

**El factor dinámico de estructura del helio líquido
en la teoría de los dos condensados**

M Chaves

Universidad de Costa Rica

Escuela de Física, San José, Costa Rica

(recibido marzo 1992, aceptado junio 1993)

Abstract: The dynamical structure factor $S(\mathbf{Q}, \omega)$ from neutron scattering by liquid helium is calculated using the two-condensate model and the techniques of finite-temperature quantum field theory. The predicted results are then confronted with results of this type of experiment. Finally, a spectroscopic experiment based on the Doppler effect is suggested that would settle the question of the correctness of the model.

Subject headings: helium, phonons, Bose-Einstein condensation.

Resumen: Para el *scattering* de neutrones en helio líquido se calcula el factor dinámico de estructura $S(\mathbf{Q}, \omega)$ usando el modelo de los dos condensados y las técnicas de la teoría cuántica de campo a temperatura finita. Luego se comparan estas predicciones con los resultados obtenidos en ese tipo de experimento. Finalmente se sugiere un experimento espectroscópico basado en el efecto Doppler que podría definir la corrección o incorrección del modelo.

Encabezados de materia: helio, fonones, condensación de Bose-Einstein.

1. Introducción

El helio líquido muestra un comportamiento realmente sorprendente debido a ciertos efectos de origen cuántico. A nivel macroscópico son observables el conjunto de fenómenos a los cuales se les da el nombre de superfluidez, que son únicos en el mundo físico. A nivel microscópico se observan las pseudo-partículas sin masa que llamaremos fonones-rotones, que poseen características muy diferentes a las de las moléculas de helio. Landau predijo su existencia a partir del calor específico del helio, hace ya muchos años (Landau, 1947), y fueron observadas directamente utilizando *scattering* de neutrones en helio. Usando esta técnica se determinó su curva de dispersión y resultó ser igual a la que Landau había predicho, que actualmente se llama curva de dispersión de Landau (CDL).

El factor dinámico de estructura (FDE) $S(\mathbf{Q}, \omega)$, que es el número de eventos para un canal de transferencia de momentum \mathbf{Q} y transferencia de energía ω , es el formato usual para la presentación de datos en experimentos de *scattering* de neutrones. En este trabajo estudiaremos el FDE dentro del modelo de los dos condensados (MDC) y usando las técnicas de la teoría cuántica de campo a temperatura finita (TCCTF). Luego compararemos estas predicciones con los resultados obtenidos en ese tipo de experimento.

2. El modelo de los dos condensados

Vamos a resumir aquí muy brevemente el MDC. Existe la creencia entre los físicos que estudian el helio que la condensación de Bose-Einstein está relacionada de algún modo con el fenómeno de la superfluidez. La idea es que el condensado es la parte superfluida del helio superfluido. Esto explicaría la poca entropía de esa parte y el por qué de la existencia de pseudo-partículas sin masa: el condensado proviene del rompimiento espontáneo de una simetría (RES) $U(1)$, rompimiento que, según el teorema de Goldstone, produce siempre excitaciones sin masa. Este cuadro, aunque interesante, tiene múltiples problemas, tales como predecir que no existirán fonones a temperaturas por encima a la del punto λ -falso-, que la velocidad del sonido será cero en ese punto -falso-, y, en general, no clarifica mucho ni cuantitativa ni cualitativamente el fenómeno de la superfluidéz. El MDC tiene el mérito de mantener los aspectos positivos de la idea de un condensado de Bose-Einstein, mientras simultáneamente son superados los defectos apuntados.

El helio tiene la molécula más pequeña de todos los elementos, y la podemos considerar como un bosón interactuando por medio de fuerzas de Van der Waals. Así pues, el lagrangiano a esperar es

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \dot{\varphi}^* i \overleftrightarrow{\partial}_t \varphi - (1/2m) |\nabla \varphi|^2 + \mu |\varphi|^2 - V(\varphi), \quad (1)$$

donde m es la masa de la molécula de helio, μ es un potencial químico que ponemos de una vez ya que será necesario cuando hagamos los cálculos usando TCCTF (Bernard,

1974; Kirzhnit y Linde, 1976; Dolan y Jackiw, 1975; Weinberg, 1975; Haber y Weldon, 1982; Kapusta, 1981), $\varphi^* \overleftrightarrow{\partial}_t \varphi \equiv \varphi^* \partial_t \varphi - \partial_t \varphi^* \varphi$, $V(\varphi)$ es un potencial efectivo apropiado, y tomamos $\hbar = 1$. (Seguimos en general las convenciones de texto de Kapusta (Kapusta, 1989)). La forma de $V(\varphi)$ se puede obtener del potencial intermolecular $V(r)$, donde r es la separación entre dos moléculas, si hacemos la aproximación del campo medio, la llamada *mean field theory approximation*.

