

Título em Português: Junções NS com supercondutores topológicos

Título em Inglês: ns junctions with topological superconductors

Autor: João Pedro Carvalho Costa

Instituição: Universidade de São Paulo

Unidade: Instituto de Física de São Carlos

Orientador: Jose Carlos Egues de Menezes

Área de Pesquisa / SubÁrea: Física da Matéria Condensada

Agência Financiadora: USP - Programa Unificado de Bolsas

Junções NS com supercondutores topológicos

João Pedro Carvalho Costa

Poliana H. Penteado

José Carlos Egues

Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo

joaopedro137@usp.br

Objetivos

Nesse trabalho investigamos junções de um metal normal (N) e um supercondutor (S) topológico (*p-wave*). Aqui modelamos o supercondutor pelo modelo de Kitaev contínuo. Calculamos as probabilidades de reflexão normal e de Andreev e também a condutância diferencial. Mostramos que a condutância como função da energia na fase topológica apresenta picos em energia zero — *zero bias peaks* (ZBCP) — devido à presença dos modos de Majorana — *Majorana zero modes* (MZM) — quando comparada à condutância na fase trivial.

Métodos e Procedimentos

Primeiramente estudamos o modelo de Kitaev [1] contínuo [2] por meio da formulação de Bogoliubov-de-Gennes (BdG) [3]. Resolvemos essa equação BdG para um supercondutor homogêneo (bulk) e determinamos a relação de dispersão do material.

Com o intuito de modelar a junção NS, empregamos o formalismo proposto por Blonder, Tinkham e Klapwijk (BTK) [4] e analisamos os estados de espalhamentos do sistema de acordo com as condições de contorno apropriadas. Uma vez obtidos os estados de espalhamento, aplicamos o método das matrizes de transferência e de espalhamento [5] para calcular todos os coeficientes de reflexão e transmissão através da barreira e, por consequência, as probabilidades de cada processo. Utilizando o formalismo de Landauer-Büttiker [6],

calculamos a condutância diferencial diferencial do sistema à temperatura $T = 0$.

Finalmente, calculamos analiticamente os estados de borda do sistema utilizando o método da matriz de transferência.

Resultados

As curvas de condutância obtidas apresentam um pico de condutância em estados com energia zero característico da fase topológica do supercondutor quando comparada com a condutância em energia zero na fase trivial [7]. Esses picos têm diferentes formas e larguras à medida que se aumenta a energia, mas sempre mantendo o mesmo valor da condutância em energia $E=0$ (ZBCP). Além disso, observamos o aparecimento de singularidades de Van Hove tanto nas curvas de condutância na fase topológica com junção transparente, como na junção com transparência parcial. Essas singularidades comumente aparecem à medida que as energias dos estados das leads tendem a se aproximar do fim do gap de energia do supercondutor. No entanto, quando analisamos o supercondutor no regime *Mexican hat*, uma singularidade adicional pode ser identificada nas curvas de condutância devido à presença da banda de quase-buracos do supercondutor. O material introduzido nesse estudo permite expandir a análise dos MZMs para junções NS com impurezas nas leads e com confinamento, como mostra a Ref. [8]. Essas novas plataformas de estudo podem prever novas assinaturas na condutância que se aproximem

mais fielmente dos resultados experimentais, uma vez que o modelos se tornam mais realísticos.

curva de condutância em laranja, que corresponde ao supercondutor na fase trivial ($\mu < 0$), possui valor nulo em $E = 0$.

Conclusões

Nossa análise mostra que para junções NS com alta transparência a condutância em energia $E=0$ (ZBCP) é um indicativo da fase topológica do supercondutor, pois ela é quantizada em $2e^2/h$, como já observado na literatura [7]. Na fase trivial, a condutância em $E=0$ é nula..

Notamos também a importância de analisar as probabilidades $A(E)$ (reflexão de Andreev) e $B(E)$ (reflexão normal) a fim de interpretar os resultados da condutância e qual tipo de processo de espalhamento é mais provável de ocorrer na fase topológica do supercondutor.

