

3

Funções de Green para o sistema fora do equilíbrio termodinâmico. Formalismo de Keldysh

As funções de Green com que estávamos trabalhando no capítulo anterior foram obtidas supondo que o sistema não estava submetido a um potencial externo e que, portanto, estava num regime de equilíbrio termodinâmico. A condição de equilíbrio a que estamos nos referindo é assegurada quando os PQ's estão ligados a dois reservatórios com a mesma energia de Fermi. Neste capítulo estudamos o sistema de dois PQ's submetido a um potencial externo, conectado a dois reservatórios com uma diferença de seus níveis de Fermi igual ao potencial aplicado. As funções de Green para o sistema nesta nova situação são obtidas a partir do formalismo de Keldysh^{26,27}. Estas funções permitirão calcular de forma autoconsistente a carga eletrônica nos PQ's e a corrente que atravessa o sistema fora de equilíbrio, o que nos permite uma melhor compreensão das propriedades eletrônicas e de transporte nos PQ's.

3.1 Formalismo de Keldysh

A idéia central do formalismo de Keldysh para obter as grandezas correspondentes a um sistema fora do equilíbrio consiste em cortar o sistema em alguma parte que restitua a situação de equilíbrio e, por um método perturbativo, expandir as funções de Green para o sistema completo fora de equilíbrio em termos das funções de equilíbrio do sistema cortado, tomando a conexão entre os dois subsistemas gerados no corte como uma perturbação^{26,27}. De acordo com a teoria de muitos corpos de sistemas em equilíbrio uma perturbação que é ligada e desligada de forma adiabática permite concluir que, para $T = 0$, o estado inicial em $t = -\infty$ difere apenas por uma fase do estado final em $t = +\infty$. Como isto não é válido quando a perturbação tira o sistema do equilíbrio é necessário que este seja levado a $t = +\infty$ e trazido de volta a $t = -\infty$, o que define dois ramos no tempo sob os quais as funções de Green fora de equilíbrio podem ser definidas^{26,27},

$$G_{ij}^{++}(t-t') = \langle T \{ c_i(t) c_j^\dagger(t') \} \rangle \quad (3.1)$$

$$G_{ij}^{--}(t-t') = \langle \bar{T} \{ c_i(t) c_j^\dagger(t') \} \rangle \quad (3.2)$$

$$G_{ij}^{+-}(t-t') = \langle c_j(t') c_i^\dagger(t) \rangle \quad (3.3)$$

$$G_{ij}^{-+}(t-t') = \langle c_i^\dagger(t) c_j(t') \rangle. \quad (3.4)$$

Nestas funções T e \bar{T} são respectivamente os operadores de ordenação e antiordenação temporal, c_j^\dagger e c_i são operadores de construção e destruição, responsáveis pela propagação entre os sítios \mathbf{i} e \mathbf{j} , e os sinais - e + se referem aos dois ramos do tempo envolvidos na propagação. Neste trabalho



Figura 3.1: Ramos do tempo para as funções de Green fora de equilíbrio no formalismo de Keldysh.

lidamos basicamente com a função $G_{ij}^{-+}(t - t')$, mais especificamente com a transformada de Fourier de seu elemento local, $G_{ii}^{-+}(\omega)$, que corresponde ao espectro de ocupação fora de equilíbrio no sítio \mathbf{i} e, integrada em ω , fornece a carga neste sítio. No caso de nosso trabalho, em que estamos lidando com o problema de dois sítios, se torna conveniente escrevermos estas funções em termos dos operadores $A_{i\sigma}^{\alpha\beta\gamma}$ definidos no capítulo anterior. De fato, escrevendo

$$G_{ii}^{-+}(\omega) = \sum_{\alpha\beta\gamma} G_{ii}^{-+\alpha\beta\gamma}, \quad (3.5)$$

podemos substituir as funções

$$G_{ii}^{-+\alpha\beta\gamma} = \langle\langle A_{i\sigma}^{\alpha\beta\gamma}; c_i^\dagger \rangle\rangle \quad (3.6)$$

nas integrais (2.77) e (2.78), no lugar da parte imaginária das funções de equilíbrio, e calcular a carga nos PQ's correspondente a situação fora de equilíbrio quando o sistema está submetido a um potencial externo.

