



**Universitat de les
Illes Balears**

Facultat de Ciències

Memòria del Treball de Fi de Grau

Transporte en dobles puntos cuánticos: efecto de arrastre coherente y demonio de Maxwell

Samuel Jaume Suárez

Grau de Física

Any acadèmic 2017-18

Treball tutelat per Dra. María Rosa López Gonzalo
Departament de Física

S'autoritza la Universitat a incloure aquest treball en el Repositori Institucional per a la seva consulta en accés obert i difusió en línia, amb finalitats exclusivament acadèmiques i d'investigació	Autor		Tutor	
	Sí	No	Sí	No
	X		X	

Paraules clau del treball:
Transporte, demonio, coherencia

Resumen

Gracias a la nanotecnología, hoy en día es posible estabilizar islas de electrones llamadas puntos cuánticos. Al conectar dichos puntos a reservorios de partículas se producen fenómenos de transporte realmente interesantes y dignos de estudio. A lo largo de este trabajo se estudiarán algunos de estos fenómenos, en especial los que se dan cuando hay dos puntos cuánticos acoplados y uno de ellos tiene el transporte bloqueado; las conocidas corrientes de arrastre y de control. Así como también los procesos de *feedback* producidos por la acción de un dispositivo 'inteligente' llamado Demonio de Maxwell.

Índice

1. Introducción	1
1.1. Sistemas confinados	1
1.2. Demonio de Maxwell	2
1.3. Modelo electrostático	3
1.3.1. Un punto cuántico	3
1.3.2. Doble punto cuántico	4
1.3.3. Bloqueo de Coulomb	5
1.4. Régimen secuencial y coherente	5
2. Modelo teórico	6
2.1. Distribución de Fermi-Dirac	6
2.2. Ritmos de túnel	6
2.3. Ecuaciones maestras	7
2.4. Modelo secuencial	7
2.4.1. Un punto cuántico	7
2.4.2. Doble punto cuántico y demonio de Maxwell	8
2.4.3. Corrientes eléctricas	9
2.4.4. Corrientes de calor	9
2.4.5. Corriente de información	10
2.5. Modelo coherente	12
2.5.1. Doble punto cuántico y demonio de Maxwell	12
2.5.2. Regularización	13
2.5.3. Ecuaciones maestras	14
2.5.4. Corrientes eléctricas	14
2.5.5. Corrientes de calor	15
3. Resultados	16
3.1. Un punto cuántico	16
3.2. Doble punto cuántico secuencial: corriente de arrastre y de control	17
3.3. Demonio de Maxwell secuencial	18
3.4. Doble punto cuántico coherente: corriente de arrastre y de control	20
3.5. Demonio de Maxwell coherente	21
4. Análisis y conclusiones	22
4.1. Diferencias entre el caso coherente y secuencial: Corriente de arrastre	22
4.2. Diferencias entre el caso coherente y secuencial: Demonio de Maxwell	23
4.3. Conclusiones	24
Bibliografía	25

1. Introducción

En este trabajo analizaremos y estudiaremos las propiedades de transporte, tanto termoeléctricas como de información, de electrones en sistemas cuánticos de dimensión 0; comunmente llamados puntos cuánticos.

A lo largo de las distintas secciones, estudiaremos, para diferentes situaciones y modelos, el transporte de electrones principalmente debido al efecto túnel. Así como también mecanismos de realimentación o *feedback* nanoscópicos; modelados a partir de demonios de Maxwell cuánticos, los cuales serán detallados más adelante en esta misma sección.

Por tanto, como se puede apreciar, este estudio está orientado a la mejora de la comprensión de la naturaleza a nivel cuántico para facilitar y acelerar el paso de la electrónica microscópica a la nanoscópica. Ya que es cuestión de años que sea inviable disminuir, aún más, el tamaño de los transistores actuales sin que perciban los exóticos efectos cuánticos de la naturaleza.

Cabe destacar el hecho de que estudiaremos las propiedades de transporte de cada modelo tanto en régimen secuencial, como en régimen coherente. Los cuales serán explicados con más detalle a lo largo de esta sección.

1.1. Sistemas confinados

En el contexto de la electrónica, un sistema confinado es aquel en el cual el movimiento de los electrones está restringido en alguna dirección, o lo que es lo mismo, dichos electrones no tienen todas las direcciones de movimiento permitidas. Se puede restringir el movimiento de los electrones a planos, líneas o incluso a puntos, que como su nombre indica son de dimensión nula.

Éstos últimos son conocidos como puntos cuánticos⁽¹⁾ y serán la base de este trabajo. De forma general, se modelan como pozos de potencial en los que los electrones no tienen posibilidad de moverse en ninguna dirección.

Las formas más comunes de reproducir experimentalmente estos puntos cuánticos son las que se muestran a continuación:

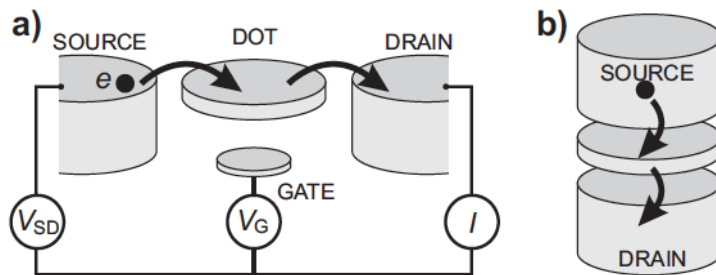


Figura 1.1: En la imagen (a) tenemos un punto cuántico lateral, mientras que en la (b) tenemos uno vertical. Imagen extraída de [1].

Como se puede apreciar, dichos puntos cuánticos se reproducen con una isla de metal (siendo normalmente una mezcla heterogénea de GaAs y AlGaAs dopada, en la mayoría de casos, con Si) la cual forma un gas bidimensional de electrones de forma aproximada, ya que normalmente tiene unos 10 nm de espesor [1].

⁽¹⁾Antiguamente conocidos como átomos artificiales debido a su espectro discreto de energías.

Habiendo restringido una dirección de movimiento, las dos siguientes se restringen mediante la aplicación de campos eléctricos. Particularizando al caso del punto cuántico lateral (mostrado en la Figura 1), se utiliza otra placa heterogénea de metal llamada *gate* sometida a una diferencia de potencial para crear campos eléctricos que se aplicarán al gas bidimensional de electrones y así obtener pequeñas islas de electrones dentro de dicho gas; restringiéndose así todas las direcciones de movimiento.

Finalmente se conectan dos reservorios (sometidos a una diferencia de potencial) al punto cuántico para permitir el intercambio de electrones y para que se ajuste automáticamente el número de electrones en la isla; minimizándose así la energía del circuito. De esta forma se puede conseguir un punto estable en el espacio que permita el intercambio de electrones individuales.

El trabajo en sí consistirá en estudiar las propiedades de transporte tanto de estos sistemas, como de combinaciones de ellos.

1.2. Demonio de Maxwell

En la segunda mitad del siglo XIX James Clerk Maxwell ideó un experimento mental que consistía en que si un ser microscópico autónomo fuese capaz de clasificar partículas frías y calientes de un gas, entonces se violaría la segunda ley de la termodinámica debido a la disminución de la entropía global del sistema.

Para solucionar esta aparente contradicción, fue necesario analizar el problema en el marco de la teoría de la información, en la que la entropía y la información están directamente relacionadas. Por tanto, al ser la información una magnitud física, el proceso de obtención de información por parte del demonio hace disminuir la entropía global del sistema hasta que es necesario hacer un proceso de borrado de información, en el cual se disipa energía en forma de calor aumentando así la entropía.

Gracias al principio de Landauer [3], sabemos que el aumento de entropía provocado por el calor liberado en el proceso de borrado siempre es mayor que la disminución de entropía causada por la acción del demonio. De esta forma se mantiene la validez del segundo principio de la termodinámica.

En la actualidad el demonio de Maxwell sigue siendo interesante pero no por la misma razón; hoy en día es utilizado como un mecanismo de retroalimentación para convertir información en energía. Con la tecnología actual se han llegado a reproducir demonios de Maxwell autónomos mediante el acoplamiento de varios puntos cuánticos. Aunque, a día de hoy, la tecnología no es lo suficientemente avanzada como para experimentar todas las predicciones teóricas proporcionadas por las investigaciones actuales en termodinámica estocástica.

1.3. Modelo electrostático

Requeriremos de un modelo electrostático para tener en cuenta la renormalización energética que sucede en un punto cuántico al estar éste ocupado por un electrón.

El modelo consistirá en reducir toda la complejidad experimental de un punto cuántico a un punto de energía constante unido electrostáticamente, mediante un condensador, al reservorio adyacente. Por tanto, tendremos que tener en cuenta la relación siguiente:

$$Q = C(\phi - V) \quad (1.1)$$

donde Q y ϕ son la carga y el potencial electrostático del punto cuántico, respectivamente; mientras que C es la capacitancia del condensador y V el voltaje al que está sometido el reservorio.

Aislado ϕ e integrando respecto a las cargas obtendremos la energía electrostática U que será la que modificará el potencial electroquímico (μ) del punto cuántico, el cual se define como la energía del punto sin estar ocupado (ε_0) más la contribución electrostática provocada por la ocupación o desocupación de electrones.

1.3.1. Un punto cuántico

El esquema electrostático de un punto cuántico es el siguiente:

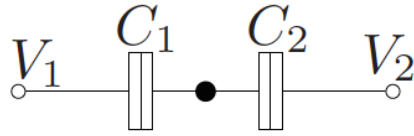


Figura 1.2: Imagen del esquema electrostático de un punto cuántico.

Las ecuaciones de la carga acumulada en el punto cuántico y de su potencial electrostático son:

$$Q = C_1(\phi - V_1) + C_2(\phi - V_2) \quad (1.2)$$

$$\phi(Q) = \frac{Q + C_1V_1 + C_2V_2}{C_1 + C_2} \quad (1.3)$$

Por tanto, la energía potencial electrostática en este caso vendrá definida de la siguiente forma:

$$U(N) = \int_0^{eN} \phi(Q)dQ = \frac{1}{C_1 + C_2} \left(\frac{(eN)^2}{2} + (C_1V_1 + C_2V_2)eN \right) \quad (1.4)$$

De esta manera, el potencial electroquímico quedará de la forma siguiente:

$$\mu = \varepsilon_0 + U(1) - U(0) = \varepsilon_0 + \frac{1}{C_1 + C_2} \left(\frac{e^2}{2} + e(C_1V_1 + C_2V_2) \right) \quad (1.5)$$

1.3.2. Doble punto cuántico

El caso de dos puntos cuánticos que interactúan entre sí se modelará estableciendo un condensador entre los puntos tal y como se indica en el esquema siguiente:

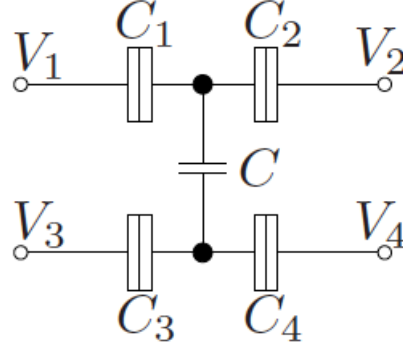


Figura 1.3: Imagen del esquema electrostático de un doble punto cuántico. Imagen extraída de [2].

Describiremos con el subíndice u el punto superior y con el subíndice d el inferior. Con esta geometría las ecuaciones para las cargas y los potenciales electrostáticos son:

$$Q_u = C_1(\phi_u - V_1) + C_2(\phi_u - V_2) + C(\phi_u - \phi_d) \quad (1.6)$$

$$Q_d = C_3(\phi_d - V_3) + C_4(\phi_d - V_4) + C(\phi_d - \phi_u) \quad (1.7)$$

$$\phi_u(Q_u, Q_d) = \frac{1}{K} \left((C_3 + C_4)(Q_u + C_1V_1 + C_2V_2) + C(Q_u + Q_d + \sum_i C_i V_i) \right) \quad (1.8)$$

$$\phi_d(Q_u, Q_d) = \frac{1}{K} \left((C_1 + C_2)(Q_d + C_3V_3 + C_4V_4) + C(Q_u + Q_d + \sum_i C_i V_i) \right) \quad (1.9)$$

Donde $K = (C_1 + C_2)(C_3 + C_4) + C \sum_i C_i$.