Para junções NS com transparência baixa observamos, no geral, uma supressão da condutância em energias próximas e fora do gap do supercondutor. Esse efeito provoca o desaparecimento das singularidades de Van Hove em altas energias. Outro efeito da barreira não transparente é a diminuição de $A(E)$ em todas energias, exceto em $E = 0$, que continua sendo igual a 1. Essa robustez do processo de reflexão de Andreev é o que explica o pico de condutância centrado em $E = 0$. Tal assinatura revela-se como um importante resultado da topologia do sistema.

Da análise das funções de onda dos MZM's na junção entre o supercondutor e um isolante, mostramos como esse estado ligado se comporta na interface dos materiais e como os parâmetros do sistema controlam o "vazamento" desse estado para a região isolante.

Referências Bibliográficas

[1] A Yu Kitaev, Unpaired Majorana fermions in quantum wires, Phys. -Usp. 44, 131 (2001).

[2] Chuanchang Zeng, Christopher Moore, Apparao M. Rao, Tudor D. Stanescu, and Sumanta Tewari, Analytical solution of the finite-length Kitaev chain coupled to a quantum dot, Phys. Rev. B 99, 094523 (2019).

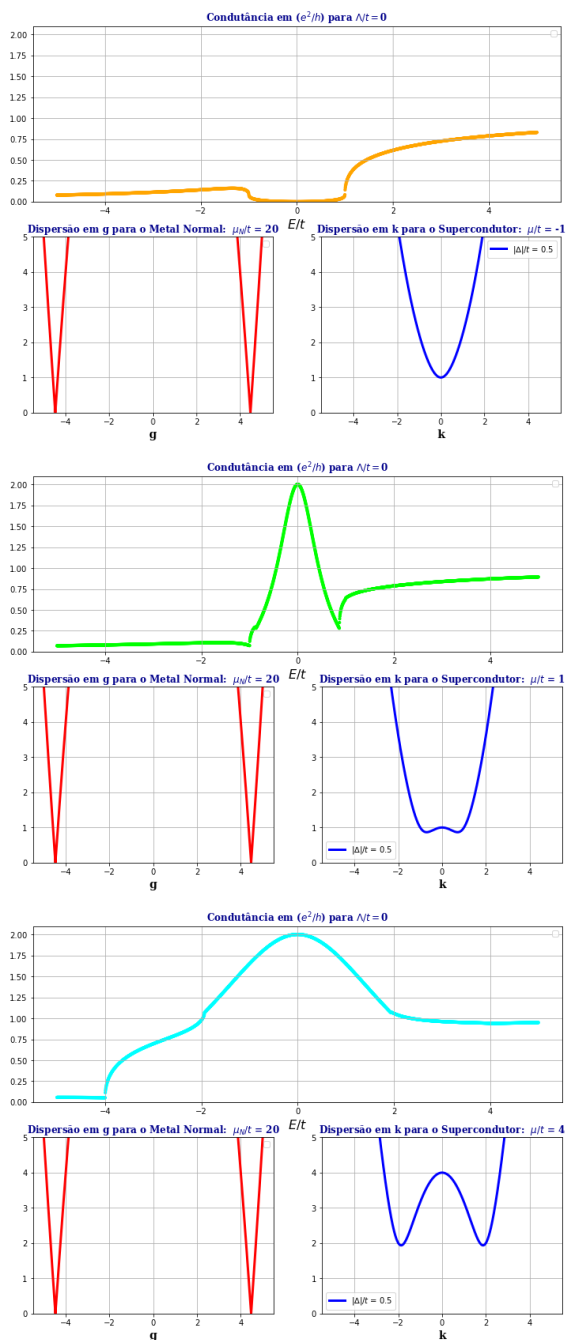


Figura 1: Condutância diferencial $G(E)$ através de uma junção NS transparente ($\Lambda = 0$) para três potenciais químicos μ do supercondutor (μ) diferentes. Nas curvas de condutância verde e ciano, o supercondutor está na fase topológica ($\mu > 0$) e exibe um pico de condutância $2e^2/h$ em $E = 0$. Já a