Supongamos que calculamos la función de partición correspondiente al lagrangiano \mathcal{L} sumando a todos los lazos, luego de un RES. Sabemos, a partir del experimento, que se obtiene un gas de fonones-rotones con una interacción débil entre ellos. Es decir, lo que está ocurriendo es que la suma de todos los diagramas del lagrangiano original \mathcal{L} es equivalente, si sumamos a todos los lazos, a un lagrangiano con una modificación en la forma de la energía cinética y un potencial remanente $V_R(\varphi)$ que es muy pequeño comparado con $V(\varphi)$. El que el potencial $V_R(\varphi)$ sea pequeño hace posible que un cálculo a un lazo de la función de partición nos pueda dar mucha información. (Para evitar posibles confuciones con la frase "a un lazo", recuérdese que en TCCTF el diagrama de Feynman de la función de partición a un lazo tiene forma de O, es decir, no hay vértices interactivos.) Como veremos, podemos obtener interesantes resultados que no dependen del potencial $V_R(\varphi)$ que se introduzca.

El lagrangiano apropiado (Chaves, 1993) es el

$$\mathcal{L} = i\varphi^* \partial_t \varphi - \frac{1}{2m} |\nabla \varphi|^2 + \frac{1}{2m} |f\varphi|^2 - \mu|\varphi|^2 - V_R(\varphi), \quad (2)$$

que contiene al operador hermítico

$$f\varphi \equiv a e^{-(|\nabla| - \bar{k})^2/4b} \varphi. \quad (3)$$

Nuestra selección se fundamenta en que este lagrangiano predice la CDL si se calcula a un lazo, es decir, ignorando V_R , y en que lo hacen plausible los siguientes argumentos: El mínimo del potencial intermolecular del helio ocurre para una separación de 3 Å; sin embargo la observada a temperaturas cercanas al cero absoluto es mayor de 4 Å. Lo que ocurre es que la energía de punto cero, que usualmente es despreciable comparada con la energía de otros problemas físicos, se vuelve ahora comparable a la escala de equilibrio e impide que las moléculas se acerquen más unas a otras. Para una densidad de 0.145 g/cm³ la distancia interatómica es de $\bar{x} \approx 4.0$ Å. Del principio de incertidumbre se concluye que $\bar{x}\bar{k} \approx \hbar$, así que el momentum $\bar{k} \approx 1.6$ Å⁻¹ es energéticamente favorecido sobre los demás valores. La energía de punto cero es entonces $E_0 = \bar{k}^2/2m \approx 1.6 \times 10^{-22}$ J ≈ 12 K. Obsérvese que al actuarse con el operador f sobre una función de onda, $|\nabla| \rightarrow k$, y tenemos el potencial $f_k = a \exp[-(k - \bar{k})^2/4b]$, para el cual es energéticamente beneficioso que $k \sim \bar{k}$. Para que el término nuevo en el lagrangiano tenga un valor similar al de la energía de punto cero, debe además ser cierto que $a \sim \bar{k}$, para que ese término valga $\sim \bar{k}^2/2m$. Además, para que f_k^2 tenga un soporte (el dominio en que la función no es nula) en el orden de esta misma escala, $b \sim \bar{k}^2$. Con solo un pequeño afinamiento a estos valores, es posible obtener (Chaves, 1993) la CDL a partir de (2). Los valores afinados son $\bar{k} = 2.3$ Å⁻¹, $a^2 = 4.35$ Å⁻², y $b = 0.60$ Å⁻², muy cercanos a los que obtuvimos con

nuestras primitivas aproximaciones. Este fenómeno tiene su principal causa en que el mínimo local de la función $k^2 - f_k^2$ ocurre precisamente para el mismo número de onda que para el mínimo local de la CDL.