3.1.1 Pontos quânticos associados em série

Definimos as funções de Green para o sistema fora do equilíbrio como G_{11}^{-+} e G_{22}^{-+} , que correspondem, respectivamente aos PQ's 1 e 2. Cortando o sistema nas conexões t_1 e t_3 de modo a isolar os PQ's e considerando que nestes não existem elétrons²⁶ podemos adotar a mesma filosofia da aproximação Hubbard I e, pelo formalismo de Keldysh, expandir

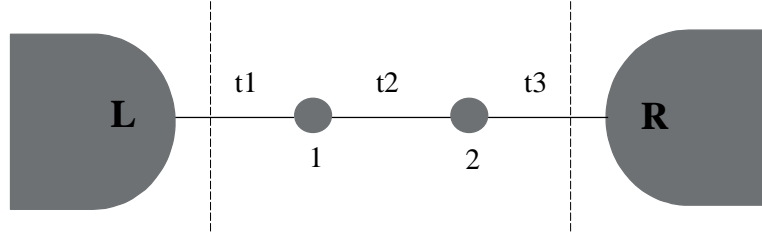


Figura 3.2: Pontos quânticos associados em série.

estas funções em termos das funções obtidas no capítulo anterior. Assim, considerando inicialmente a função G_{11}^{-+} , antes de somada em α , β e γ temos,

$$G_{11}^{-+\alpha\beta\gamma} = G_{11}^{R\alpha\beta\gamma} t_1 g_L^{-+} t_1 G_{11}^A + G_{12}^{R\alpha\beta\gamma} t_3 g_R^{-+} t_3 G_{21}^A, \quad (3.7)$$

onde as funções retardadas G_{ij}^R e avançadas G_{ij}^A correspondem as funções obtidas no capítulo anterior. As funções g_L^{-+} e g_R^{-+} se referem, respectivamente, aos reservatórios da esquerda e da direita quando desligados do resto do sistema. Como para o sistema cortado os reservatórios estão em equilíbrio termodinâmico podemos escrever estas funções²⁶ em termos das distribuições de Fermi $f_{L(R)}(\omega)$ e das DOS $\rho_{L(R)}(\omega)$ nestes reservatórios,

$$g_L^{-+} = f_L(\omega) \rho_L(\omega) \quad (3.8)$$

$$g_R^{-+} = f_R(\omega) \rho_R(\omega). \quad (3.9)$$

Voltando com estas funções em (3.7) e considerando explicitamente as funções $G_{11}^{R\alpha\beta\gamma}$ e $G_{12}^{R\alpha\beta\gamma}$ obtidas no capítulo anterior, podemos escrever $G_{11}^{-+\alpha\beta\gamma}$ como

$$G_{11}^{-+\alpha\beta\gamma} = \frac{g_{11}^{\alpha\beta\gamma}}{g_{11}} [t_1^2 f_L(\omega) \rho_L(\omega) |G_{11}|^2 + t_3^2 f_R(\omega) \rho_R(\omega) |G_{12}^R|^2]. \quad (3.10)$$

Considerando, por simetria,

$$\begin{aligned} G_{12}^R &= G_{21}^R \\ &= \tilde{g}_{22} t_2 G_{11}^R \end{aligned} \quad (3.11)$$

obtemos

$$G_{11}^{-+\alpha\beta\gamma} = \frac{g_{11}^{\alpha\beta\gamma}}{g_{11}} |G_{11}|^2 [t_1^2 f_L(\omega) \rho_L(\omega) + t_2^2 t_3^2 f_R(\omega) \rho_R(\omega) |\tilde{g}_{22}|^2]. \quad (3.12)$$