- [3] Zhu, Jian-Xin, Bogoliubov-de Gennes Method and Its Applications. Springer, 2016.p.(15).
- [4] G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions: Excess current, charge imbalance, and supercurrent conversion, Phys. Rev. B 25, 4515 (1982).
- [5] G. B. Lesovik, and I. A. Sadovskyy, Scattering matrix approach to the description of quantum electron transport, Physics Uspekhi 54, 1007 (2011).
- [6] Supriyo Datta, Electronic Transport in Mesoscopic Systems. Cambridge University Press, 1995.
- [7] F. Setiawan, P. M. R. Brydon, Jay D. Sau, and S. Das Sarma, Conductance spectroscopy of topological superconductor wire junctions, Phys. Rev. B 91, 214513 (2015).
- [8] J. Cayao and Pablo Burset, Confinement-induced zero-bias peaks in conventional superconductor hybrids, Phys. Rev. B 104, 134507 (2021).

NS junctions with topological superconductors

João Pedro Carvalho Costa

Poliana H. Penteado

José Carlos Egues

Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo

joaopedro137@usp.br

Goals

In this work we investigated junctions of a normal metal (N) and a topological superconductor (S) (p-wave). Here we model the superconductor by the continuous Kitaev model. We calculate the probabilities of normal reflection and Andreev and also the differential conductance. We show that conductance as a function of energy in the topological phase presents peaks in zero energy — zero bias peaks (ZBCP) — due to the presence of Majorana modes — Majorana zero modes (MZM) — when compared to conductance in the trivial phase.

Methods and Procedures

First, we studied the Kitaev model [1] continuous [2] through the formulation of Bogoliubov-de Gennes (BdG) [3]. We solved this BdG equation for a homogeneous superconductor (bulk) and determined the dispersion ratio of the material. In order to model the NS junction, we used the formalism proposed by Blonder, Tinkham and Klapwijk (BTK) [4] and analyzed the spreading states of the system according to the appropriate boundary conditions. Once the scattering states are obtained, we apply the method of transfer and scatter matrices [5] to calculate all the coefficients of reflection and transmission through the barrier and, consequently, the probabilities of each process. Using Landauer-Büttiker formalism [6], we calculated the differential conductance of the system at temperature $T = 0$. Finally, we analytically calculate the edge states of the system using the transfer matrix method.

Results

The conductance curves obtained present a conductance peak in states with zero energy characteristic of the topological phase of the superconductor when compared with the zero energy conductance in the trivial phase [7]. These peaks have different shapes and widths as energy increases, but always maintaining the same conductance value in $E=0$ (ZBCP) energy. In addition, we observed the appearance of Van Hove singularities both in the conductance curves in the topological phase with transparent junction, as well as in the junction with partial transparency. These singularities commonly appear as the energies of lead states tend to approach the end of the superconductor energy gap. However, when we analyze the superconductor in the Mexican hat regime, an additional singularity can be identified in the conductance curves due to the presence of the superconductor's quasi-hole band. The material introduced in this study allows to expand the analysis of MZMs to NS junctions with impurities in the leads and with confinement, as shown in ref. [8]. These new study platforms can predict new signatures in conductance that are closer to experimental results, as the models become more realistic.