El siguiente argumento puede resultar esclarecedor de lo que ocurre. El lagrangiano del helio no es perturbativo y en consecuencia el propagador de las moléculas será difícil de calcular a partir de una densidad lagrangiana \mathcal{L} . Pero, después de un RES, sabemos cuál es la solución del sistema cuántico: son las pseudo-partículas de Landau. Sabemos que no tienen masa, cómo es su curva de dispersión, y que interactúan débilmente entre ellas. Con estos datos podemos escribir inmediatamente su propagador, y, echando marcha atrás, encontrar un \mathcal{L} efectivo, que es equivalente, a un lazo, al lagrangiano original sumado a todos los lazos. Es decir, que usando métodos conocidos de la TCCTF, podemos hallar un lagrangiano efectivo para el helio, aunque no hayamos hecho la suma a todos los lazos del lagrangiano que involucra las fuerzas de Van der Waals, y utilizarlo para hacer predicciones sobre el helio, como por ejemplo determinar que el FDE va a constar fundamentalmente de dos picos, como hacemos en este trabajo.

A partir de la función de partición correspondiente al lagrangiano (2) utilizando la TCCTF es posible concluir que: 1) Cuando el potencial químico del helio toma el valor $\mu = 0$, ocurre un RES y se forma un condensado (que llamaremos *pasivo*) en $k = 0$. Debido a este rompimiento aparecen en el helio unas pseudo-partículas sin masa con la dispersión $\omega = v (k^2 - f_k^2)^{1/2}$, donde v es la velocidad del sonido en el medio, que es precisamente la CDL. 2) Al bajar la temperatura y tomar el potencial químico el valor $\mu = \hbar^2 k^2 / 2m - f_k^2 / 2m$, donde k es el número de onda en el mínimo de la CDL, se forma un segundo condensado (que llamaremos *activo*) en $k = k$. *El estado de mínima energía del helio contiene un condensado en movimiento eterno.* Aunque el largo del vector velocidad es constante, la dirección varía continuamente, solamente determinada por la ley de la conservación de la materia. Cuando se produce un gradiente de temperatura o presión, o, en fin, cualquier fuerza que alinie los vectores de momentum, hay un inmediato transporte de materia.

Es natural que haya fonones a temperaturas por encima del punto lambda, ya que el RES ocurre a una temperatura superior a ésta. No hay superfluididad ya que la condensación es en el estado $k = 0$, y, aunque el condensado pasivo prácticamente no tiene entropía, se comporta por lo demás como un fluido normal, en cuanto que, si es sujeto a un gradiente de fuerza, su inercia es la normal y reacciona lentamente, y no instantáneamente como un superfluido. Usualmente se espera que la velocidad del sonido sea cero en el punto lambda, debido a que $v \propto \rho_0 / \rho$, la densidad del condensado pasivo entre la densidad total del helio, y, como se piensa que el RES ocurre precisamente en ese punto, pues $\rho_0 = 0$ y por ende $v = 0$. En cambio, en el MDC el condensado que se comienza a formar en el punto lambda es el activo, y no existe ningún motivo para que ρ_0 y v sean cero ahí. Experimentalmente la velocidad del sonido es constante a temperaturas cercanas a 0 K.

Hay varios gases a temperatura ambiente que muestran fonones en el estado líquido a baja temperatura. Dentro del MDC esto se puede entender sin mucha dificultad. Al ir enfriando el gas vuelto líquido, el potencial químico negativo va creciendo, hasta que llega a ser cero. En ese momento se rompe la simetría $U(1)$ de la mecánica

cuántica y se producen partículas sin masa tal y como exige el teorema de Goldstone. Esta sencilla explicación no se ha usado debido a que se creía que el condensado que se produce al romperse la simetría volvería al líquido un superfluido, en contra de lo observado. Lo que afirmamos nosotros es que un condensado por sí solo no es suficiente para producir superfluidez; debe ser además un condensado activo, es decir, la condensación debe ser en un estado $k \neq 0$.

