォノン場，τ_iはパウリ行列（各定数については原論文を参照されたい）。エネルギーはフェルミ準位から計ってあるので，その近傍の電子だけを考慮すればよい場合は(1)式の下線部は無視してよい。以下この場合を相対論的(R)模型と呼び，この項を含めた，物性論本来の問題を非相対論的（NR）模型と呼ぶことにする。

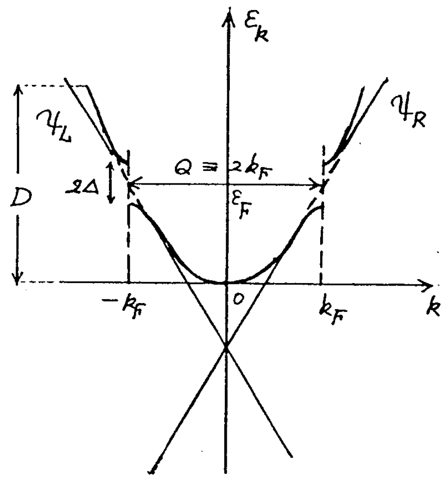

図1　1次元電子スペクトル。放物線（直線）がNR(R)模型。パイエルス状態ではフェルミ準位 ε_Fにギャップ 2Δ が開く。

SS理論はR模型に基づく。$\mathscr{L}$のもつ対称性から，対応する Noether カレントが定義される。通常のゲージ対称性から通常の電荷，電流密度 $\rho(x)$，$j(x)$ が定義され，それらは期待値としても連続の式を満す。カイラルゲージ変換 $\{\Psi(x)\to\Psi'(x)=e^{i\tau_3\Lambda(x)}\Psi(x),\ \phi(x)\to\phi'(x)=e^{-2i\Lambda(x)}\phi(x)\}$ に対する$\mathscr{L}$の不変性から，カイラル電荷，電流密度 $\rho^{(5)}(x)$，$j^{(5)}(x)$ が定義されるが，それらは期待値とし

ては連続の式を満さないというのがカイラル異常で，Dirac 場のもつ量子論的特性であると考えられている。[3] それを具体的に書き下すと

$$< \frac{1}{v_F}\frac{\partial j}{\partial t} + v_F\frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\rho_0}{\hbar}\left\{ \frac{\partial}{\partial t}\left(\eta^2\frac{\partial \chi}{\partial t}\right) - v_Q^2\frac{\partial}{\partial x}\left(\eta^2\frac{\partial \chi}{\partial x}\right)\right\} > = \frac{e}{\pi\hbar}E \tag{2}$$

となる。左辺の ρ_0 に比例する項は $\rho^{(5)}$, $j^{(5)}$ へのフォノンの寄与で，残りは電子の寄与である（ $\rho_{ele}^{(5)}= j/v_F$, $j_{ele}^{(5)}= v_F\rho$ ）。右辺が異常項で（ Eは電場），期待値<　>をとらない演算子の運動方程式としては零になる。ＳＳは，現実のＣDW系ではフォノンの寄与は無視できる程小さいと考え，(2)式を

$$< \frac{1}{v_F}\frac{\partial j}{\partial t} + v_F\frac{\partial \rho}{\partial x} > \cong \frac{e}{\pi\hbar}E \tag{3}$$

と近似し，以下の解釈を与えた。電場に対するＣDW系の応答は $\eta=0$（通常の金属状態）と $\eta\neq 0$（パイエルス状態 ― フォノン場に対称性の自発的な破れが生じ，フェルミ準位にギャップのある絶縁体状態）とでは変らず,[4] この事実はＣDWの運動には全ての電子が関与していることを意味する。

１電子的には絶縁体状態であるのに無限小の電場にも系が応答できるのは，対称性の自発的な破れに伴う Goldstone モード（Fröhlich [5] がかつて超伝導の起因に想定したＣDWの並進モード）による。物性論的にも絶対零度では全ての電子がこのモードに関与していると考えられているが，(3)式は次の意味でおかしい。ＣDWの担う電子は格子と強く結合しており，系に付加された運動量の大半は格子へ行ってしまう。これはパイエルス状態にある電子の有効質量 m^* が大きくなっていることを意味し，(3)式は

$$< \frac{1}{v_F}\frac{\partial j}{\partial t} + v_F\frac{\partial \rho}{\partial x} > \cong \frac{e}{\pi\hbar}\cdot\frac{m}{m^*}E \tag{4}$$