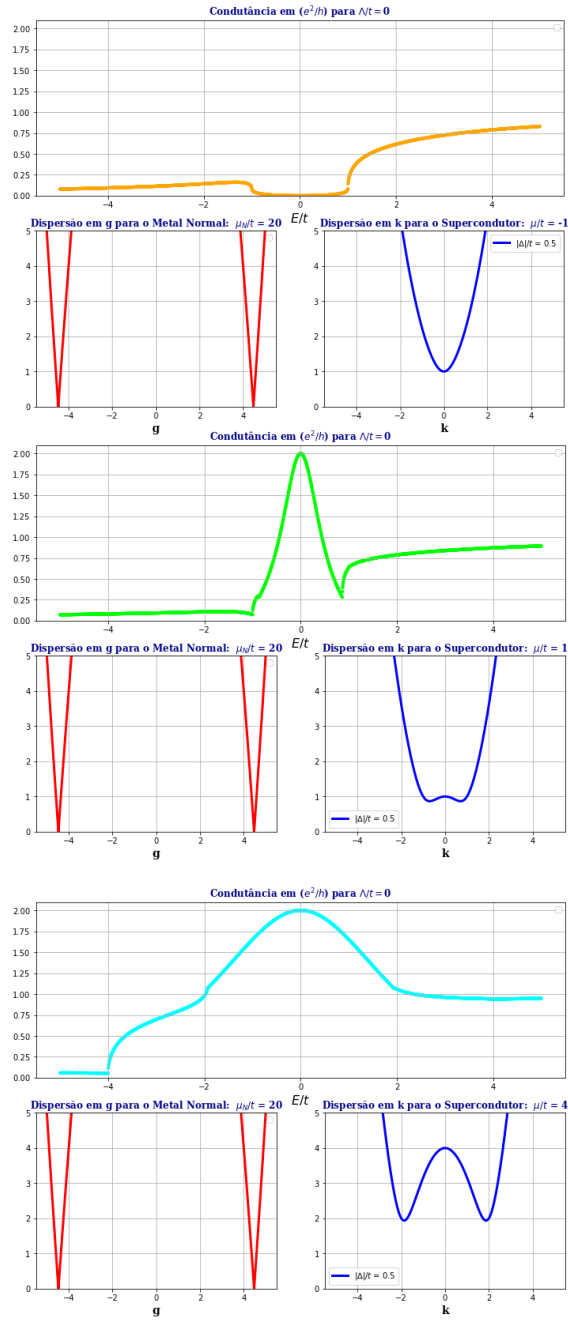


Figure 1: Differential conductance $G(E)$ through a transparent NS junction ($\Lambda = 0$) for three chemical potentials μ superconductor (μ) different. In the green and cyan conductance curves, the superconductor is in the topological phase ($\mu > 0$) and exhibits a peak conductance $2e^2/h$ in $E = 0$. The orange conductance curve, which corresponds to the superconductor in the trivial phase (μ).

Conclusions

Our analysis shows that for NS junctions with high transparency the conductance in energy $E=0$ (ZBCP) is an indication of the topological phase of the superconductor, because it is quantized in $2e^2/h$, as already observed in the literature [7]. In the trivial phase, the conductance in $E=0$ is null. We also note the importance of analyzing probabilities $A(E)$ (Andreev's reflection) and $B(E)$ (normal reflection) in order to interpret the results of conductance and what type of spreading process is most likely to occur in the topological phase of the superconductor. For NS junctions with low transparency, we observed, in general, a suppression of conductance in energies close to and outside the superconductor gap. This effect causes the disappearance of Van Hove's singularities in high energies. Another non-transparent barrier effect is the decrease of $A(E)$ in all energies, except in $E = 0$, which remains equal to 1. This robustness of Andreev's reflection process is what explains the $e = 0$ -centered conductance peak. Such a signature proves to be an important result of the system topology. From the analysis of the wave functions of the MZM's at the junction between the superconductor and an insulator, we show how this connected state behaves at the interface of the materials and how the system parameters control the "leakage" of this state to the insulating region.

References

- [1] A Yu Kitaev, Unpaired Majorana fermions in quantum wires, Phys. -Usp. 44, 131 (2001).
- [2] Chuanchang Zeng, Christopher Moore, Apparao M. Rao, Tudor D. Stanescu, and Sumanta Tewari, Analytical solution of the finite-length Kitaev chain coupled to a quantum dot, Phys. Rev. B 99, 094523 (2019).
- [3] Zhu, Jian-Xin, Bogoliubov-de Gennes Method and Its Applications. Springer, 2016.p.(15).
- [4] G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions:

Excess current, charge imbalance, and supercurrent conversion, Phys. Rev. B 25, 4515 (1982).

[5] G. B. Lesovik, and I. A. Sadovskyy, Scattering matrix approach to the description of quantum electron transport, Physics Uspekhi 54, 1007 (2011).

[6] Supriyo Datta, Electronic Transport in Mesoscopic Systems. Cambridge University Press, 1995.

[7] F. Setiawan, P. M. R. Brydon, Jay D. Sau, and S. Das Sarma, Conductance spectroscopy of topological superconductor wire junctions, Phys. Rev. B 91, 214513 (2015).

[8] J. Cayao and Pablo Buset, Confinement-induced zero-bias peaks in conventional superconductor hybrids, Phys. Rev. B 104, 134507 (2021).