Trabalhando de forma análoga obtemos que a função de Green para o sistema

fora de equilíbrio correspondente ao PQ 2 é dada por

$$G_{22}^{-+\alpha\beta\gamma} = \frac{g_{22}^{\alpha\beta\gamma}}{g_{22}} |G_{22}|^2 [t_3^2 f_R(\omega) \rho_R(\omega) + t_1^2 t_2^2 f_L(\omega) \rho_L(\omega) |\tilde{g}_{11}|^2]. \quad (3.13)$$

Somadas em α , β e γ estas funções concentram respectivamente nos PQ's 1 e 2 toda a informação física referente ao sistema fora de equilíbrio e, em conseqüência, fornecem de forma autoconsistente^{15,25} as grandezas em que estamos interessados para o sistema fora de equilíbrio, no caso a carga nos PQ's e a corrente eletrônica.

Se igualarmos os níveis de Fermi dos reservatórios da esquerda e da direita e colocarmos o sistema em equilíbrio temos que, para $\omega < \epsilon_f$, $f_L(\omega) = f_R(\omega) = 1$ e as funções $G_{11}^{-+\alpha\beta\gamma}$ e $G_{22}^{-+\alpha\beta\gamma}$ se reduzem, respectivamente, à parte imaginária das funções de equilíbrio $G_{11}^{\alpha\beta\gamma}$ e $G_{22}^{\alpha\beta\gamma}$. Para que possamos demonstrar esta propriedade é conveniente encontrarmos uma expressão para as funções $G_{11}^{-+\alpha\beta\gamma}$ e $G_{22}^{-+\alpha\beta\gamma}$ que, ao invés de $\rho_L(\omega)$ e $\rho_R(\omega)$, envolva a parte imaginária das funções \tilde{g}_{11} e \tilde{g}_{22} , que correspondem, respectivamente, às DOS referentes aos subsistemas constituídos do PQ 1 conectado ao reservatório da esquerda e do PQ 2 conectado ao reservatório da direita, obtidos quando o sistema estiver cortado em t_2 como no capítulo anterior. Assim, considerando a expressão obtida para \tilde{g}_{11} e designando por $\rho_1(\omega)$ a parte imaginária desta função temos,

$$\begin{aligned} \rho_1(\omega) &= \frac{\tilde{g}_{11} - \tilde{g}_{11}^*}{2i} \\ &= \frac{1}{2i} \left(\frac{g_{11}}{1 - t_1^2 \tilde{g}_L g_{11}} - \frac{g_{11}^*}{1 - t_1^2 \tilde{g}_L g_{11}^*} \right) \\ &= \frac{1}{2i} \frac{g_{11} - g_{11}^* + t_1^2 |g_{11}|^2 (\tilde{g}_L - \tilde{g}_L^*)}{|1 - t_1^2 \tilde{g}_L g_{11}|^2} \\ &= t_1^2 |\tilde{g}_{11}|^2 \rho_L(\omega), \end{aligned} \quad (3.14)$$

onde identificamos a parte imaginária de \tilde{g}_L com a DOS $\rho_L(\omega)$ nos reservatórios. Isolando $\rho_L(\omega)$ na equação (3.14) obtemos

$$\rho_L(\omega) = \frac{\rho_1(\omega)}{t_1^2 |\tilde{g}_{11}|^2}. \quad (3.15)$$

Designando por $\rho_2(\omega)$ a parte imaginária de \tilde{g}_{22} e considerando explicitamente a expressão obtida para esta função de modo análogo podemos escrever,

$$\rho_R(\omega) = \frac{\rho_2(\omega)}{t_3^2 |\tilde{g}_{22}|^2}. \quad (3.16)$$