3. Presentación del FDE

Después de esta breve introducción al MDC, enfocamos nuestra atención en el FDE, que definiremos (Springer, 1972; Glyde 1991) así:

$$S(\mathbf{Q}, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int dt \exp[i(\omega - \omega_{\mathbf{Q}})t] S(\mathbf{Q}, t), \quad (4)$$

donde $S(\mathbf{Q}, t) = \langle \rho(\mathbf{Q}, t) \rho^*(\mathbf{Q}, 0) \rangle \equiv \langle 0 | T \rho(\mathbf{Q}, t) \rho^*(\mathbf{Q}, 0) | 0 \rangle$, $\rho(\mathbf{Q}, t)$ es la transformada de Fourier de la densidad de fluido $\rho(\mathbf{x}, t)$ y $\omega_{\mathbf{Q}}$ es la energía de las excitaciones correspondientes a la densidad $\rho(\mathbf{Q}, t)$.

Puesto que el campo cuántico $\varphi(\mathbf{x}, t)$ y su transformada de Fourier $\varphi(\mathbf{Q}, t)$ están relacionados con la densidad por medio de $\rho(\mathbf{Q}, t) = |\varphi(\mathbf{Q}, t)|^2$, es posible concluir que

$$\begin{aligned} S(\mathbf{Q}, t) &= \langle \varphi^*(\mathbf{Q}, t) \varphi(\mathbf{Q}, t) \varphi(\mathbf{Q}, 0) \varphi^*(\mathbf{Q}, 0) \rangle, \\ &= |\langle \varphi(\mathbf{Q}, t) \varphi^*(\mathbf{Q}, 0) \rangle|^2; \end{aligned} \quad (5)$$

donde para pasar de la primera a la segunda línea de la ecuación hemos usado la Fórmula de la Reducción (Bjorken y Drell, 1965) y la conservación de la carga. Este resultado nos informa que el FDE es proporcional al cuadrado de la función de Green para llevar una excitación cuántica de momentum \mathbf{Q} adelante un tiempo t . Esta función de Green es calculable en el contexto de la TCCTF pues es simplemente el valor esperado del producto $\varphi(\mathbf{Q}, t) \varphi(\mathbf{Q}, 0)$.

Debido a que haremos el cálculo solamente a un lazo, podemos simplemente ignorar el tiempo, ya que a ese orden no existen interacciones que puedan producir una dependencia en t . En este cálculo en la integración funcional usaremos en los diferenciales las funciones $\varphi_n(\mathbf{k})$, que vienen definidas por

$$\varphi(\mathbf{x}, \tau) = \sqrt{\beta/W} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{\mathbf{k}} e^{i(\tau\omega_n + \mathbf{x}\cdot\mathbf{k})} \varphi_n(\mathbf{k}). \quad (6)$$

Hemos usamos la variable τ de la TCCTF (en lugar del tiempo t que afortunadamente podemos ignorar) que toma los valores $0 \leq \tau \leq \beta = 1/kT$, donde T es la temperatura del fluido. Recuérdese además que, de acuerdo a los principios de la TCCTF, $\varphi(\mathbf{x}, \tau)$

es periódica con período β , por lo cual $\omega_n = 2\pi n/\beta$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. La función de Green es, pues:

$$\langle \varphi(\mathbf{Q}) \varphi^*(\mathbf{Q}) \rangle = \int [d\varphi_n(\mathbf{k})][d\varphi_n^*(\mathbf{k})] \varphi(\mathbf{Q}, 0) \varphi^*(\mathbf{Q}, 0) \exp \left(- \int_0^\beta d\tau \int d^3k \mathcal{L}_\tau \right), \quad (7)$$

donde \mathcal{L}_τ es la misma densidad lagrangiana (2), pero con la substitución $\tau = it$ incorporada. Los dos campos promediados son evaluados en $\tau = 0$, ya que cuando se hace el truco en la TCCTF de introducir el "tiempo" τ están a la izquierda de todos los demás campos. Inspeccionando la Ec. (6) se puede concluir la relación

$$\varphi(\mathbf{k}, \tau) = \sqrt{\beta/W} \sum_n e^{i\tau\omega_n} \varphi_n(\mathbf{k}), \quad (8)$$

que permite expresar el integrando de (7) en términos de las variables de integración $\varphi_n(\mathbf{k})$ y $\varphi_n^*(\mathbf{k})$.