A partir de estas expresiones obtendremos las energías potenciales:

$$U_u(N_u, N_d) = \int_0^{eN_u} \phi_u(Q_u, Q_d) dQ_u; \quad U_d(N_u, N_d) = \int_0^{eN_d} \phi_d(Q_u, Q_d) dQ_d \quad (1.10)$$

$$U_u(N_u, N_d) = \frac{eN_u}{2K} \left((C_3 + C_4)(eN_u + 2C_1V_1 + 2C_2V_2) + C(eN_u + 2eN_d + 2 \sum_i C_i V_i) \right) \quad (1.11)$$

$$U_d(N_u, N_d) = \frac{eN_d}{2K} \left((C_1 + C_2)(eN_d + 2C_3V_3 + 2C_4V_4) + C(eN_d + 2eN_u + 2 \sum_i C_i V_i) \right) \quad (1.12)$$

Así pues, podemos definir los potenciales electroquímicos de cada punto cuántico, estando el punto opuesto vacío⁽²⁾, de la forma siguiente:

$$\mu_u^0 = \varepsilon_u + U_u(1, 0) - U_u(0, 0) \quad (1.13)$$

$$\mu_d^0 = \varepsilon_d + U_d(1, 0) - U_d(0, 0) \quad (1.14)$$

⁽²⁾Indicado con el superíndice 0, mientras que si el opuesto está ocupado el superíndice es 1.

De forma análoga podemos definir el potencial electroquímico de cada punto estando el punto opuesto ocupado:

$$\mu_u^1 = \varepsilon_u + U_u(1, 1) - U_u(0, 1) + U_d(1, 1) - U_d(0, 1) \quad (1.15)$$

$$\mu_d^1 = \varepsilon_d + U_d(1, 1) - U_d(0, 1) + U_u(1, 1) - U_u(0, 1) \quad (1.16)$$

Todos los resultados obtenidos serán aplicables también al modelo electrostático del demonio de Maxwell, ya que éste será un caso particular de un doble punto cuántico con $C_2 = 0$. Por tanto, siguiendo con en este esquema, el punto cuántico de arriba sólo estará conectado a un reservorio en la parte izquierda.

1.3.3. Bloqueo de Coulomb

A modo de comentario, cabe destacar el hecho de que el transporte cuántico entre los puntos y los reservorios se puede detener debido al exceso o a la falta de energía potencial electrostática concentrada en un punto por la ocupación de un electrón. Este fenómeno es conocido como bloqueo coulombiano, y está esquematizado en la siguiente imagen:

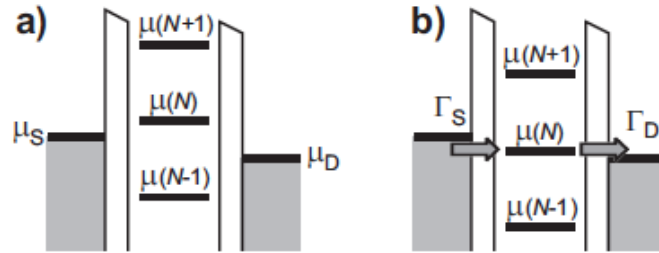


Figura 1.4: En la imagen (a) no hay transporte posible, mientras que en la imagen (b) el nivel N -ésimo sí puede transportar. Imagen extraída de [1].

Por tanto, como se acaba de mostrar, es necesario que el potencial electroquímico del punto cuántico esté en el intervalo energético formado por los reservorios⁽³⁾ o que la temperatura diste considerablemente de $T = 0K$ para que sea posible el transporte. De lo contrario estaremos en el caso de bloqueo coulombiano.

1.4. Régimen secuencial y coherente

A lo largo de las secciones iremos presentando resultados y conclusiones para dos regímenes diferentes: el secuencial y el coherente. La diferencia esencial entre ellos residirá en la temperatura del sistema.

En el régimen secuencial tendremos procesos de efecto túnel de 1^{er} orden, es decir, los electrones entrarán o saldrán de los puntos cuánticos de forma individual, uno por uno. Mientras que en el régimen coherente, el cual se dará a temperaturas más bajas, los electrones tendrán solapamientos en sus funciones de onda; esto implica que habrá una probabilidad no nula de que se den varios procesos de túnel para uno o varios electrones de forma simultánea. Dicho de otra forma, tendremos electrones que entrarán y saldrán a la vez en un mismo punto cuántico o dos electrones que entrarán y/o saldrán simultáneamente en diferentes puntos cuánticos... En definitiva, tendremos procesos de túnel de 2^o orden.

⁽³⁾Es decir, es necesario que la energía del punto cuántico esté entre $(\max\{\mu_S, \mu_D\}, \min\{\mu_S, \mu_D\})$

2. Modelo teórico

A la hora de modelar el transporte cuántico en las diferentes situaciones explicadas en la sección anterior será necesario introducir una serie de conceptos y relaciones esenciales, como por ejemplo: las funciones de Fermi, las probabilidades de transición, las ecuaciones maestras... A lo largo de esta sección se explicarán dichos conceptos y los resultados y magnitudes obtenidos a partir de ellos.

2.1. Distribución de Fermi-Dirac

Para estudiar el transporte cuántico será imprescindible introducir la distribución de Fermi-Dirac. Dado un gas o mar de fermiones, la probabilidad de que un estado de dicho gas esté ocupado por un electrón vendrá dada por la distribución de Fermi-Dirac. En nuestro caso, cada reservorio mencionado anteriormente será un gas de fermiones. Dicha distribución viene dada por la siguiente expresión:

$$f(\varepsilon, V, T) = \frac{1}{e^{(\varepsilon - \mu(V))/k_B T} + 1} \quad (2.1)$$

Donde ε , V , y T son la energía del estado, el voltaje y la temperatura del gas, respectivamente, y $\mu = E_F + eV$ es el potencial químico, siendo E_F la energía de Fermi común a todos los reservorios y e la carga del electrón.

Análogamente podemos definir la distribución de huecos:

$$\bar{f}(\varepsilon, V, T) = 1 - f(\varepsilon, V, T) \quad (2.2)$$

Ésta nos proporcionará la probabilidad de que un estado del gas de fermiones no esté ocupado por ningún electrón. Dicha probabilidad será necesaria cuando el transporte se produzca desde el punto cuántico al reservorio

2.2. Ritmos de túnel

Con la distribución de Fermi-Dirac, o su complementaria distribución de huecos, determinaremos la probabilidad de que el gas de fermiones tenga un estado compatible para el transporte de electrones. Pero para caracterizar la probabilidad de que un electrón realice la transición entre estados necesitaremos introducir los ritmos de transición (probabilidades de transición por unidad de tiempo), en nuestro caso no será necesario calcularlos sino que serán parámetros variables de cada sistema en cuestión.

En definitiva, las transiciones serán modeladas con una barrera de túnel asociada a cada reservorio. Cada barrera será sólo permeable a las energías a las cuales pueden estar los puntos cuánticos, o dicho de otra manera, las barreras tendrán una probabilidad de transición (por unidad de tiempo) no nula entre estados con energía igual a la que tengan los puntos cuánticos (teniendo en cuenta su renormalización), y una probabilidad nula para cualquier otra energía.

Cabe destacar que las barreras serán simétricas, es decir, tendrán la misma probabilidad de transición del reservorio al punto cuántico que del punto cuántico al reservorio.

En el caso de un punto cuántico se utilizará Γ_i para hacer referencia a la probabilidad de transición por unidad de tiempo, o lo que es lo mismo, el ritmo de túnel entre el punto cuántico y el reservorio i .

Cuando haya dos puntos cuánticos habrá que tener en cuenta si el punto opuesto al punto i está ocupado o lleno, ya que los ritmos de túnel serán diferentes. Por tanto, Γ_i indicará el ritmo de túnel entre el reservorio i y el punto cuántico adjunto cuando el punto cuántico opuesto está vacío; mientras que γ_i corresponderá al ritmo de túnel entre el reservorio i y el punto cuántico adjunto, estando el punto opuesto ocupado.

2.3. Ecuaciones maestras

Requeriremos de las ecuaciones maestras para determinar, básicamente, la probabilidad de que los puntos cuánticos esten ocupados o no dependiendo de los parámetros de cada configuración. Éstas ecuaciones de balance relacionarán, mediante tasas de transición $W(N)$, los procesos favorables para alcanzar un estado con N cargas con los que son desfavorables para proporcionar así la evolución temporal del estado con N cargas. De forma general, una ecuación maestra tendrá la forma siguiente [4]:

$$\frac{\partial p_N(t)}{\partial t} = W_F(N-1)p_{N-1}(t) + W_T(N+1)p_{N+1}(t) - (W_F(N) + W_T(N))p_N(t) \quad (2.3)$$

Las $p_N(t)$ son las probabilidades de que el punto cuántico tenga N cargas y los subíndices F y T hacen referencia a *from* y *to* el punto cuántico, respectivamente.

Cabe destacar que será necesario imponer la condición de normalización a las soluciones de todas las ecuaciones maestras, la cual se traduce a la siguiente expresión:

$$\sum_N p_N(t) = 1 \quad (2.4)$$

Las tasas de transición serán unas probabilidades por unidad de tiempo que caracterizaremos en las siguientes subsecciones tanto para el caso secuencial como el coherente.

2.4. Modelo secuencial

En este apartado presentaremos la definición y la notación utilizada para las tasas de transición secuenciales, así como también las soluciones de las ecuaciones maestras y las diferentes corrientes que se pueden calcular para cada caso estudiado.

2.4.1. Un punto cuántico

En el modelo más simple de todos los estudiados, tendremos las siguientes tasas de transición:

$$W_{1\leftarrow 0}^L = \Gamma_L f(\varepsilon, V_L, T_L) \quad (2.5)$$

$$W_{0\leftarrow 1}^L = \Gamma_L \bar{f}(\varepsilon, V_L, T_L) \quad (2.6)$$

$$W_{1\leftarrow 0}^R = \Gamma_R f(\varepsilon, V_R, T_R) \quad (2.7)$$

$$W_{0\leftarrow 1}^R = \Gamma_R \bar{f}(\varepsilon, V_R, T_R) \quad (2.8)$$

Los números 0 y 1 representan el punto cuántico vacío y lleno, respectivamente, mientras que las letras L y R representan el reservorio izquierdo y derecho respectivamente.

Las ecuaciones maestras para este caso son:

$$\dot{p}_0 = (W_{0\leftarrow 1}^L + W_{0\leftarrow 1}^R)p_1 - (W_{1\leftarrow 0}^L + W_{1\leftarrow 0}^R)p_0 \quad (2.9)$$

$$\dot{p}_1 = (W_{1\leftarrow 0}^L + W_{1\leftarrow 0}^R)p_0 - (W_{0\leftarrow 1}^L + W_{0\leftarrow 1}^R)p_1 \quad (2.10)$$

Donde p_0 es la probabilidad de que el punto este vacío y p_1 de que esté lleno. Si nos centramos en el caso estacionario ($\dot{p}_0 = \dot{p}_1 = 0$) e imponemos la condición de normalización ($p_0 + p_1 = 1$), obtendremos las siguientes soluciones⁽⁴⁾:

$$p_0 = \frac{W_{0\leftarrow 1}^L + W_{0\leftarrow 1}^R}{W_{1\leftarrow 0}^L + W_{1\leftarrow 0}^R + W_{0\leftarrow 1}^L + W_{0\leftarrow 1}^R} \quad (2.11)$$

$$p_1 = \frac{W_{1\leftarrow 0}^L + W_{1\leftarrow 0}^R}{W_{1\leftarrow 0}^L + W_{1\leftarrow 0}^R + W_{0\leftarrow 1}^L + W_{0\leftarrow 1}^R} \quad (2.12)$$