Substituindo estas relações em (3.12) e (3.13) e considerando explicitamente as funções de equilíbrio $G_{11}^{\alpha\beta\gamma}$ e $G_{22}^{\alpha\beta\gamma}$ temos que as funções $G_{11}^{-+\alpha\beta\gamma}$ e $G_{22}^{-+\alpha\beta\gamma}$ em termos de $\rho_1(\omega)$ e $\rho_2(\omega)$ são dadas respectivamente por

$$G_{11}^{-+\alpha\beta\gamma} = \frac{g_{11}^{\alpha\beta\gamma} f_L(\omega)\rho_1(\omega) + t_2^2 |\tilde{g}_{11}|^2 f_R(\omega)\rho_2(\omega)}{g_{11} |1 - t_2^2 \tilde{g}_{11} \tilde{g}_{22}|^2} \quad (3.17)$$

e

$$G_{22}^{-+\alpha\beta\gamma} = \frac{g_{22}^{\alpha\beta\gamma} f_R(\omega)\rho_2(\omega) + t_2^2 |\tilde{g}_{22}|^2 f_L(\omega)\rho_1(\omega)}{g_{22} |1 - t_2^2 \tilde{g}_{11} \tilde{g}_{22}|^2}. \quad (3.18)$$

Considerando agora a parte imaginária da função de equilíbrio $G_{11}^{\alpha\beta\gamma}$ temos

$$\begin{aligned} \text{Im}G_{11}^{\alpha\beta\gamma} &= \text{Im}\left(\frac{g_{11}^{\alpha\beta\gamma}}{g_{11}} \frac{\tilde{g}_{11}}{1 - t_2^2 \tilde{g}_{11} \tilde{g}_{22}}\right) \\ &= \frac{g_{11}^{\alpha\beta\gamma}}{g_{11}} \frac{1}{2i} \left(\frac{\tilde{g}_{11}}{1 - t_2^2 \tilde{g}_{11} \tilde{g}_{22}} - \frac{\tilde{g}_{11}^*}{1 - t_2^2 \tilde{g}_{11}^* \tilde{g}_{22}^*} \right) \\ &= \frac{g_{11}^{\alpha\beta\gamma}}{g_{11}} \frac{\rho_1(\omega) + t_2^2 |\tilde{g}_{11}|^2 \rho_2(\omega)}{|1 - t_2^2 \tilde{g}_{11} \tilde{g}_{22}|^2}, \end{aligned} \quad (3.19)$$

que, como havíamos dito, corresponde a função $G_{11}^{-+\alpha\beta\gamma}$ quando o equilíbrio termodinâmico do sistema é estabelecido ($f_L(\omega) = f_R(\omega) = 1$ para $\omega < \epsilon_f$). Da mesma forma podemos mostrar que, no equilíbrio, a função $G_{22}^{-+\alpha\beta\gamma}$ referente ao PQ 2, se reduz à parte imaginária de $G_{22}^{\alpha\beta\gamma}$.

3.1.2 Pontos quânticos associados em paralelo

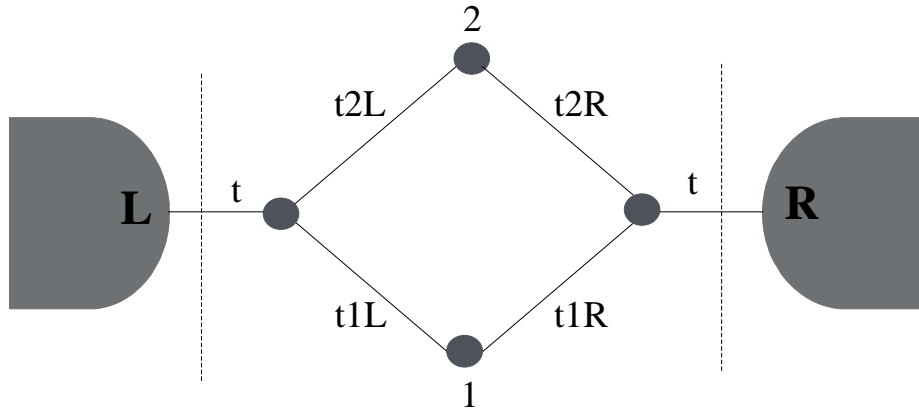


Figura 3.3: Pontos quânticos associados em paralelo.