4. Evaluación del FDE

Procedemos ahora a la evaluación de esta integral. Ocurre aquí un fenómeno parecido al del descenso más empinado (*steepest descent*) que ocurre en las integrales de trayectoria de Feynman. En la cuántica la integral de trayectoria tiene un peso que es $\exp(itH/\hbar)$, donde H es la energía de una partícula. Para energías representativas de nuestro mundo cotidiano, este cociente es enorme, lo que resulta en una desvalorización de todas las trayectorias que no sean estacionarias debido a las rápidas variaciones sinusoidales. Las únicas que no se ven afectadas son las estacionarias, que son observables como un comportamiento clásico. Solamente cuando se da la situación de que la energía de la partícula es muy pequeña son importantes todas las trayectorias, y de aquí resulta la mecánica cuántica. En el caso de la TCCTF el peso de las trayectorias es de la forma $\exp(-\beta H) = \exp(-H/kT)$, donde H es la energía de todas las partículas, y $k = 1.4 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$, así que de nuevo principalmente van a contribuir las trayectorias estacionarias que hagan a H cero, ya que para las demás la constante de Planck resulta en un número enorme en una exponencial con exponente negativo. El lagrangiano (2) tiene un mínimo absoluto en $k = 0$ y uno relativo en $k = \hat{k}$, ambos correspondiendo a trayectorias estacionarias, y ambos produciendo (Chaves, 1993) una condensación de Bose-Einstein. Nosotros evaluaremos la función de Green solamente a orden de árbol, ya que es precisamente el estado de mínima energía –o vacío de la TCCTF– del helio el responsable de la forma del FDE.

Sea pues el valor esperado del campo en el vacío

$$\langle 0 | \varphi(\mathbf{x}) | 0 \rangle = \langle 0 | \varphi_0(0) | 0 \rangle + \langle 0 | \varphi_0(\hat{k}) | 0 \rangle e^{i\hat{k} \cdot \mathbf{x}} \equiv P + A e^{i\hat{k} \cdot \mathbf{x}}, \quad (9)$$

donde hemos hallado conveniente llamar P al condensado pasivo P (que se debe escoger real para fijar la medida o *gauge*) y A al condensado activo. Hemos omitido aquí el factor $\sqrt{\beta/W}$ para seguir la convención (Kapusta, 1989) que le da unidades distintas a los términos de la transformada de Fourier (6) que a los condensados del campo φ . En la integración funcional de (7) hacemos ahora los cambios de variable

$$\varphi_n(\mathbf{k}) = \begin{cases} P + \varphi'_0(\mathbf{0}), & \text{si } \mathbf{k} = \mathbf{0} \text{ y } n = 0; \\ A + \varphi'_0(\hat{\mathbf{k}}), & \text{si } \mathbf{k} = \hat{\mathbf{k}} \text{ y } n = 0; \\ \varphi'_n(\mathbf{k}), & \text{de otro modo.} \end{cases} \quad (10)$$

La integración funcional queda en término de las nuevas funciones primadas:

$$\langle \varphi(\mathbf{Q}) \varphi(\mathbf{Q}) \rangle = \int [d\varphi'_n(\mathbf{k})][d\varphi'^*_n(\mathbf{k})] \varphi(\mathbf{Q}, 0) \varphi(\mathbf{Q}, 0) \times \exp \left(\beta W \mu P^2 - \beta W g(\hat{\mathbf{k}}) |A|^2 - \int d\tau d^3k \mathcal{L}'_\tau \right), \quad (11)$$

donde $g(\hat{\mathbf{k}}) \equiv \hat{\mathbf{k}}^2/2m - f_{\hat{\mathbf{k}}}^2/2m - \mu < 0$ y donde \mathcal{L}'_τ es la densidad lagrangiana después del cambio de variable. Los dos primeros términos de la exponencial son factores multiplicativos de toda la integral que corresponden a un condensado en $\mathbf{k} = \mathbf{0}$ y otro en $\mathbf{k} = \hat{\mathbf{k}}$. El tercer término de la exponencial $\mathcal{L}'_\tau[\varphi']$ corresponde a los campos φ' , de origen cuántico, que han aparecido después del rompimiento de simetría. Un cálculo detallado demuestra que no tienen masa y que obedecen una CDL, y son, en consecuencia, los fonones-rotones del helio.