2.4.2. Doble punto cuántico y demonio de Maxwell

Introduciremos las tasas de transición y las soluciones de las ecuaciones maestras para el caso del doble punto cuántico, el cual será una generalización del caso del demonio de Maxwell. Las tasas de transición en esta configuración serán las siguientes:

$$W_{1\leftarrow 0}^{u,0,L} = \Gamma_1 f(\varepsilon, V_1, T_1) \quad (2.13) \quad W_{1\leftarrow 0}^{u,1,L} = \gamma_1 f(\varepsilon, V_1, T_1) \quad (2.21)$$

$$W_{1\leftarrow 0}^{u,0,R} = \Gamma_2 f(\varepsilon, V_2, T_2) \quad (2.14) \quad W_{1\leftarrow 0}^{u,1,R} = \gamma_2 f(\varepsilon, V_2, T_2) \quad (2.22)$$

$$W_{0\leftarrow 1}^{u,0,L} = \Gamma_1 \bar{f}(\varepsilon, V_1, T_1) \quad (2.15) \quad W_{0\leftarrow 1}^{u,1,L} = \gamma_1 \bar{f}(\varepsilon, V_1, T_1) \quad (2.23)$$

$$W_{0\leftarrow 1}^{u,0,R} = \Gamma_2 \bar{f}(\varepsilon, V_2, T_2) \quad (2.16) \quad W_{0\leftarrow 1}^{u,1,R} = \gamma_2 \bar{f}(\varepsilon, V_2, T_2) \quad (2.24)$$

$$W_{1\leftarrow 0}^{d,0,L} = \Gamma_3 f(\varepsilon, V_3, T_3) \quad (2.17) \quad W_{1\leftarrow 0}^{d,1,L} = \gamma_3 f(\varepsilon, V_3, T_3) \quad (2.25)$$

$$W_{1\leftarrow 0}^{d,0,R} = \Gamma_4 f(\varepsilon, V_4, T_4) \quad (2.18) \quad W_{1\leftarrow 0}^{d,1,R} = \gamma_4 f(\varepsilon, V_4, T_4) \quad (2.26)$$

$$W_{0\leftarrow 1}^{d,0,L} = \Gamma_3 \bar{f}(\varepsilon, V_3, T_3) \quad (2.19) \quad W_{0\leftarrow 1}^{d,1,L} = \gamma_3 \bar{f}(\varepsilon, V_3, T_3) \quad (2.27)$$

$$W_{0\leftarrow 1}^{d,0,R} = \Gamma_4 \bar{f}(\varepsilon, V_4, T_4) \quad (2.20) \quad W_{0\leftarrow 1}^{d,1,R} = \gamma_4 \bar{f}(\varepsilon, V_4, T_4) \quad (2.28)$$

Donde los superíndices u y d significan que estamos situados en el punto de arriba o el de abajo respectivamente, y el superíndice 0 o 1 indica si el punto opuesto esta vacío (0) o lleno (1). Los subíndices de Γ , γ , V y T corresponden a los del esquema de la Figura 1.3.

En el esquema del doble punto cuántico tendremos 4 posibles estados de carga: p_0 , p_u , p_d y p_2 (los dos puntos vacíos, el de arriba lleno, el de abajo lleno y los dos llenos, respectivamente). De esta forma tendremos 4 ecuaciones maestras más la condición de normalización ($p_0 + p_u + p_d + p_2 = 1$):

$$\dot{p}_0 = (W_{0\leftarrow 1}^{u,0,L} + W_{0\leftarrow 1}^{u,0,R})p_u + (W_{0\leftarrow 1}^{d,0,L} + W_{0\leftarrow 1}^{d,0,R})p_d - (W_{1\leftarrow 0}^{u,0,L} + W_{1\leftarrow 0}^{u,0,R} + W_{1\leftarrow 0}^{d,0,L} + W_{1\leftarrow 0}^{d,0,R})p_0 \quad (2.29)$$

$$\dot{p}_u = (W_{1\leftarrow 0}^{u,0,L} + W_{1\leftarrow 0}^{u,0,R})p_0 + (W_{0\leftarrow 1}^{d,1,L} + W_{0\leftarrow 1}^{d,1,R})p_2 - (W_{0\leftarrow 1}^{u,0,L} + W_{0\leftarrow 1}^{u,0,R} + W_{1\leftarrow 0}^{d,1,L} + W_{1\leftarrow 0}^{d,1,R})p_u \quad (2.30)$$

$$\dot{p}_d = (W_{1\leftarrow 0}^{d,0,L} + W_{1\leftarrow 0}^{d,0,R})p_0 + (W_{0\leftarrow 1}^{u,1,L} + W_{0\leftarrow 1}^{u,1,R})p_2 - (W_{0\leftarrow 1}^{d,0,L} + W_{0\leftarrow 1}^{d,0,R} + W_{1\leftarrow 0}^{u,1,L} + W_{1\leftarrow 0}^{u,1,R})p_d \quad (2.31)$$

$$\dot{p}_2 = (W_{1\leftarrow 0}^{d,1,L} + W_{1\leftarrow 0}^{d,1,R})p_u + (W_{1\leftarrow 0}^{u,1,L} + W_{1\leftarrow 0}^{u,1,R})p_d - (W_{0\leftarrow 1}^{d,1,L} + W_{0\leftarrow 1}^{d,1,R} + W_{0\leftarrow 1}^{u,1,L} + W_{0\leftarrow 1}^{u,1,R})p_2 \quad (2.32)$$

⁽⁴⁾En este caso las podemos presentar ya que no tienen una gran extensión, en el resto de los casos simplemente se dejarán indicadas las ecuaciones para obtener dichas soluciones

Para la configuración del demonio de Maxwell las tasas de transición y las ecuaciones maestras serán las mismas excepto por el hecho de que restringiremos el transporte de electrones en el reservorio superior derecho, lo que se traduce a $\Gamma_2 = 0$.

2.4.3. Corrientes eléctricas

Una vez determinadas las probabilidades de cada estado de carga, para todos los esquemas de puntos cuánticos tratados, podremos definir las corrientes eléctricas producidas en cada unión punto-reservorio.

Cabe destacar que cada expresión tendrá un factor omitido $e = 1$, que corresponde a la carga del electrón.

Para el caso de un solo punto cuántico tenemos la siguiente fórmula para la corriente eléctrica:

$$I_L = W_{1\leftarrow 0}^L p_0 - W_{0\leftarrow 1}^L p_1 \quad (2.33)$$

Teniendo en cuenta que $I_L = -I_R$.

Análogamente, las expresiones para el caso del doble punto cuántico son las siguientes:

$$I_{Lu} = W_{1\leftarrow 0}^{u,0,L} p_0 - W_{0\leftarrow 1}^{u,0,L} p_u + W_{1\leftarrow 0}^{u,1,L} p_d - W_{0\leftarrow 1}^{u,1,L} p_2 \quad (2.34)$$

$$I_{Ld} = W_{1\leftarrow 0}^{d,0,L} p_0 - W_{0\leftarrow 1}^{d,0,L} p_d + W_{1\leftarrow 0}^{d,1,L} p_u - W_{0\leftarrow 1}^{d,1,L} p_2 \quad (2.35)$$

De nuevo, por conservación de corriente, tendremos que $I_{Lu} = -I_{Ru}$ y que $I_{Ld} = -I_{Rd}$. En el caso del demonio de Maxwell tendremos las mismas expresiones, pero no habrá corriente en el punto cuántico superior ya que no puede haber acumulación de carga en dicho punto.

2.4.4. Corrientes de calor

De forma análoga a las corrientes eléctricas, podremos definir las corrientes de calor caracterizando cuanta energía lleva cada electrón en cada transición de estado.

Para el caso de un punto cuántico tenemos los resultados siguientes:

$$J_L = (\mu - V_L)(W_{1\leftarrow 0}^L p_0 - W_{0\leftarrow 1}^L p_1) \quad (2.36)$$

$$J_R = (\mu - V_R)(W_{1\leftarrow 0}^R p_0 - W_{0\leftarrow 1}^R p_1) \quad (2.37)$$

Mientras que para el caso del doble punto cuántico obtenemos:

$$J_{Lu} = (\mu_u^0 - V_1)(W_{1\leftarrow 0}^{u,0,L} p_0 - W_{0\leftarrow 1}^{u,0,L} p_u) + (\mu_u^1 - V_1)(W_{1\leftarrow 0}^{u,1,L} p_d - W_{0\leftarrow 1}^{u,1,L} p_2) \quad (2.38)$$

$$J_{Ru} = (\mu_u^0 - V_2)(W_{1\leftarrow 0}^{u,0,R} p_0 - W_{0\leftarrow 1}^{u,0,R} p_u) + (\mu_u^1 - V_2)(W_{1\leftarrow 0}^{u,1,R} p_d - W_{0\leftarrow 1}^{u,1,R} p_2) \quad (2.39)$$

$$J_{Ld} = (\mu_d^0 - V_3)(W_{1\leftarrow 0}^{d,0,L} p_0 - W_{0\leftarrow 1}^{d,0,L} p_d) + (\mu_d^1 - V_3)(W_{1\leftarrow 0}^{d,1,L} p_u - W_{0\leftarrow 1}^{d,1,L} p_2) \quad (2.40)$$

$$J_{Rd} = (\mu_d^0 - V_4)(W_{1\leftarrow 0}^{d,0,R} p_0 - W_{0\leftarrow 1}^{d,0,R} p_u) + (\mu_d^1 - V_4)(W_{1\leftarrow 0}^{d,1,R} p_d - W_{0\leftarrow 1}^{d,1,R} p_2) \quad (2.41)$$

De nuevo la corriente de calor Q_{Ru} será nula en el caso del demonio porque no habrá transporte posible. En esta ocasión la corriente de calor en el contacto superior izquierdo no será nula, aunque no haya corriente eléctrica neta, este hecho será desarrollado en la siguiente sección.

2.4.5. Corriente de información

En esta sección explicaremos las consecuencias físicas que se dan en el sistema provocadas por la presencia del demonio de Maxwell.

Como ya se ha explicado anteriormente, el demonio obtiene información del sistema para disminuir así su entropía y hacer posible que aparezca una corriente eléctrica en contra del voltaje aplicado al sistema; de esta manera aparece una aparente violación de la segunda ley de la termodinámica. El demonio al acumular la información del sistema necesita hacer un proceso de borrado para poder posteriormente seguir acumulando información; de esta manera se produce una corriente de calor disipativa en el demonio que conserva la validez de la segunda ley.

Por tanto, en este apartado vamos a caracterizar el flujo de dicha información definiendo previamente una serie de magnitudes básicas necesarias [5].

En primer lugar, partiremos de la expresión de la entropía de Shannon (donde K_B es la constante de Boltzmann y p_m las probabilidades estacionarias calculadas en las secciones anteriores):

$$S = -K_B \sum_m p_m \ln(p_m) \quad (2.42)$$

Partiendo de esta expresión, podemos definir la variación temporal de entropía del sistema completo (demonio más SET⁽⁵⁾) separándola en dos términos [6]:

$$\dot{S} = \dot{S}_i + \dot{S}_e \quad (2.43)$$

Donde \dot{S}_e es el flujo de entropía intercambiada entre el demonio y el SET y \dot{S}_i es el flujo de entropía producido por el SET. En el caso estacionario $\dot{S} = 0$, lo que implica que $\dot{S}_e = -\dot{S}_i$.

Para facilitar la determinación de la corriente de información (a partir de ahora I_F) trazaremos el demonio, o dicho de otra manera, consideraremos que el SET está aislado, pero bajo la acción no conocida de un agente externo (en este caso el demonio) para así poder establecer que:

$$\dot{S}_i^* = \dot{S}_i^{SET} + I_F \quad (2.44)$$

Esta última relación nos indica que la producción de entropía total del SET bajo la acción desconocida del demonio (\dot{S}_i^*) será la producción de entropía del SET aislado (\dot{S}_i^{SET}) más la corriente de información que el agente externo está extrayendo o añadiendo al SET.

Podemos determinar la producción de entropía del SET aislado (\dot{S}_i^{SET}) automáticamente haciendo la equivalencia entre \dot{S}_i^{SET} y la potencia disipada, lo que se traduce en la siguiente expresión (donde I_{SET} es la corriente eléctrica del SET):

$$\dot{S}_i^{SET} = \frac{1}{K_B T} (V_L - V_R) I_{SET} \quad (2.45)$$

Por tanto, para obtener I_F sólo necesitamos determinar \dot{S}_i^* . Pero antes debemos especificar de la nueva dinámica del sistema bajo la acción desconocida del demonio.

⁽⁵⁾Con SET nos referimos al punto cuántico inferior unido a los dos reservorios

En primer lugar, las tasas de transición son diferentes y corresponden a una suma ponderada de las tasas del caso del doble punto cuántico, tal y como se muestra a continuación [5] (donde $\nu = L, R$):

$$V_{1\leftarrow 0}^\nu = \frac{W_{1\leftarrow 0}^{d,0,\nu} p_0 + W_{1\leftarrow 0}^{d,1,\nu} p_u}{p_0 + p_u} \quad (2.46)$$

$$V_{0\leftarrow 1}^\nu = \frac{W_{0\leftarrow 1}^{d,0,\nu} p_d + W_{0\leftarrow 1}^{d,1,\nu} p_2}{p_d + p_2} \quad (2.47)$$

Utilizando estas nuevas tasas y las ecuaciones maestras para el caso de un punto cuántico obtenemos las probabilidades de los estados de carga con el demonio trazado (p'_0 y p'_1), que corresponden a las mismas soluciones de las ecuaciones 2.11 y 2.12 pero con las tasas V en vez de las W .