A figura (3.3) representa dois PQ's conectados em paralelo a dois reservatórios de elétrons. Da mesma forma que na seção anterior, podemos cortar este sistema de modo que as funções de Green para o sistema fora de equilíbrio possam ser obtidas em termos das funções retardada e avançada do capítulo anterior. De fato, cortando o sistema entre **a** e **L** e entre **b**

e \mathbf{R} , desprezando todos os processos inelásticos e considerando que depois do sistema cortado não existem elétrons entre \mathbf{a} e \mathbf{b} podemos escrever, no espírito da aproximação Hubbard I,

$$\begin{aligned} G_{11}^{-+\alpha\beta\gamma} &= G_{1a}^{R\alpha\beta\gamma} t g_L^{-+} t G_{a1}^A + G_{1b}^{R\alpha\beta\gamma} t g_R^{-+} t G_{b1}^A \\ &= t^2 \frac{g_{11}^{\alpha\beta\gamma}}{g_{11}} (|G_{1a}^A|^2 g_L^{-+} + |G_{1b}^A|^2 g_R^{-+}) \end{aligned} \quad (3.20)$$

e

$$\begin{aligned} G_{22}^{-+\alpha\beta\gamma} &= G_{2a}^{R\alpha\beta\gamma} t g_L^{-+} t G_{a2}^A + G_{2b}^{R\alpha\beta\gamma} t g_R^{-+} t G_{b2}^A \\ &= t^2 \frac{g_{22}^{\alpha\beta\gamma}}{g_{22}} (|G_{2a}^A|^2 g_L^{-+} + |G_{2b}^A|^2 g_R^{-+}). \end{aligned} \quad (3.21)$$

Para os propagadores G_{1a} , G_{1b} , G_{2a} e G_{2b} temos

$$G_{1a} = G_{a1} = \tilde{g}_{aa}(t_{1L}G_{11} + t_{2L}G_{21}) \quad (3.22)$$

$$G_{1b} = G_{b1} = \tilde{g}_{bb}(t_{1R}G_{11} + t_{2R}G_{21}) \quad (3.23)$$

$$G_{2a} = G_{a2} = \tilde{g}_{aa}(t_{2L}G_{22} + t_{1L}G_{12}) \quad (3.24)$$

$$G_{2b} = G_{b2} = \tilde{g}_{bb}(t_{2R}G_{22} + t_{1R}G_{12}). \quad (3.25)$$

Levando (3.22) e (3.23) em (3.20), assim como (3.24) e (3.25) em (3.21), e considerando também as equações (3.8) e (3.9) obtemos

$$\begin{aligned} G_{11}^{-+\alpha\beta\gamma} &= t^2 \frac{g_{11}^{\alpha\beta\gamma}}{g_{11}} \{ |\tilde{g}_L|^2 f_L(\omega) \rho_L(\omega) [t_{1L}^2 |G_{11}|^2 + t_{2L}^2 |G_{21}|^2 + 2t_{1L}t_{2L} \text{Re}(G_{11}G_{21}^*)] + \\ &\quad + |\tilde{g}_R|^2 f_R(\omega) \rho_R(\omega) [t_{2R}^2 |G_{22}|^2 + t_{1R}^2 |G_{12}|^2 + 2t_{1R}t_{2R} \text{Re}(G_{22}G_{12}^*)] \} \end{aligned} \quad (3.26)$$

e

$$\begin{aligned} G_{22}^{-+\alpha\beta\gamma} &= t^2 \frac{g_{22}^{\alpha\beta\gamma}}{g_{22}} \{ |\tilde{g}_L|^2 f_L(\omega) \rho_L(\omega) [t_{2L}^2 |G_{22}|^2 + t_{1L}^2 |G_{12}|^2 + 2t_{1L}t_{2L} \text{Re}(G_{12}G_{22}^*)] + \\ &\quad + |\tilde{g}_R|^2 f_R(\omega) \rho_R(\omega) [t_{2R}^2 |G_{22}|^2 + t_{1R}^2 |G_{12}|^2 + 2t_{1R}t_{2R} \text{Re}(G_{22}G_{12}^*)] \} \end{aligned} \quad (3.27)$$

que são as expressões para as funções de Green fora de equilíbrio referentes aos PQ's 1 e 2, respectivamente. Se, a exemplo do que fizemos na seção anterior para os PQ's associados em série, colocarmos o sistema em equilíbrio obteremos que estas funções serão respectivamente iguais às partes imaginárias das funções retardadas $G_{11}^{\alpha\beta\gamma}$ e $G_{22}^{\alpha\beta\gamma}$ obtidas no capítulo anterior.

