

曲がった細線を用いた単光子発光素子の提案

A new scheme for single-photon emission using curved thin wires

○千葉雅士¹, 菅野健太¹, 手崎正晴¹, 胡桃聡², 鈴木薫², 松田健一²

M. Chiba¹, K. Sugano¹, M. Tezaki¹, S. Kurumi², K. Suzuki², K.-i. Matsuda²

概要: 本研究では, 一次元的な細線構造に閉じ込められた電子に対する細線の曲率の影響を調べた. 曲率は電子に対する引力ポテンシャルを形成するため, 適切な条件の下では束縛準位が形成されることがわかり, また細線形状が時間とともに変化する際にも, 変形の時間変化とともに電子状態も移動することがわかった. さらにその仕組みを利用することで, このシステムをフレキシブルな単光子発光素子として利用できる可能性を見出した.

1. 研究背景と目的

近年, カーボンナノチューブや半導体ナノワイヤなどの微小な細線が注目されている. これらは比較的容易に曲がる自由度を有しているため, 複雑な立体構造を利用したナノマシンの配線材料や, フレキシブルな電子デバイスなどとしての利用が考えられている.

従来, これらの材料の電気伝導特性に対する形状変化の効果はあまり考えられてこなかった. しかし, 変形 (特に曲率) がその電子状態に影響を及ぼす可能性が da Costa によって理論的に指摘され[1], 細線の変形とそれが電子状態にもたらす量子効果についての検討が始まった.

本研究では, 細線の曲率が電子に対して形成するポテンシャルエネルギーとその運動に着目した. ポテンシャルエネルギーの形状が, 非線形方程式である KdV 方程式を満たしながら時間発展する場合, ポテンシャル中に形成された束縛準位は, その位置を変えながらもエネルギー自体は保存されるという状況を利用することがわかった. しかもそれが細線の形状変化によって自由度高く設計できることもわかった. さらに, その仕組みを利用することで, 単光子発光素子としての応用できることを示すことができた.

2. 原理

2.1 細線の曲率の効果

変形させる細線は一次元的なものとして, 振率は無視することとした. また細線に沿った位置パラメータとして弧長パラメータ q を取る. この細線上を運動する電子に対する無次元化したシュレーディンガー方程式は

$$\left[-\frac{1}{2} \frac{d^2}{dq^2} + u(q, t) \right] \psi(q) = E\psi(q)$$

である. ここで, $u(q, t)$ は細線の変形が電子に対して形成するポテンシャルエネルギーであり,

$$u(q, t) = -\frac{1}{8} C^2(q, t)$$

と書き表すことができる. ただし $C(q, t)$ は細線の曲率を表す. すなわち, 曲率は電子に対する引力的なポテンシャルを形成することがわかる.

2.2 KdV 方程式とポテンシャルエネルギー

今回我々は, 曲率によって細線上に形成されるポテンシャルエネルギーが, 次の KdV 方程式を満たしながら時間発展する場合を検討した. すなわち,

$$\frac{\partial u(q, t)}{\partial t} - 6 \frac{\partial u(q, t)}{\partial q} u(q, t) + \frac{\partial^3 u(q, t)}{\partial q^3} = 0$$

KdV 方程式には, いわゆるソリトン解が存在することが知られており, 今回, 特に 2 ソリトン解に相当する場合について検討した.

2 ソリトン解とは, 一つの解の中に二つのソリトンを含む場合のことであるが, そのような性質をもつポテンシャルエネルギーの中には, やはり二つの束縛準位が形成されることが知られている. そこで, このポテンシャルに対応する細線形状と, そこに形成される束縛準位の厳密な波動関数を求め, その時間発展を数値的に検討した.

3. 結果と考察

3.1 細線形状と KdV ソリトンポテンシャルの関係

図 1 に, KdV 方程式を満たすソリトン型のポテンシャル形状 (実線) と, その中に形成される束縛状態の波動関数 (各々, 点線, 一点鎖線) を示す. また, このポテンシャルを形成する細線の形状を x - y 平面に投影したものを図 2 に示す.