De esta forma, podemos calcular la corriente eléctrica del SET con el demonio trazado:

$$I_L^* = -I_R^* = V_{0\leftarrow 1}^L p'_1 - V_{1\leftarrow 0}^L p'_0 \quad (2.48)$$

Por otra parte, sabemos que $\dot{S}_i = -\dot{S}_e$ y que la definición de \dot{S}_e [6] es:

$$\dot{S}_e = -K_B \sum_\nu \sum_{m,m'} W_{m,m'}^\nu p_{m'} \ln \left(\frac{W_{m,m'}^\nu}{W_{m',m}^\nu} \right) \quad (2.49)$$

Por tanto, después de una serie de pasos algebraicos, llegamos al resultado siguiente:

$$\dot{S}_i^* = -\dot{S}_e^* = I_L^* \ln \left(\frac{V_{1\leftarrow 0}^L V_{0\leftarrow 1}^R}{V_{0\leftarrow 1}^L V_{1\leftarrow 0}^R} \right) \quad (2.50)$$

Finalmente, usando las ecuaciones 2.45 y 2.50 habremos determinado la corriente de información I_F .

Al haber desarrollado el proceso de trazado del demonio, queda en evidencia que es una forma cómoda de calcular la corriente de información, de lo contrario habría que establecer la siguiente relación [6]:

$$\dot{S}_e = \sum_\nu \frac{J^{(\nu)}}{T_\nu} - I_F \quad (2.51)$$

Y calcular \dot{S}_e con la expresión 2.49 teniendo en cuenta las 12 tasas de transición que hay en el caso del esquema del demonio de Maxwell, el cual es equivalente al caso de doble punto cuántico pero sin transporte en el reservorio superior derecho.

2.5. Modelo coherente

En esta sección presentaremos la notación utilizada para caracterizar las tasas de transición, tanto las secuenciales como las coherentes. Además veremos como se modifican las ecuaciones maestras y sus propias soluciones debido a la aparición de los procesos de túnel de 2º orden. Finalmente mostraremos como se modifican los resultados de algunas de las corrientes del apartado anterior para el caso con coherencia cuántica.

2.5.1. Doble punto cuántico y demonio de Maxwell

Calcular la dinámica coherente de un punto cuántico carece de sentido, por esa razón pasaremos directamente al caso de doble punto cuántico, el cual sigue siendo una generalización del demonio de Maxwell.

En esta ocasión presentaremos una notación más compacta, la cual tendrá la forma general siguiente para el caso secuencial: $\Gamma_{\chi\nu}^{\delta j}$. Esta tasa de transición secuencial caracterizará la transición del estado de carga χ al ν (para $\chi, \nu = o, t, b, d$ que representan los dos puntos vacíos, el de arriba lleno, el de abajo lleno y ambos ocupados, respectivamente); donde $\delta = L, R$ y $j = t, b$ (punto de arriba "t" o punto de abajo "b"). Dichas tasas serán proporcionales a los nuevos ritmos de túnel: $\Gamma_{\delta j}$ (para el punto opuesto vacío), $\gamma_{\delta j}$ (si se tiene el punto opuesto ocupado).

Teniendo esta notación en cuenta, presentamos el conjunto de tasas secuenciales que nos aparecerán en el caso en cuestión:

$$\Gamma_{ot}^{Lt} = \Gamma_{Lt} f(\varepsilon, V1, T1) \quad (2.52) \quad \Gamma_{to}^{Lt} = \Gamma_{Lt} (1 - f(\varepsilon, V1, T1)) \quad (2.60)$$

$$\Gamma_{ot}^{Rt} = \Gamma_{Rt} f(\varepsilon, V2, T2) \quad (2.53) \quad \Gamma_{to}^{Rt} = \Gamma_{Rt} (1 - f(\varepsilon, V2, T2)) \quad (2.61)$$

$$\Gamma_{ob}^{Lb} = \Gamma_{Lb} f(\varepsilon, V3, T3) \quad (2.54) \quad \Gamma_{bo}^{Lb} = \Gamma_{Lb} (1 - f(\varepsilon, V3, T3)) \quad (2.62)$$

$$\Gamma_{ob}^{Rb} = \Gamma_{Rb} f(\varepsilon, V4, T4) \quad (2.55) \quad \Gamma_{bo}^{Rb} = \Gamma_{Rb} (1 - f(\varepsilon, V4, T4)) \quad (2.63)$$

$$\Gamma_{bd}^{Lt} = \gamma_{Lt} f(\varepsilon, V1, T1) \quad (2.56) \quad \Gamma_{db}^{Lt} = \gamma_{Lt} (1 - f(\varepsilon, V1, T1)) \quad (2.64)$$

$$\Gamma_{bd}^{Rt} = \gamma_{Rt} f(\varepsilon, V2, T2) \quad (2.57) \quad \Gamma_{db}^{Rt} = \gamma_{Rt} (1 - f(\varepsilon, V2, T2)) \quad (2.65)$$

$$\Gamma_{td}^{Lb} = \gamma_{Lb} f(\varepsilon, V3, T3) \quad (2.58) \quad \Gamma_{dt}^{Lb} = \gamma_{Lb} (1 - f(\varepsilon, V3, T3)) \quad (2.66)$$

$$\Gamma_{td}^{Rb} = \gamma_{Rb} f(\varepsilon, V4, T4) \quad (2.59) \quad \Gamma_{dt}^{Rb} = \gamma_{Rb} (1 - f(\varepsilon, V4, T4)) \quad (2.67)$$

Si ahora queremos determinar las tasas de cotúnel (las que involucran dos transiciones secuenciales de estado de carga), requeriremos de las siguientes expresiones [7]:

$$\tilde{\gamma}_{oo}^{\alpha i \beta i} = \frac{1}{2\pi\hbar} \int d\varepsilon \left| \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_i + i\eta} \right|^2 \Gamma_{\alpha i} \Gamma_{\beta i} f_{\alpha i}(\varepsilon) (1 - f_{\beta i}(\varepsilon)) \quad (2.68)$$

$$\tilde{\gamma}_{ii}^{\alpha i \beta i} = \frac{1}{2\pi\hbar} \int d\varepsilon \left| \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_i + i\eta} \right|^2 \Gamma_{\alpha i} \Gamma_{\beta i} f_{\alpha i}(\varepsilon) (1 - f_{\beta i}(\varepsilon)) \quad (2.69)$$

$$\tilde{\gamma}_{dd}^{\alpha i \beta i} = \frac{1}{2\pi\hbar} \int d\varepsilon \left| \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_i - U + i\eta} \right|^2 \gamma_{\alpha i} \gamma_{\beta i} f_{\alpha i}(\varepsilon) (1 - f_{\beta i}(\varepsilon)) \quad (2.70)$$

$$\begin{aligned}\tilde{\gamma}_{i\bar{i}}^{\alpha\bar{i}\beta i} &= \frac{1}{2\pi\hbar} \int d\varepsilon \left[\left| \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_{\bar{i}} + i\eta} \right|^2 \Gamma_{\alpha\bar{i}} \Gamma_{\beta i} + \left| \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_{\bar{i}} - U + i\eta} \right|^2 \gamma_{\alpha\bar{i}} \gamma_{\beta i} \right. \\ &\quad \left. - 2\Re \left(\frac{1}{(\varepsilon - \varepsilon_{\bar{i}} + i\eta)(\varepsilon - \varepsilon_{\bar{i}} - U - i\eta)} \right) \sqrt{\Gamma_{\alpha\bar{i}} \Gamma_{\beta i} \gamma_{\alpha\bar{i}} \gamma_{\beta i}} \right] f_{\alpha\bar{i}}(\varepsilon)(1 - f_{\beta i}(\varepsilon + \varepsilon_i - \varepsilon_{\bar{i}})) \quad (2.71)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\tilde{\gamma}_{od}^{\alpha\bar{i}\beta i} &= \frac{1}{2\pi\hbar} \int d\varepsilon \left[\left| \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_{\bar{i}} + i\eta} \right|^2 \Gamma_{\alpha\bar{i}} \gamma_{\beta i} + \left| \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_{\bar{i}} - U + i\eta} \right|^2 \gamma_{\alpha\bar{i}} \Gamma_{\beta i} \right. \\ &\quad \left. - 2\Re \left(\frac{1}{(\varepsilon - \varepsilon_{\bar{i}} + i\eta)(\varepsilon - \varepsilon_{\bar{i}} - U - i\eta)} \right) \sqrt{\Gamma_{\alpha\bar{i}} \Gamma_{\beta i} \gamma_{\alpha\bar{i}} \gamma_{\beta i}} \right] f_{\alpha\bar{i}}(\varepsilon) f_{\beta i}(\varepsilon_i + \varepsilon_{\bar{i}} + U - \varepsilon) \quad (2.72)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\tilde{\gamma}_{do}^{\alpha\bar{i}\beta i} &= \frac{1}{2\pi\hbar} \int d\varepsilon \left[\left| \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_{\bar{i}} + i\eta} \right|^2 \Gamma_{\alpha\bar{i}} \gamma_{\beta i} + \left| \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_{\bar{i}} - U + i\eta} \right|^2 \gamma_{\alpha\bar{i}} \Gamma_{\beta i} \right. \\ &\quad \left. - 2\Re \left(\frac{1}{(\varepsilon - \varepsilon_{\bar{i}} + i\eta)(\varepsilon - \varepsilon_{\bar{i}} - U - i\eta)} \right) \sqrt{\Gamma_{\alpha\bar{i}} \Gamma_{\beta i} \gamma_{\alpha\bar{i}} \gamma_{\beta i}} \right] (1 - f_{\alpha\bar{i}}(\varepsilon))(1 - f_{\beta i}(\varepsilon_i + \varepsilon_{\bar{i}} + U - \varepsilon)) \quad (2.73)\end{aligned}$$

El parámetro η está para evitar las singularidades que aparecen en el plano complejo al resolver las integrales y poder así regularizarlas, concepto que se explicará en el siguiente apartado. Los índices i, \bar{i} hacen referencia a t, b o b, t dependiendo de la tasa que estemos calculando.

Las ε_i corresponden a los niveles renormalizados de los puntos cuánticos, mientras que la U es la diferencia energética que presenta un punto entre estar lleno o vacío.

Las funciones $f_{\alpha i}$ y $f_{\beta i}$ son abreviaciones de las distribuciones de Fermi-Dirac, de tal forma que el subíndice " αi " hace referencia al reservorio que está participando activamente en la transición de 2º orden.

2.5.2. Regularización

Como se ha mencionado previamente, el parámetro $\eta \rightarrow 0$ es un artefacto matemático que nos sirve para evitar las singularidades de los denominadores. Pero además, sirve para determinar la tasa de transición coherente neta, ya que en las expresiones 2.68-73 están incluidas de forma implícita las dos tasas secuenciales que hay en cada proceso con coherencia cuántica. Dando una justificación matemática a lo recientemente explicado, resultaría [8]:

$$\begin{aligned}\int dE \frac{f(E)}{E^2 + \Gamma^2} &= \int dE \frac{f(0)}{E^2 + \Gamma^2} + \int dE \frac{f(E) - f(0)}{E^2 + \Gamma^2} \\ &\rightarrow \frac{\pi}{\Gamma} f(0) + \int dE \frac{f(E) - f(0)}{E^2}\end{aligned} \quad (2.74)$$

Así, podemos determinar las tasas de transición coherentes necesarias para posteriormente introducir las en las ecuaciones maestras pertinentes. A continuación se mostrará, a modo de ejemplo, el cálculo de una tasa de transición puramente coherente ($\gamma_{i\bar{i}}^{\alpha\bar{i}\beta i}$):

$$\gamma_{i\bar{i}}^{\alpha\bar{i}\beta i} = \tilde{\gamma}_{i\bar{i}}^{\alpha\bar{i}\beta i} - \frac{1}{2\eta} \left(\Gamma_{io}^{\beta i} \Gamma_{o\bar{i}}^{\alpha\bar{i}} + \gamma_{id}^{\beta i} \gamma_{d\bar{i}}^{\alpha\bar{i}} \right) \quad (2.75)$$

Cabe destacar que los términos de interferencia ($-2\Re(\dots)$) no pueden ni deben ser regularizados, ya que son términos puramente cuánticos que no están compuestos por tasas secuenciales; al contrario que el resto de términos de las integrales 2.68 – 73.