3.2 Cálculo da corrente elétrica que atravessa o sistema

Já havíamos dito que o sistema de PQ's que estamos considerando, quando submetido a uma diferença de potencial, é atravessado por uma corrente elétrica. Vamos nesta seção encontrar uma expressão para esta

corrente com o sistema nas duas topologias consideradas. Considerando, por exemplo, o sistema representado pela figura (3.1), em que os pontos estão dispostos em série, podemos escrever a corrente como

$$I = \frac{2et_1}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} [G_{L1}^{-+}(\omega) - G_{1L}^{-+}(\omega)]d\omega. \quad (3.28)$$

Supondo a inexistência de processos inelásticos²⁶, podemos escrever as funções de Green G_{L1}^{-+} e G_{1L}^{-+} como

$$G_{L1}^{-+} = g_{LL}^{-+}t_1G_{11}^A + g_{LL}^R t_1G_{11}^{-+} \quad (3.29)$$

$$G_{1L}^{-+} = G_{11}^{-+}t_1g_{LL}^A + G_{11}^R t_1g_{LL}^{-+}. \quad (3.30)$$

Subtraíndo G_{1L}^{-+} de G_{L1}^{-+} e considerando as relações²⁶

$$G_{11}^R = G_{11}^{++} - G_{11}^{-+} \quad (3.31)$$

$$G_{11}^A = G_{11}^{+-} - G_{11}^{-+} \quad (3.32)$$

temos

$$\begin{aligned} G_{L1}^{-+} - G_{1L}^{-+} &= g_{LL}^{-+}t_1G_{11}^A + g_{LL}^R t_1G_{11}^{-+} - G_{11}^{-+}t_1g_{LL}^A - G_{11}^R t_1g_{LL}^{-+} \\ &= t_1[(G_{11}^A - G_{11}^R)g_{LL}^{-+} + (g_{LL}^R - g_{LL}^A)G_{11}^{-+}] \\ &= t_1[(G_{11}^{+-} - G_{11}^{-+})g_{LL}^{-+} - (g_{LL}^{-+} - g_{LL}^{+-})G_{11}^{-+}] \\ &= t_1(G_{11}^{-+}g_{LL}^{+-} - G_{11}^{+-}g_{LL}^{-+}). \end{aligned} \quad (3.33)$$

Da mesma forma que em (3.8) e (3.9) temos que as funções g_{LL}^{+-} e g_{RR}^{+-} são dadas pelas funções de equilíbrio²⁶

$$g_{LL}^{+-} = [1 - f_L(\omega)]\rho_L(\omega) \quad (3.34)$$

$$g_{RR}^{+-} = [1 - f_R(\omega)]\rho_R(\omega). \quad (3.35)$$

Das equações acima e de (3.8) e (3.9) obtemos que, para $T=0$,

$$g_L^{-+}g_L^{+-} = 0 \quad (3.36)$$

$$g_R^{-+}g_R^{+-} = 0. \quad (3.37)$$

Escrevendo as funções de Green

$$G_{11}^{-+} = t_1^2|G_{11}^R|^2g_{LL}^{-+} + t_3^2|G_{12}^R|^2g_{RR}^{-+} \quad (3.38)$$

$$G_{11}^{+-} = t_1^2|G_{11}^R|^2g_{LL}^{+-} + t_3^2|G_{12}^R|^2g_{RR}^{+-} \quad (3.39)$$