図 2 から, 細線上に二か所の曲がった部分があり, それぞれの場所が電子に対する束縛状態を形成していることが, 図 1 との対応で理解される. この状態は, 仮想的な時間のパラメータが $t = -1.0$ の時のものであるが, ここから KdV 方程式に従って時間発展させるとそれぞれ, 図 3, 図 4 のようになる. 曲率の大きい (従って小さなループ) 部分は, 深い束縛準位を形成するが, その部分の移動速度は, 曲率の小さな (つまり大きな

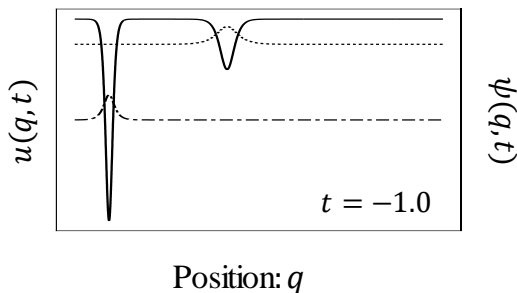


図 1 : KdV ソリトンポテンシャルの形状 (実線) と, その中に形成される二つの電子束縛状態 (点線, 一点鎖線). ただし, ここで $\kappa_1 = 1, \kappa_2 = 2, t = -1.0$.

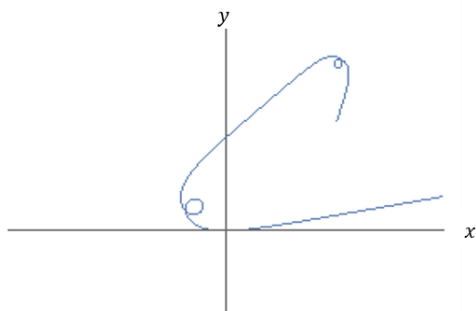


図 2 : 上記のポテンシャルに対応した細線形状.

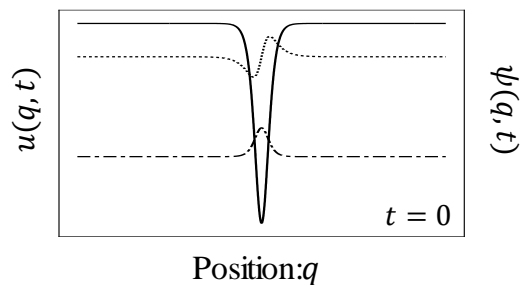


図 3 : KdV ソリトンポテンシャルの形状 (実線) と, その中に形成される二つの電子束縛状態 (点線, 一点鎖線). ただし, ここで $\kappa_1 = 1, \kappa_2 = 2, t = 0$.

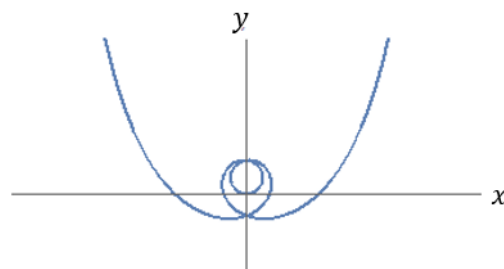


図 4 : 上記のポテンシャルに対応した細線形状.

ループ部分) よりも早いため, 図 4 にみられるように二つのループが完全に重なっている. 図 3 のポテンシャル図もそのことを反映して一か所で重なっている.

3.2 単光子発光過程

以上の仕組みを利用した単光子発光過程は次のようになる. まず, 図 1 の点線で示される束縛状態に電子を一つ置き, 一点鎖線の状態は空にしておく. このまま時間を発展させて図 3 の状態まで変化させる. すると, エネルギーの高い状態にある電子は, 低い状態が空であるために, そちらに向かって確率的に状態遷移を起こす. その際に, 準位間のエネルギーに相当した単光子が発光するという仕組みである.

4. まとめ

前述のような仕組みで, 単純なポテンシャル時間発展と細線形状の様子が明らかになり, 細線の変形による単電子輸送の可能性が示された.

一方, 単光子発光のための状態遷移は, 確率的に生じることから, 実際にはどの程度の確実性で発光が生じるのか定かではない. このことを明らかにするには, KdV 方程式の解の性質と, 波動関数による遷移確率の両方を系統的に調べる必要がある.

細線の形状変化については, 仮に人為的にこのよう

な変形が生じた場合でも基本原理は同じであるため, 将来的には単電子を, 細線を利用して輸送する技術, 移動可能な人工原子としての利用価値があると考えられる.

謝辞

本研究は, 科学研究費補助金 (No.JP18H01426) による支援を受けて実施されています.

5. 参考文献

- [1] R. C. T. da Costa, Phys. Rev. A **23**, 1982 (1981)
- [2] S. Matsutani, and H. Tsuru, J. Phys. Soc. Jpn. **60**, 3640 (1991).
- [3] C. Ortix, and J. van den Brink, Phys. Rev. B **81**, 165419 (2010).
- [4] T. Yonemura, et al., Carbon **83**, 183 (2015).
- [5] H. Terrones and M. Terrones, New J. Phys. **5**, 126 (2003).
- [6] A. V. Chaplik and R. H. Blick, New J. Phys. **6**, 33 (2004).