2.5.3. Ecuaciones maestras

Habiendo caracterizado tanto las tasas secuenciales como las coherentes, procedemos a escribir las ecuaciones maestras para las probabilidades de ocupación de cada estado de carga. Por comodidad se han agrupado algunos términos de la forma siguiente:

$$\begin{aligned}\Gamma_{ot} &= \sum \Gamma_{ot}^{\alpha t}, & \Gamma_{to} &= \sum \Gamma_{to}^{\alpha t}, & \Gamma_{ob} &= \sum \Gamma_{ob}^{\alpha b}, & \Gamma_{bo} &= \sum \Gamma_{bo}^{\alpha b} \\ \Gamma_{td} &= \sum_{\alpha} \Gamma_{td}^{\alpha b}, & \Gamma_{dt} &= \sum_{\alpha} \Gamma_{dt}^{\alpha b}, & \Gamma_{bd} &= \sum_{\alpha} \Gamma_{bd}^{\alpha t}, & \Gamma_{db} &= \sum_{\alpha} \Gamma_{db}^{\alpha t} \\ \gamma_{tb} &= \sum_{\alpha, \beta} \gamma_{tb}^{\alpha b \beta t}, & \gamma_{bt} &= \sum_{\alpha, \beta} \gamma_{bt}^{\alpha t \beta b}, & \gamma_{od} &= \sum_{\alpha, \beta} \gamma_{od}^{\alpha t \beta b}, & \gamma_{do} &= \sum_{\alpha, \beta} \gamma_{do}^{\alpha t \beta b}\end{aligned}$$

Por tanto, las ecuaciones maestras para el doble punto cuántico con coherencia son:

$$\dot{p}_0 = -(\Gamma_{ot} + \Gamma_{ob} + \gamma_{od})p_0 + \Gamma_{to}p_t + \Gamma_{bo}p_b + \gamma_{do}p_d \quad (2.76)$$

$$\dot{p}_t = \Gamma_{ot}p_0 - (\Gamma_{to} + \Gamma_{td} + \gamma_{tb})p_t + \gamma_{bt}p_b + \Gamma_{dt}p_d \quad (2.77)$$

$$\dot{p}_b = \Gamma_{ob}p_0 + \gamma_{tb}p_t - (\Gamma_{bo} + \Gamma_{bd} + \gamma_{bt})p_b + \Gamma_{db}p_d \quad (2.78)$$

$$\dot{p}_d = \gamma_{od}p_0 + \Gamma_{td}p_t + \Gamma_{bd}p_b - (\Gamma_{dt} + \Gamma_{db} + \gamma_{do})p_d \quad (2.79)$$

Como ya se ha visto en las secciones anteriores, las ecuaciones y tasas recientemente vistas serán válidas y extrapolables al caso del demonio de Maxwell; estableciendo previamente que $\Gamma_{Rt} = \gamma_{Rt} = 0$.

2.5.4. Corrientes eléctricas

Procediendo de la misma forma que en el caso secuencial obtendremos las expresiones de la corriente eléctrica en el punto cuántico superior y en el inferior:

$$\begin{aligned}I_{Lt} &= \Gamma_{ot}^{Lt}p_0 - \Gamma_{to}^{Lt}p_t + \Gamma_{bd}^{Lt}p_b - \Gamma_{db}^{Lt}p_d + (\gamma_{oo}^{LtRt} - \gamma_{oo}^{RtLt})p_0 + (\gamma_{tt}^{LtRt} - \gamma_{tt}^{RtLt})p_t + (\gamma_{dd}^{LtRt} - \gamma_{dd}^{RtLt})p_d \\ &+ (\gamma_{bb}^{LtRt} - \gamma_{bb}^{RtLt})p_b + (\gamma_{bt}^{LtRb} + \gamma_{bt}^{LtLb})p_b - (\gamma_{tb}^{RbLt} + \gamma_{tb}^{LbLt})p_t + (\gamma_{od}^{LtRb} + \gamma_{od}^{LtLb})p_o - (\gamma_{do}^{RbLt} + \gamma_{do}^{LbLt})p_d\end{aligned} \quad (2.80)$$

$$\begin{aligned}I_{Lb} &= \Gamma_{ob}^{Lb}p_0 - \Gamma_{bo}^{Lb}p_b + \Gamma_{td}^{Lb}p_t - \Gamma_{dt}^{Lb}p_d + (\gamma_{oo}^{LbRb} - \gamma_{oo}^{RbLb})p_0 + (\gamma_{bb}^{LbRb} - \gamma_{bb}^{RbLb})p_b + (\gamma_{dd}^{LbRb} - \gamma_{dd}^{RbLb})p_d \\ &+ (\gamma_{tt}^{LbRb} - \gamma_{tt}^{RbLb})p_t + (\gamma_{tb}^{LbLt} + \gamma_{tb}^{LbRt})p_t - (\gamma_{bt}^{LbLb} + \gamma_{bt}^{RbLb})p_b + (\gamma_{od}^{LbLt} + \gamma_{od}^{LbRt})p_o - (\gamma_{do}^{LbLb} + \gamma_{do}^{LbRb})p_d\end{aligned} \quad (2.81)$$

Cabe destacar que aunque no hayamos presentado expresiones integrales para calcular las tasas: γ_{bb}^{LtRt} , γ_{bb}^{RtLt} , γ_{tt}^{LbRb} y γ_{tt}^{RbLb} , éstas son equivalentes a las siguientes: γ_{dd}^{LtRt} , γ_{dd}^{RtLt} , γ_{dd}^{LbRb} y γ_{dd}^{RbLb} . Por tanto, utilizaremos estas últimas expresiones para calcular las corrientes eléctricas.

Finalmente, procede decir que se sigue verificando $I_{Lb} = -I_{Rb}$ y $I_{Lt} = -I_{Rt}$ y que en el caso del demonio de Maxwell no habrá corriente eléctrica neta en el punto cuántico superior.

2.5.5. Corrientes de calor

Al igual que en el caso secuencial, necesitaremos referenciar el transporte de energía con alguno de los reservorios que intervengan en el proceso de transporte de 2° orden. En el caso coherente surgirá la dificultad añadida de que dicha referencia se tendrá que tener en cuenta también para la regularización en cada tasa de transporte.

Para no alargar excesivamente la sección, se considerará a modo de ejemplo una tasa coherente cualquiera y se presentarán los dos ritmos de calor posibles. Serán siempre dos ritmos debido a que al ser una transición de 2° orden estarán involucrados dos reservorios; en los que el transporte de calor será diferente para el mismo proceso de cotúnel.

Consideramos ahora la tasa γ_{do}^{LtRb} , de tal forma que el ritmo de calor transportado al reservorio Lt ($Q_{Lt}\gamma_{do}^{LtRb}$) se calcula mediante las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned} \widetilde{Q}_{Lt}\gamma_{do}^{LtRb} &= \frac{1}{2\pi\hbar} \int \varepsilon \left[\left| \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_t + i\eta} \right|^2 \Gamma_{Lt}\gamma_{Rb} + \left| \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_t - U + i\eta} \right|^2 \gamma_{Lt}\Gamma_{Rb} \right. \\ &\quad \left. - 2\Re \left(\frac{1}{(\varepsilon - \varepsilon_t + i\eta)(\varepsilon - \varepsilon_t - U - i\eta)} \right) \sqrt{\Gamma_{Lt}\Gamma_{Rb}\gamma_{Lt}\gamma_{Rb}} \right] (1 - f_{Lt}(\varepsilon))(1 - f_{Rb}(\varepsilon_b + \varepsilon_t + U - \varepsilon))d\varepsilon \end{aligned} \quad (2.82)$$

$$Q_{Lt}\gamma_{do}^{LtRb} = \widetilde{Q}_{Lt}\gamma_{do}^{LtRb} - \frac{1}{2\eta} (\varepsilon_t \Gamma_{to}^{Lt}\Gamma_{dt}^{Rb} + (\varepsilon_t + U)\Gamma_{db}^{Lt}\Gamma_{bo}^{Rb}) \quad (2.83)$$

De la misma manera, partiendo de γ_{do}^{LtRb} , podemos obtener $Q_{Rb}\gamma_{do}^{LtRb}$ (ritmo de calor transportado al reservorio Rb):

$$\begin{aligned} \widetilde{Q}_{Rb}\gamma_{do}^{LtRb} &= \frac{1}{2\pi\hbar} \int (\varepsilon_b + \varepsilon_t + U - \varepsilon) \left[\left| \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_t + i\eta} \right|^2 \Gamma_{Lt}\gamma_{Rb} + \left| \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_t - U + i\eta} \right|^2 \gamma_{Lt}\Gamma_{Rb} \right. \\ &\quad \left. - 2\Re \left(\frac{1}{(\varepsilon - \varepsilon_t + i\eta)(\varepsilon - \varepsilon_t - U - i\eta)} \right) \sqrt{\Gamma_{Lt}\Gamma_{Rb}\gamma_{Lt}\gamma_{Rb}} \right] (1 - f_{Lt}(\varepsilon))(1 - f_{Rb}(\varepsilon_b + \varepsilon_t + U - \varepsilon))d\varepsilon \end{aligned} \quad (2.84)$$

$$Q_{Rb}\gamma_{do}^{LtRb} = \widetilde{Q}_{Rb}\gamma_{do}^{LtRb} - \frac{1}{2\eta} ((\varepsilon_b + U)\Gamma_{to}^{Lt}\Gamma_{dt}^{Rb} + \varepsilon_b \Gamma_{db}^{Lt}\Gamma_{bo}^{Rb}) \quad (2.85)$$

Extrapolando estos resultados al resto de tasas, podemos obtener las expresiones coherentes de las corrientes de calor.

A continuación presentaremos sólo la expresión de la corriente de calor en el reservorio superior derecho, ya que el resto de corrientes se calcularán de forma análoga y no las necesitaremos a la hora de mostrar los resultados obtenidos. Esta corriente nos servirá básicamente para mostrar el calor disipado por el demonio de Maxwell.

$$\begin{aligned} J_{Lt} &= \varepsilon_t (\Gamma_{ot}^{Lt} p_0 - \Gamma_{to}^{Lt} p_t) + (\varepsilon_t + U) (\Gamma_{bd}^{Lt} p_b - \Gamma_{db}^{Lt} p_d) + (Q_{Lt}\gamma_{oo}^{LtRt} - Q_{Lt}\gamma_{oo}^{RtLt}) p_0 + (Q_{Lt}\gamma_{tt}^{LtRt} - Q_{Lt}\gamma_{tt}^{RtLt}) p_t \\ &\quad + (Q_{Lt}\gamma_{dd}^{LtRt} - Q_{Lt}\gamma_{dd}^{RtLt}) p_d + (Q_{Lt}\gamma_{bb}^{LtRt} - Q_{Lt}\gamma_{bb}^{RtLt}) p_b + (Q_{Lt}\gamma_{bt}^{LtRb} + Q_{Lt}\gamma_{bt}^{LtLb}) p_b \\ &\quad - (Q_{Lt}\gamma_{tb}^{RbLt} + Q_{Lt}\gamma_{tb}^{LbLt}) p_t + (Q_{Lt}\gamma_{od}^{LtRb} + Q_{Lt}\gamma_{od}^{LtLb}) p_o - (Q_{Lt}\gamma_{do}^{RbLt} + Q_{Lt}\gamma_{do}^{LbLt}) p_d - V_1 I_{Lt} \end{aligned} \quad (2.86)$$

En el caso del demonio el último sumando será nulo porque $I_{Lt} = 0$.

3. Resultados

En esta sección presentaremos los resultados obtenidos para cada modelo teórico tratado anteriormente. Además de mostrar los resultados gráficos, indicaremos los parámetros escogidos en cada caso, así como también las unidades de cada magnitud física relevante en cuestión.

