カーボンナノコイルの電気伝導特性

The effect of curvatures on the transport properties of carbon nanocoils

○佐々木善瑛¹, 胡桃聡², 松田健一², 畠中憲之³, 須田善行⁴, 鈴木薫² Yoshiaki Sasaki¹, Satoshi Kurumi², Ken-ichi Matsuda², Noriyuki Hatakenaka³, Yoshiyuki Suda⁴, and Kaoru Suzuki²

Abstract: 本研究では、カーボンナノコイルのような変形した量子細線の電気伝導特性について、理論的に考察した. 細線の曲率は、そこを通過する電子に対して引力的なポテンシャルとなることや、それによって電子の運動が量子力学 的な透過と反射の影響を受けることがわかった.一方、ある特定の曲げ方をする場合には、よく知られた無反射ポテン シャルと一致する状態となるため完全透過条件となることも示された.いくつかの曲げ方について、曲率を連続的に変 化させた場合の透過率の計算も行い、量子細線の変形を利用した力学的変位センサーへの応用について提案する.

1. はじめに

現在,半導体ナノワイヤーやカーボンナノチューブな どの量子細線は,次世代のナノ電子デバイスにおける配 線技術や,それ自体を発光・受光素子として用いること への応用など,基礎と応用の両面から注目されている.

これら量子細線の電気伝導に関する研究は、これまで も精力的に行われてきたが、量子細線の変形の効果はあ まり考慮されてこなかった.つまり、変形の空間的尺度 が電子の波動関数の広がりに比べて十分に大きいため、 電気伝導への影響が無視できるほど小さかったためであ る.しかし実際に量子細線の変形が波動関数の空間的尺 度と同程度になってくる状況では、積極的に考慮すべき 状態になると考えられる.

本研究では、図1に示すような、カーボンナノチュー ブをコイル形状にしたカーボンナノコイルについて、そ の曲率が電気伝導特性に及ぼす影響を、理論的に検討し た.

2. 理論



図1: カーボンナノコイルの走査型電子顕微鏡像.

2.1 曲率の効果とシュレーディンガー方程式

量子細線の曲率をどのように量子力学的に扱うのかは、 多くの先行研究がある[1]. 今回は、量子細線を一次元系 とみなし、曲率の効果のみを考慮するモデルを採用する [2]. それによると、量子細線の曲率を $\kappa(x)$ とすると、そ の効果はシュレーディンガー方程式のポテンシャルエネ ルギー u(x) として次式のようにあらわされる.

$$u(x) = -\frac{\hbar^2}{8m}\kappa^2(x) \tag{1}$$

ここでxは曲線の弧に沿った長さのパラメーターである. そうすると、ここで解くべき問題は、通常のシュレーディンガー方程式

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2} + u(x)\right]\psi(x) = E\psi(x) \qquad (2)$$

における1次元のポテンシャル問題と同じ形式となる. ここで $\psi(x)$ は電子の波動関数である.

2.2 曲がった量子細線の例

図2(a) には、曲がった量子細線の実際の形状の例を示す. 量子細線に沿った曲率で表現すると、

$$\kappa(x) = \frac{2\sqrt{2}}{\cosh(x)} \tag{3}$$

となる. この形状によって形成されるポテンシャルエネ ルギーは

$$u(x) = -\frac{\hbar^2}{m} \frac{1}{\cosh^2(x)} \tag{4}$$

となる. またそのポテンシャルエネルギーの空間分布を, (b) に示す. このように,量子細線の曲率は,このモデル の範囲内では電子に対する引力ポテンシャルとして作用 することがわかる. 通常,このような引力ポテンシャル 中には束縛状態が形成される可能性があり,実際にその ような状態があることが計算によって明らかになってい るが,ここでは,それには立ち入らずに,電気伝導特性 に関与する連続状態について考察する.





3. 結果と考察

ここでは曲率が作り出すポテンシャルエネルギーを

$$u(x) = -\frac{V_0}{\cosh^2(x)} \tag{5}$$

と一般化して、形状変化の自由度を V₀ というパラメータ ーに持たせた場合を考察する.曲がっている部分に、無 限遠から入射する電子を考える.またその電子の波数を k とすると、この曲がった部分での電子の透過確率 T は

$$T = \frac{\sinh^2(\pi k)}{\sinh^2(\pi k) + \cos^2(\frac{\pi}{2}\sqrt{1 + \frac{8mV_0}{\hbar^2}})}$$
(6)

と与えられる[1,4]. この透過確率 *T* の *V*₀ 依存性を示したのが図 3 である.

横軸は、(5)式のコサイン項の一部を
$$\sqrt{1 + \frac{8mV_0}{\hbar^2}} = s \tag{7}$$

として,パラメーターsの関数としてプロットしている.



図 3: 式 (7) で定義された *s* に対する電子の透過確率 *T*の依存性, *s*=2*n*+1(*n*=0,1,2,...)の条件を満たすとき, 透過確率が1となる.赤線は*k*=0.1,緑線は*k*=0.3,青線 は*k*=0.5 である.

一見してわかるように、*s*=2*n*+1,(*n*=0,1,2,3,...)の条件を満たすところで、透過率が1となり、細線の曲率に全く関係なく完全透過する状態があることがわかる.さらに、完全透過条件から外れたところでは、入射電子の波数 *k* に依存して透過率が急激に小さくなることがわかる.

このことから,量子細線の曲げは一般的に電子の電気 伝導を妨げる方向に働くが,特定の曲率をもつ曲げ方を すると,電子の状態にかかわらず完全透過する状況が有 り得ることが示された.

4. まとめ

今回,量子細線の曲率が電子の運動に与える影響を理 論的に考察した.シュレーディンガー方程式より求めた 電子の透過確率は曲率に依存して変化するが,ある特定 の曲率に対しては,電子の状態にかかわらず完全透過状 態となることが示された.細線の変形の自由度が,その 電気伝導率に敏感に反映されるという結果から,非常に 微小な力学的センサーとしての応用が期待される.

参考文献

S. Matsutani, and H. Tsuru, J. Phys. Soc. Jpn. **60**, 3640 (1991).
R. C. T. da Costa, Phys. Rev. A **23**, 1982 (1981).

[3] E. Abbena, S. Salamon, A. Gray, "*Modern Differential Geometry of Curves and Surfaces with Mathematica*" (3rd. ed.), Chapman and Hall/CRC, (2006).

[4] L. D. Landau, and E. M. Lifshitz, "Quantum Mechanics", (Pergamon Press, New York), 1976.