でなければならない（ $m^*\gg m$ [6]）。

(3)式と(4)式の違いの原因はＳＳが無視した(2)式中の $\partial\phi/\partial t$ 項にあると考える。実際，この項を外場に対する線形応答の範囲で評価してみると，(3)式の右辺は相殺され，より小さな結果

$$< \frac{1}{v_F}\frac{\partial j}{\partial t} + v_F\frac{\partial \rho}{\partial x} >_{\rho\omega} \cong \frac{m}{m^*}\frac{\omega^2-(v_F q)^2}{\omega^2-(u_p q)^2}E_{q\omega} \tag{5}$$

を得る。ここで $u_p \equiv (m/m^*)^{\frac{1}{2}} v_F$ はフェイゾンの位相速度である。[6] (5)式は $q\rightarrow 0$ で(4)式に帰着する。(5)式の m/m^* は結合定数に依存する。この意味で，ＣDWの問題においてはカイラル異常が特別な重要性をもつとは考えられない。

以上が結論だが，カイラル異常に関連した(2)式について２，３のコメントを加えておく。Ｒ模型において良く知られたフェルミオン→ボゾン変換 [7] を行い，後者の表示における j の運動方程式を追うと(2)式が運動方程式として成立する。但し，変換されたボゾン場の交換関係を決定する際，元のフェルミオン場の基底状態の情報が取り込まれていることが本質的で,[7] 従って異常項 $eE/\pi\hbar$ の起因はカイラル異常と同質のものと考えられる。

(2)～(5)式はＲ模型に固有な式ではないことも触れておきたい。例えばＮＲ模型の $\eta=0$ において j（A に比例する項も含めて）の時間変化を運動方程式で追い，基底状態で期待値をとる際に外場に関する高次項（≃時間空間変化の高階微分項）を無視すると(3)式が出る。実際(3)式は $\eta=0$（金属状態）の場合，電

流の加速を決める単純な方程式である。R模型ではアノマリーとして導出された電場項は，NR模型では j の $A(\partial/\partial x)$ に比例する項と運動方程式中の $\partial/\partial t\,(\Phi)$ 項との絡みから出てくる。

電場に対する線形応答をグリーン関数を用いた摂動法で評価しようとすると，一般に絶対収束でない項が多く出てくる。そのような項を適当にまとめることによって結果が通常のゲージ不変性を満すように処理することはむしろNR模型については容易である。その結果 $\eta=0$ では(3)式が，$\eta\neq 0$ ではバンド巾 $D\equiv\hbar v_F k_F=2\varepsilon_F$ が無限大の極限で(5)式が得られる。

尚，本稿の内容は石川正勝氏（常葉学園大）との共同研究によるものである。

1) Z.-b. Su and B. Sakita, Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 780.

2) CDW系で観測される種々の特異な非線形電気伝導現象を理解するためには，不純物等によるCDWのピン止め効果が重要である（拙著，パリティ **1** の **9**，(1986) 30 参照）。SSはこの効果を取り込んだ議論もしているが，ここでは考えない。また，系は純1次元とし，電子のスピンも省略する。

3) 藤川和男，日本物理学会誌 **41**，685 (1986)。

4) 従って(3)式は電子・格子間相互作用の結合定数にもよらない不遍的な関係式であるというのがSSの主張。

5) H. Fröhlich, Proc. Roy. Soc. London **A223** (1954) 296.

6) P. A. Lee, T. M. Rice and P. W. Anderson, Solid State Commun. **14** (1974) 703.

7) S. Tomonaga, Prog. Theor. Phys. **5** (1950) 349.

ICDWの有効理論と anomaly

京大・基研　宗　博人

chiral U(1) anomaly は量子論で始めて現われる効果であるが，他方，Adler-Bardeen定理や，指数定理の様な普遍性もまた持ちあわせている。その普遍性の為，有効理論の議論の際，特に有用と考えられる。ここで述べるのは，擬一次元導体の不整合電荷密度波（ICDW）[1]の有効理論であり，その理論の σ-model との類似性に注意しながら，Su-Sakita[2]によって示された anomaly とICDWの運動を中心に見ていく。そして，phason と呼ばれる Goldstone model の重要性を bosonization の立場から主張する。

まず，有効理論に出てくる役者を考える。最初に，電流の荷い手である電子場 $\Psi(x)$ である。しかし，擬一次元性の為に，その運動は右か左にしか（ほとんど）できない。次は，系のほぼ全部の質量を持つ，周期的に配列しているイオン，つまり格子である。それから，CDW電流を流すのに必要な外電場Eがあ