3.1. Un punto cuántico

Los resultados de este anecdótico apartado nos servirán de base y ejemplo para secciones posteriores. A continuación se mostrará la corriente eléctrica (I_L) y de calor (J_L) obtenida para este esquema, habiendo considerado los siguientes potenciales químicos de los reservorios $\mu_L = 4\Gamma$, $\mu_R = -4\Gamma$ y que los ritmos de túnel son $\Gamma_R = \Gamma_L = \Gamma$:

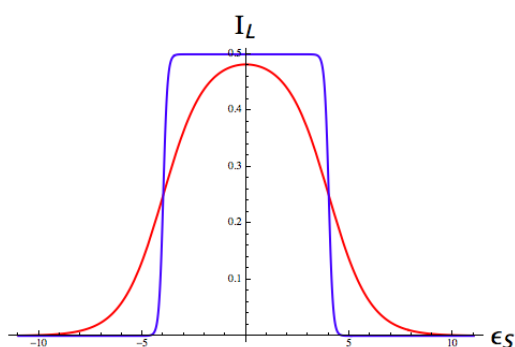


Figura 3.1: Gráfica de $I_L(e\Gamma)$ vs $\epsilon(h\Gamma)$ para diferentes valores de T .

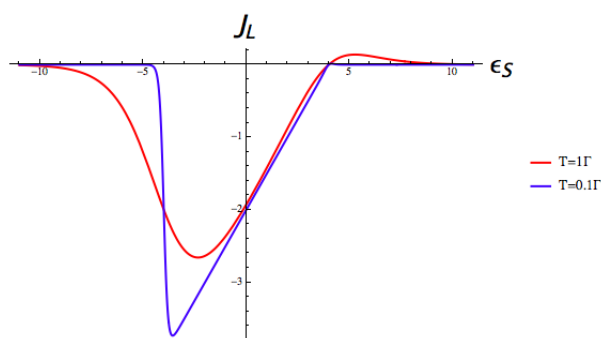


Figura 3.2: Gráfica de $J_L(h\Gamma^2)$ vs $\epsilon(h\Gamma)$ para diferentes valores de T .

Como se puede apreciar en las figuras anteriores, el transporte (tanto el energético como el eléctrico) es más abrupto cuanto menor sea la temperatura del punto cuántico; este hecho es debido a que la distribución de Fermi-Dirac tiende a la función de Heaviside a medida que $T \rightarrow 0$ y las tasas de transición son proporcionales a dicha distribución.

Por tanto, podemos apreciar la misma conclusión que la del apartado 1.3.3: Cuanto menor sea la temperatura del punto cuántico, más fácil será que se llegue a la situación de bloqueo de Coulomb y se reduzca drásticamente así el transporte cuando la energía del punto no se encuentre en el intervalo energético considerado por los reservorios. Por esa razón, al ser estos resultados extrapolables al resto de configuraciones, será conveniente fijar una temperatura baja pero no tendiendo a cero⁽⁶⁾, para así favorecer el transporte de electrones intentando salvarlo del bloqueo coulombiano.

⁽⁶⁾Normalmente se considerará $T = 5\Gamma \left[\frac{h\Gamma}{K_B} \right]$, estableciendo $K_B = h = 1$.

3.2. Doble punto cuántico secuencial: corriente de arrastre y de control

Utilizando las ecuaciones (2.34) y (2.35) estudiaremos un interesante fenómeno que se da bajo una serie de condiciones especiales. Este fenómeno será la corriente de arrastre (o *drag*) secuencial, la cual consistirá en una pequeña corriente inducida en el punto cuántico superior debido a la corriente que pasará por el punto inferior (llamada a partir de ahora corriente de control [o *drive*]) y a que los puntos cuánticos no están aislados uno del otro y por tanto interaccionan entre sí [2].

Para obtener este fenómeno será necesario establecer que $V_1 - V_2 = 0$, para asegurarnos que en el punto superior no hay un voltaje que induce una corriente eléctrica. A parte, necesitaremos crear una asimetría en los ritmos de túnel (Γ, γ) del punto superior, ya que de lo contrario la corriente eléctrica sería nula. Sin asimetría en las barreras de túnel los electrones transportados en el punto superior serían los mismos en ambas direcciones y no habría corriente eléctrica neta.

Por tanto, teniendo esto en cuenta y antes de presentar los resultados, esclareceremos los parámetros considerados en este apartado. Las barreras de túnel serán: $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma_3 = \Gamma_4 = \gamma_2 = \gamma_3 = \gamma_4 \equiv \Gamma = 1$ y $\gamma_1 = 0.1\Gamma$. La temperatura será común a todos los reservorios $T = 5\Gamma$.

Los resultados para ambas corrientes son los siguientes:

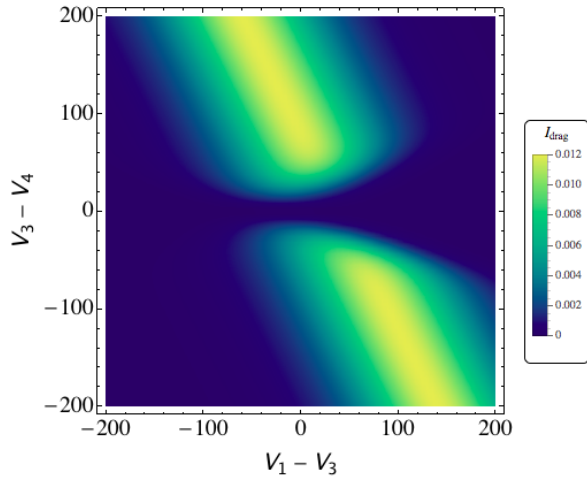


Figura 3.3: Gráfica de $I_{drag}[e\Gamma]$ en función de $(V_1 - V_3) [\frac{\hbar\Gamma}{e}]$ y $(V_3 - V_4) [\frac{\hbar\Gamma}{e}]$.

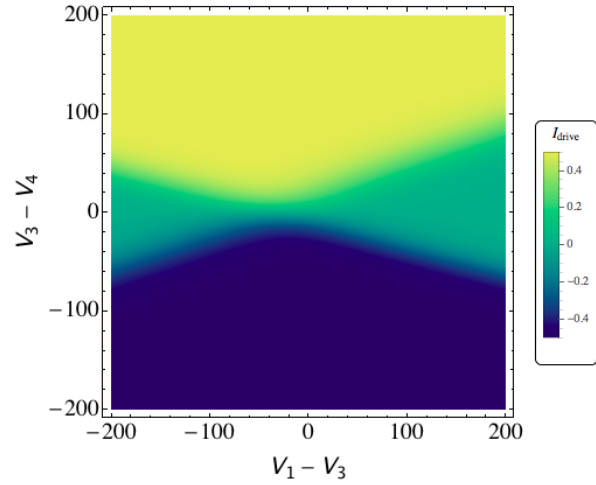


Figura 3.4: Gráfica de $I_{drive}[e\Gamma]$ en función de $(V_1 - V_3) [\frac{\hbar\Gamma}{e}]$ y $(V_3 - V_4) [\frac{\hbar\Gamma}{e}]$.

Por tanto, hemos podido apreciar como las fluctuaciones de carga (o ruido cuántico) en el punto inferior inducen una corriente de arrastre en el punto superior.

Cabe destacar que, como era de esperar, cuando $(V_3 - V_4) = 0$ tampoco hay corriente de arrastre. Así, podemos concluir diciendo que las fluctuaciones de carga en equilibrio del punto inferior no son suficientes como para inducir la corriente de arrastre cuando $(V_3 - V_4) = 0$.

Por otra parte, también es destacable el hecho de que para valores $(V_3 - V_4) \neq 0$ se puede modificar el parámetro $(V_1 - V_3)$ para poder inducir o no dicha corriente de arrastre. De esta forma, podemos decir que $(V_1 - V_3)$ es un parámetro de control y que el punto cuántico superior, al estar acoplado con el inferior, sirve como "puerta" para inducir tanto la corriente de arrastre como la de control gracias a dicho parámetro [2].

3.3. Demonio de Maxwell secuencial

Como ya se ha explicado anteriormente, el demonio de Maxwell será un dispositivo autónomo de realimentación que provocará una corriente en contra del voltaje aplicado a partir de la extracción de información del sistema.

Dicha configuración seguirá el siguiente esquema de pasos secuenciales:

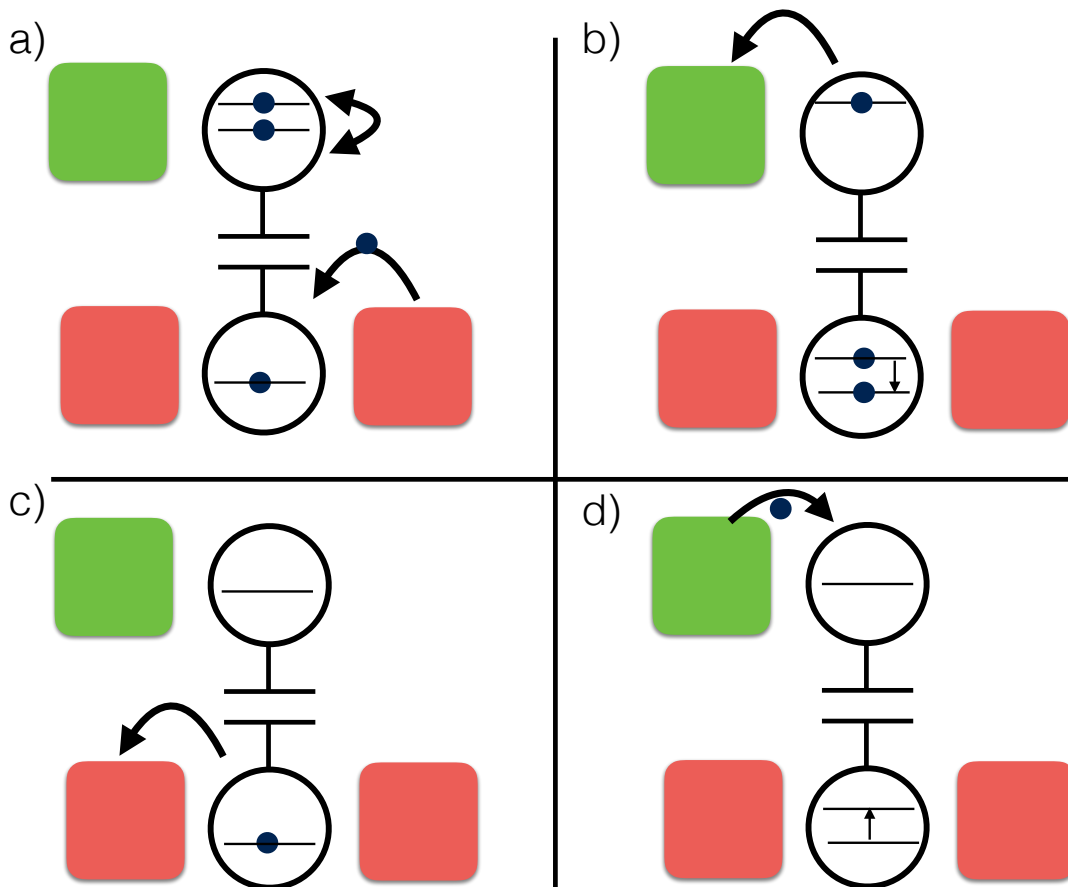


Figura 3.5: Esquema de funcionamiento del demonio de Maxwell; el reservorio verde superior representa el del demonio, mientras que los rojos inferiores los del SET.

Tal y como se muestra en la figura anterior, el esquema o protocolo del demonio se iniciará en el paso (a), cuando éste esté ocupado por un electrón y gracias a la asimetría de las barreras de túnel (que posteriormente especificaremos) entre un electrón desde el reservorio inferior derecho. En el paso (b) observamos como, después de que se renormalicen las energías de los puntos cuánticos, el electrón del punto superior sale hacia el reservorio del demonio, para así facilitar que el electrón del punto inferior salga por la barrera inferior izquierda en el paso (c). Finalmente en el paso (d) se recupera la configuración inicial.

Para modelar dicho esquema será necesario fijar de forma especial los parámetros del sistema. En primer lugar, es esencial que la temperatura del demonio (T_D) sea considerablemente inferior a la del SET (T_S), en este caso se ha considerado que $T_D = 1\Gamma \left[\frac{h\Gamma}{K_B} \right]$ mientras que $T_S = 5\Gamma \left[\frac{h\Gamma}{K_B} \right]$.

Por otra parte, es igual de importante que el nivel energético del punto cuántico del demonio sea siempre inferior al nivel de Fermi, para asegurarnos así de que la probabilidad de encontrar estados disponibles para el transporte, entre el reservorio y el punto del demonio, sea considerable⁽⁷⁾.