e considerando as equações (3.36) e (3.37) temos

$$\begin{aligned} G_{L1}^{-+} - G_{1L}^{-+} &= t_1t_3^2|G_{12}^R|^2(g_{LL}^{+-}g_{RR}^{-+} - g_{LL}^{-+}g_{RR}^{+-}) \\ &= t_1t_3^2|G_{12}^R|^2[\rho_L\rho_Rf_R(\omega)(1 - f_L(\omega)) - \rho_L\rho_Rf_L(\omega)(1 - f_R(\omega))] \\ &= t_1^2t_3^2|G_{12}^R|^2\rho_L\rho_R[f_R(\omega) - f_L(\omega)]. \end{aligned} \quad (3.40)$$

Levando este resultado em (3.28) e considerando que o nível de Fermi da direita é o maior obtemos que a corrente que atravessa o sistema é dada por

$$I = \frac{2et_1^2 t_3^2}{\hbar} \int_{\epsilon_{F_L}}^{\epsilon_{F_R}} |G_{12}^R|^2 \rho_L(\omega) \rho_R(\omega) d\omega. \quad (3.41)$$

Esta expressão é conceitualmente válida tanto para os PQ's associados em série como em paralelo. No caso dos PQ's estarem associados em série a função retardada G_{12}^R da integral acima corresponde ao propagador vestido (2.76) obtido no capítulo anterior. Já para o caso dos PQ's estarem associados em paralelo temos que considerar a propagação eletrônica entre os contatos **a** e **b**, de modo que G_{ab}^R deva ser o propagador considerado na integral. Escrevendo a equação de Dayson para este propagador temos

$$G_{ab} = \tilde{g}_{aa} t_{1L} G_{1b} + \tilde{g}_{aa} t_{2L} G_{2b}, \quad (3.42)$$

onde

$$G_{1b} = \tilde{g}_{11} t_{1L} G_{ab} + \tilde{g}_{11} t_{1R} G_{bb} \quad (3.43)$$

$$G_{2b} = \tilde{g}_{22} t_{2L} G_{ab} + \tilde{g}_{22} t_{2R} G_{bb}. \quad (3.44)$$

Escrevendo a expansão

$$G_{bb} = \tilde{g}_{bb} + \tilde{g}_{bb} t_{1R} G_{1b} + \tilde{g}_{bb} t_{2R} G_{2b} \quad (3.45)$$

para G_{bb} e considerando as equações (3.43) e (3.44) obtemos

$$G_{bb} = \frac{\tilde{g}_{bb} + P_{4\sigma} \tilde{g}_{bb} G_{ab}}{1 - P_{6\sigma} \tilde{g}_{bb}}, \quad (3.46)$$

onde definimos

$$P_{4\sigma} = t_{1L} t_{1R} g_{11} + t_{2L} t_{2R} g_{22} \quad (3.47)$$

$$P_{5\sigma} = t_{1L}^2 g_{11} + t_{2L}^2 g_{22} \quad (3.48)$$

$$P_{6\sigma} = t_{1R}^2 g_{11} + t_{2R}^2 g_{22}. \quad (3.49)$$

Levando (3.46) nas equações (3.43) e (3.44) e em seguida estas equações em (3.42) obtemos que

$$G_{ab} = \frac{\tilde{g}_{aa} \tilde{g}_{bb} P_{4\sigma}}{(1 - \tilde{g}_{aa} P_{5\sigma})(1 - \tilde{g}_{bb} P_{6\sigma}) - \tilde{g}_{aa} \tilde{g}_{bb} P_{4\sigma}^2} \quad (3.50)$$

é o propagador que, levado na integral (3.41), fornece a corrente eletrônica que atravessa o sistema de dois PQ's associados em paralelo que estamos considerando. Nesta expressão as funções \tilde{g}_{aa} e \tilde{g}_{bb} referentes aos contatos **a** e **b** podem ser igualadas respectivamente às funções de Green \tilde{g}_L e \tilde{g}_R correspondentes as bordas dos reservatórios de elétrons.