Finalmente, es necesario crear unas asimetrías concretas en las barreras de túnel. El demonio tiene que tener una dinámica más rápida lo que implica que sus ritmos de túnel (Γ_D, γ_D) tienen que ser superiores a los del SET. A parte, para reproducir el transporte mostrado en la Figura 3.5, necesitamos favorecer el transporte en contra del voltaje aplicado modificando las barreras de túnel del SET. Por tanto, la elección de parámetros escogida para este caso ha sido: $\Gamma_D = \gamma_D = 10\Gamma$ y $\Gamma_L = \gamma_L = 2\Gamma$, $\gamma_L = \Gamma_R = 0.1\Gamma$. Donde $\Gamma = 1$, con unidades de frecuencia.

Cabe destacar que desde un principio se ha establecido $\Gamma_{Rt} = \gamma_{Rt} = 0$, para convertir el esquema de doble punto cuántico en el del demonio.

De esta forma procedemos a presentar los resultados de la corriente eléctrica I_L en el SET, la corriente de información I_F y la corriente de calor del demonio J_D para poder estudiar y analizar la dinámica del sistema con más claridad.

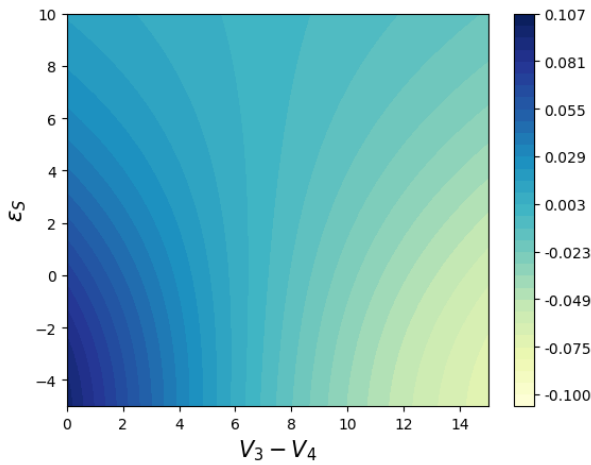


Figura 3.6: Gráfica de $I_L[e\Gamma]$ en función de $(V_3 - V_4) \left[\frac{h\Gamma}{e} \right]$ y $\varepsilon_S [h\Gamma]$.

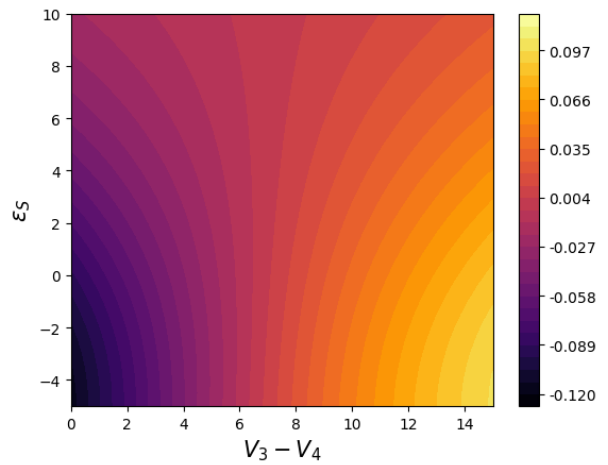


Figura 3.7: Gráfica de $I_F[K_B\Gamma]$ en función de $(V_3 - V_4) \left[\frac{h\Gamma}{e} \right]$ y $\varepsilon_S [h\Gamma]$.

Como se puede apreciar en las gráficas anteriores, hay una evidente relación entre ellas. Cuando aparece una corriente eléctrica en contra del voltaje aplicado debido a la acción del demonio aparece a su vez una corriente de información negativa, la cual (según nuestro criterio de signos) indica que está fluyendo información del SET al demonio, o lo que es lo mismo, el demonio está extrayendo información del sistema para manipularlo y hacer aparecer la corriente eléctrica en contra del voltaje aplicado.

⁽⁷⁾Sabemos por la expresión (2.1) que para energías mayores a E_F la probabilidad de encontrar estados disponibles para el transporte se reduce drásticamente

Si nos fijamos en la zona en la que la corriente eléctrica del SET va a favor del voltaje aplicado, vemos como la corriente de información se hace negativa, por tanto el demonio ya no está en su dominio de óptimo funcionamiento. A continuación, por completitud, presentamos la corriente de calor producida en el demonio:

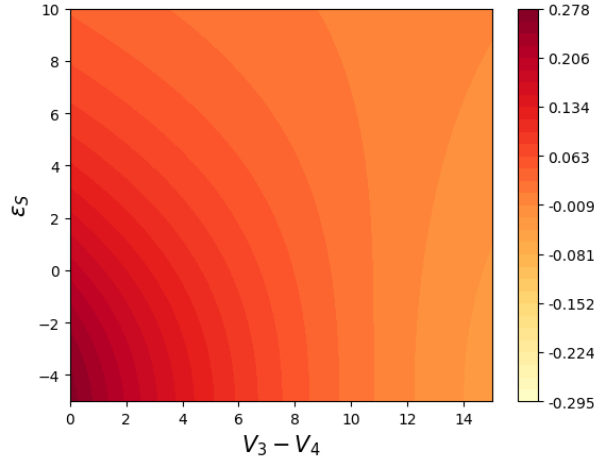


Figura 3.8: Gráfica de $J_D[h\Gamma^2]$ en función de $(V_3 - V_4) \left[\frac{h\Gamma}{e} \right]$ y $\varepsilon_S [h\Gamma]$.

Si volvemos a tener en cuenta nuestro criterio de signos, podemos apreciar como el demonio disipa calor en todas las regiones consideradas. Lo que nos dice que en su dominio de correcto funcionamiento extrae calor como se esperaba para obtener una corriente en contra del voltaje aplicado, mientras que en la zona que deja de funcionar como un demonio simplemente extrae calor del sistema a la vez que se produce la corriente a favor del voltaje.

3.4. Doble punto cuántico coherente: corriente de arrastre y de control

Procediendo de la misma forma que en el apartado 3.2, pero utilizando las ecuaciones (2.80) y (2.81), presentamos los resultados para la corriente de arrastre y de control para el caso coherente habiendo establecido los mismos parámetros que en el caso secuencial:

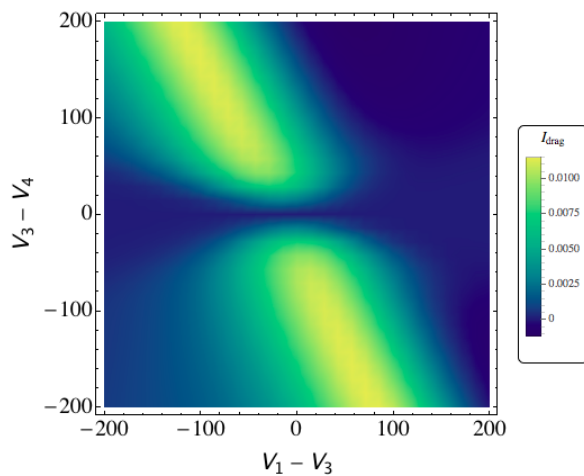


Figura 3.9: Gráfica de $I_{drag}[e\Gamma]$ en función de $(V_1 - V_3) \left[\frac{h\Gamma}{e} \right]$ y $(V_3 - V_4) \left[\frac{h\Gamma}{e} \right]$.

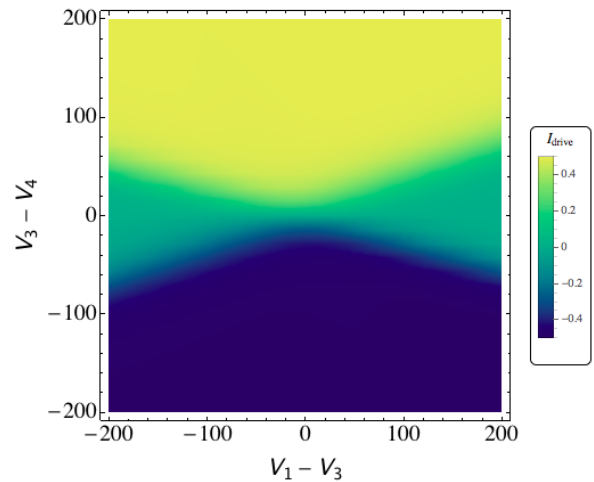


Figura 3.10: Gráfica de $I_{drive}[e\Gamma]$ en función de $(V_1 - V_3) \left[\frac{h\Gamma}{e} \right]$ y $(V_3 - V_4) \left[\frac{h\Gamma}{e} \right]$.

Tal y como se ve en las figuras anteriores se siguen manteniendo los mismos fenómenos que en el caso secuencial, aunque con sutiles diferencias que serán comentadas en el apartado de análisis y conclusiones.

3.5. Demonio de Maxwell coherente

De la misma forma, mostraremos a continuación los resultados para la dinámica del demonio de Maxwell especificando previamente que es necesario establecer esta vez que $T_D = 0.1\Gamma$. Es decir, para su correcto funcionamiento necesitamos que el demonio en régimen coherente esté 10 veces más frío que el demonio en régimen secuencial. El resto de parámetros serán exactamente los mismos que en el demonio secuencial.

A continuación presentamos los resultados obtenidos:

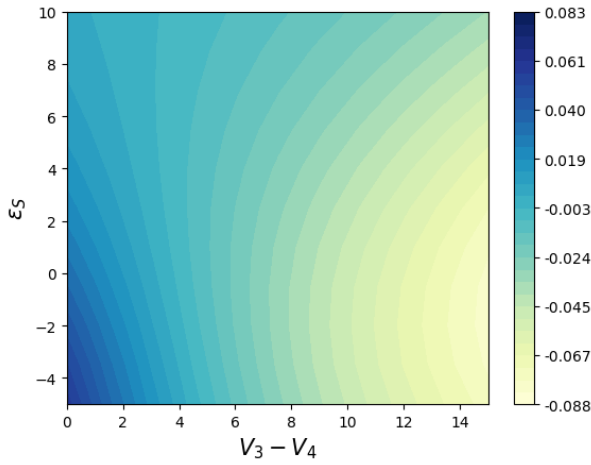


Figura 3.11: Gráfica de $I_L[e\Gamma]$ en función de $(V_3 - V_4) [\frac{\hbar\Gamma}{e}]$ y $\varepsilon_S [\hbar\Gamma]$.

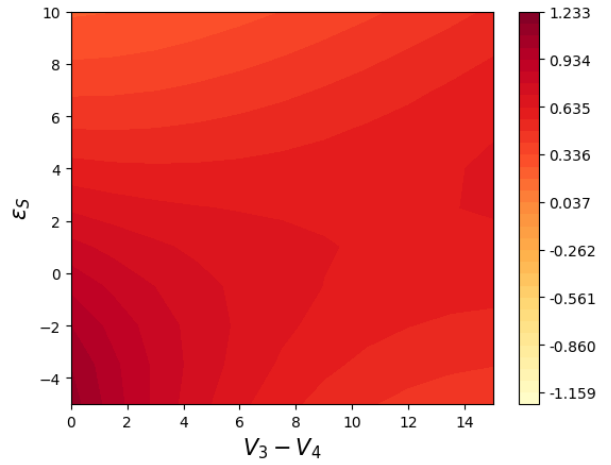


Figura 3.12: Gráfica de $J_D[\hbar\Gamma^2]$ en función de $(V_3 - V_4) [\frac{\hbar\Gamma}{e}]$ y $\varepsilon_S [\hbar\Gamma]$.

De nuevo podemos apreciar como el demonio es disipativo tanto en su dominio de correcto funcionamiento como cuando deja de funcionar como demonio.

4. Análisis y conclusiones

En esta última sección procederemos a analizar y comparar con más detalle los resultados obtenidos.

4.1. Diferencias entre el caso coherente y secuencial: Corriente de arrastre

En primer lugar nos centraremos en el punto cuántico doble y en los resultados obtenidos para las corrientes eléctricas de arrastre y de control.

Como era de esperar, en ambos casos la corriente de control es, como mínimo, un orden de magnitud mayor que la de arrastre. A parte, cabe destacar el hecho de que las corrientes de control no muestran diferencias notables entre el caso coherente y el secuencial.

Sin embargo, si nos fijamos en las corrientes de arrastre hay sutiles diferencias entre los dos regímenes. A continuación las presentamos de nuevo por comodidad:

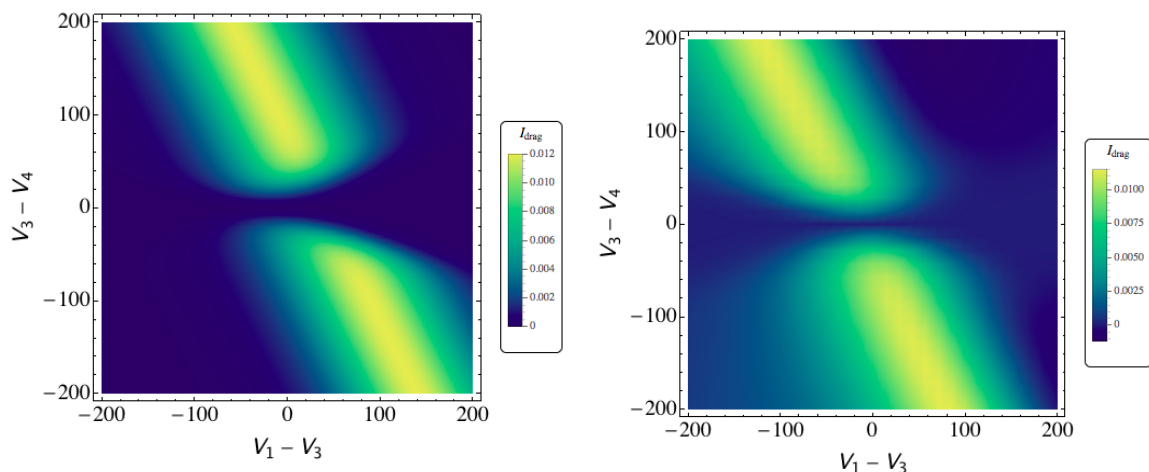


Figura 4.1: Gráfica de $I_{drag}[e\Gamma]$ (secuencial) en función de $(V_1 - V_3) [\frac{h\Gamma}{e}]$ y $(V_3 - V_4) [\frac{h\Gamma}{e}]$. Figura 4.2: Gráfica de $I_{drive}[e\Gamma]$ (coherente) en función de $(V_1 - V_3) [\frac{h\Gamma}{e}]$ y $(V_3 - V_4) [\frac{h\Gamma}{e}]$.

Para empezar, la corriente de arrastre en el caso coherente resulta ligeramente menor, en valor absoluto, a la del caso secuencial. Se podría pensar a priori que los efectos de túnel de 2º orden aumentarían las fluctuaciones en el punto cuántico inferior y, por tanto, la corriente de arrastre en el punto superior sería mayor. Pero los resultados arrojan unos resultados en contra de esta idea.

Por otra parte, podemos ver como en la corriente coherente se nos modifica y amplía el dominio de diferencias de voltajes (con respecto a la corriente secuencial) en los que dicha corriente no es nula.

Por tanto, podemos concluir que los procesos de cotúnel hacen que la corriente de arrastre aparezca en más regiones $(V_1 - V_3, V_3 - V_4)$, pero esta siempre es ligeramente más débil que en el caso secuencial.

4.2. Diferencias entre el caso coherente y secuencial: Demonio de Maxwell

Aunque no tengamos una expresión analítica para la corriente de información I_F para el caso coherente, podemos comparar, a través de las corrientes eléctricas, el funcionamiento del demonio en cada régimen. A continuación se presentan conjuntamente, de nuevo, a modo de comparativa las corrientes eléctricas y de calor en los dos regímenes:

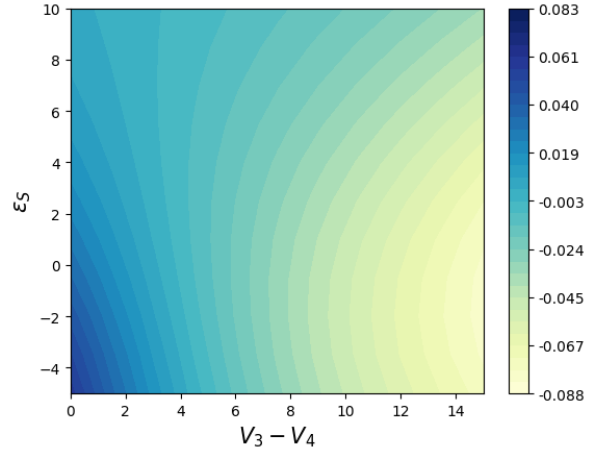
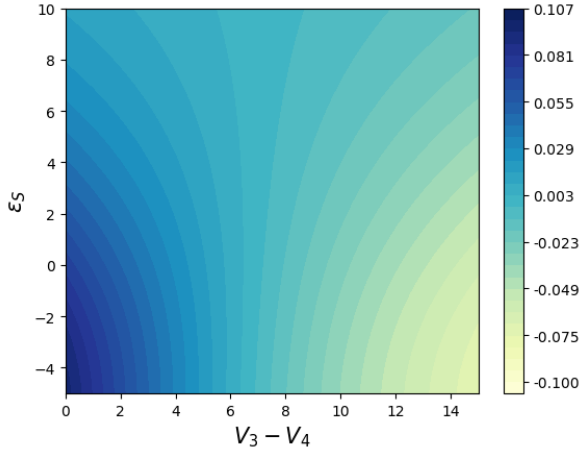


Figura 4.3: Gráfica de $I_L [e\Gamma]$ (secuencial) en función de $(V_3 - V_4) [\frac{h\Gamma}{e}]$ y $\varepsilon_S [h\Gamma]$, siendo $T = 1\Gamma [\frac{h\Gamma}{K_B}]$.

Figura 4.4: Gráfica de $I_L [e\Gamma]$ (coherente) en función de $(V_3 - V_4) [\frac{h\Gamma}{e}]$ y $\varepsilon_S [h\Gamma]$, siendo $T = 0.1\Gamma [\frac{h\Gamma}{K_B}]$.

Como se puede apreciar, en el caso secuencial tenemos un dominio más extenso que en el caso coherente en el que la corriente eléctrica va en contra del voltaje aplicado. Por tanto, sólo con este resultado podemos decir que la coherencia cuántica perjudica al correcto funcionamiento del demonio. Y además, cabe destacar que para obtener estos resultados ha sido necesario poner al demonio coherente 10 veces más frío que el secuencial.

Así pues, podemos concluir que el demonio es más óptimo despreciando los efectos de cotúnel.

Si ahora nos fijamos en las gráficas de calor:

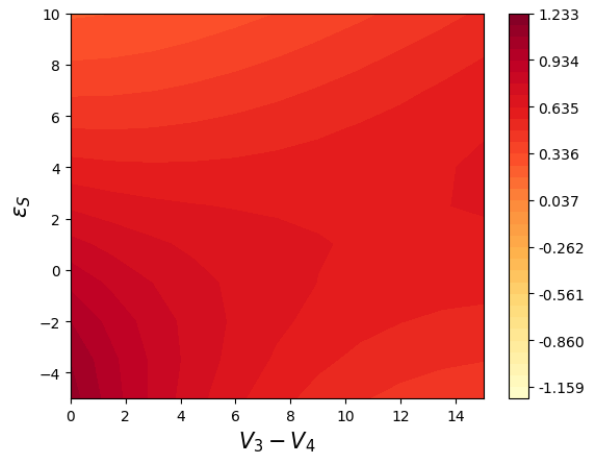
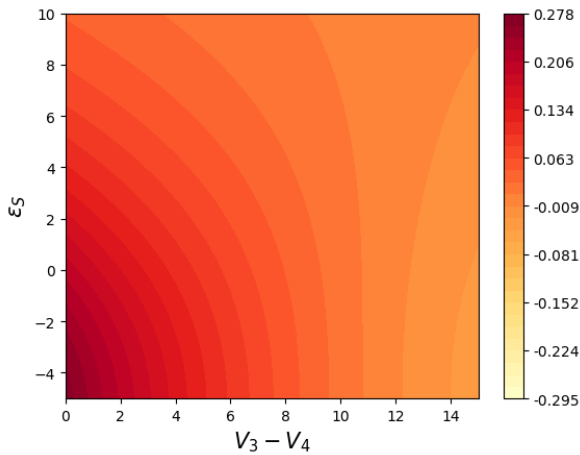


Figura 4.5: Gráfica de $J_D [h\Gamma^2]$ (secuencial) en función de $(V_3 - V_4) [\frac{h\Gamma}{e}]$ y $\varepsilon_S [h\Gamma]$, siendo $T = 1\Gamma [\frac{h\Gamma}{K_B}]$.

Figura 4.6: Gráfica de $J_D [h\Gamma^2]$ (coherente) en función de $(V_3 - V_4) [\frac{h\Gamma}{e}]$ y $\varepsilon_S [h\Gamma]$, siendo $T = 0.1\Gamma [\frac{h\Gamma}{K_B}]$.

En las gráficas anteriores podemos ver como el demonio en régimen coherente es claramente más disipativo que en régimen secuencial; éste es otro argumento más para ver que en el régimen con coherencia el dispositivo es menos óptimo. Si nos fijamos en la zona de la Figura 4.6 en la que $V_3 - V_4 \rightarrow 0$ y $\varepsilon_S \rightarrow -5$ el calor disipado es máximo, al ser máximo cabría esperar que el demonio estuviese extrayendo una cantidad considerable de información del SET y que hubiese una corriente en contra del voltaje aplicado mayor que la del caso secuencial, pero esto no es lo que sucede. Como ya hemos explicado anteriormente, la corriente eléctrica en contra del voltaje en el caso coherente es menor que en el secuencial, por tanto podemos concluir que el demonio simplemente está disipando calor pero sin hacerlo de forma inteligente (favoreciendo el *feedback*) ni óptima.

4.3. Conclusiones

A modo de resumen, la conclusión más llamativa que se podría extraer de los resultados obtenidos es que los efectos de coherencia cuántica perjudican el correcto funcionamiento del demonio de Maxwell como mecanismo de realimentación.

Si se quiere obtener una corriente en contra del voltaje aplicado no es conveniente reducir la temperatura del demonio en exceso, ya que bajo esa circunstancia los procesos de cotúnel empiezan a tomar relevancia y el demonio se vuelve más disipativo y disminuye su capacidad de obtener información del sistema.

Por otra parte, hemos podido comprobar como se modifican las corrientes de arrastre al introducir los fenómenos de transporte coherentes. Dichos fenómenos provocan que, para prácticamente las mismas fluctuaciones de carga (en el punto inferior) que en el caso secuencial, aparezca corriente de arrastre en más regiones del dominio de las diferencias de voltaje.

Finalmente, al no tener una expresión analítica para la corriente de información I_F en el caso coherente, no hemos podido comparar dicha magnitud en ambos regímenes.

Aunque dicha comparativa no ha sido necesaria a la hora de llegar a la interesante conclusión de que el demonio deja de funcionar de forma óptima en el régimen coherente.

Bibliografia

- [1] R. Hanson, L. P. Kouwenhoven, J. R. Petta, S. Tarucha, and L. M. K. Vandersypen. 'Spins in few-electron quantum dots', *Reviews of Modern Physics*, vol. 79, no. 4, pp. 1217-1265 (2007).
- [2] Rafael Sánchez, Rosa López, David Sánchez, and Markus Büttiker. 'Mesoscopic Coulomb drag, broken detailed balance and fluctuation relations', *Physical review letters*, 104, 076801 (2010).
- [3] Harvey S. Leff, Andrew F Rex. *Maxwell's Demon 2: Entropy, Classical and Quantum Information, Computing* (1990).
- [4] Y. V. Nazarov, Y. Blanter, Y. V. Nazarov, and Y. M. Blanter, *Quantum Transport: Introduction to Nanoscience* Cambridge Univ Pr, p. 240, (2009).
- [5] Philipp Strasberg, Gernot Schaller, Tobias Brandes and Massimiliano Esposito. 'Thermodynamics of a physical model implementing a Maxwell demon', *Physical review letters*, 110, 040601 (2013)
- [6] Massimiliano Esposito and Gernot Schaller. 'Stochastic thermodynamics for Maxwell demon feedbacks', *Europhysics Letters*, 99, 30003 (2012)
- [7] Jong Soo Lim, David Sánchez and Rosa López. 'Engineering drag currents in Coulomb coupled quantum dots', *New Journal of Physics*, 20, 023038 (2018)
- [8] M. Turek and K. A. Matveev. 'Cotunneling thermopower of single electron transistors', *Physical review letters*, 65, 115332 (2002).