La expansión (8) con dos condensados debe reescribirse:

$$\varphi(\mathbf{k}, \tau) = \begin{cases} \sqrt{\beta/W} \sum_{n \neq 0} e^{i\tau\omega_n} \varphi_n(\mathbf{0}) + P, & \text{si } \mathbf{k} = \mathbf{0}; \\ \sqrt{\beta/W} \sum_{n \neq 0} e^{i\tau\omega_n} \varphi_n(\hat{\mathbf{k}}) + A, & \text{si } \mathbf{k} = \hat{\mathbf{k}}; \\ \sqrt{\beta/W} \sum_n e^{i\tau\omega_n} \varphi_n(\mathbf{k}), & \text{de otro modo.} \end{cases} \quad (12)$$

Imagine el lector que usamos (12) para expresar los dos campos del integrando que multiplican a la exponencial en (11), con lo que nos resulta en el integrando una suma de términos bilineales en $\varphi_n(\mathbf{Q})$. Basta con que sólo uno de los dos factores de cada término no sea uno de los casos estacionarias ($n = 0$ y $\mathbf{k} = \mathbf{0}, \hat{\mathbf{k}}$) para que la exponencial sea prácticamente cero, por el motivo aducido al principio de la sección: el argumento de la exponencial sería negativo y enorme debido al factor β . (Sin embargo, si estuviéremos haciendo una integración sobre Q y no tomando un valor especial, como estamos haciendo aquí, habría que incluir todos los términos de la expansión (8).) Por lo tanto podemos aproximar:

$$\varphi(\mathbf{k}, \tau) = \begin{cases} P, & \text{si } \mathbf{k} = \mathbf{0}; \\ A, & \text{si } \mathbf{k} = \hat{\mathbf{k}}; \\ 0, & \text{de otro modo.} \end{cases} \quad (13)$$

Ya habíamos determinado que $\tau = 0$ para esos campos, pero vemos que en realidad no dependen de τ . De (4), (5), (11) y (13) concluimos que:

$$S(\mathbf{Q}, \omega) \propto \begin{cases} P^4 \delta(\omega), & \text{si } \mathbf{Q} = \mathbf{0}; \\ |A|^4 \delta(\omega - \omega_{\hat{\mathbf{k}}}), & \text{si } \mathbf{Q} = \hat{\mathbf{k}}; \\ 0, & \text{de otro modo.} \end{cases} \quad (14)$$

Esto quiere decir que en los neutrones van a sufrir *scattering* solamente cuando transfieran una cantidad de movimiento y una energía igual a la de los fonones-rotones en $\mathbf{k} = \mathbf{0}$ o $\mathbf{k} = \hat{\mathbf{k}}$. La integración de $S(\mathbf{Q}, \omega)$ sobre los 4π estereoradianes da el factor dinámico coherente de estructura en su forma usual, $S(Q, \omega)$, y concluimos que va a tener dos picos, uno cerca de $k = 0$ y otro de $k = \hat{k}$.

5. Comentarios finales

En experimentos de *scattering* de neutrones en helio (Woods y Svensson, 1978; Stirling y Glyde, 1990), fueron observados dos picos en la curva “número de eventos *versus* número de onda”, para un valor fijo de la transferencia de energía ω . Uno ocurre para valores pequeños del momentum transferido $Q \sim 0.4 \text{ \AA}^{-1}$, y otro para valores grandes $Q \sim 2.0 \text{ \AA}^{-1}$. Su comportamiento con las variaciones de la temperatura es completamente diferente, pues el pico con momentum pequeño es no se modifica conforme la temperatura sube o baja de T_λ , mientras que el de momentum grande decrece rápidamente conforme la temperatura sube, hasta que desaparece completamente en el punto lambda, dejando tras de sí una amplia intensidad que es independiente de la temperatura todavía por un par de grados más.

En resumen, el cuadro físico es el siguiente: Si la temperatura del helio está por encima del punto lambda, hay condensación de Bose-Einstein pero no hay superfluidez. Por debajo del punto lambda hay una condensación de Bose-Einstein en $k = \hat{k}$ que produce los fenómenos más curiosos de la superfluidez. En ambos casos es cada condensado la causa directa de los picos en las curvas de *scattering*. Mientras la energía del neutrón sea del mismo orden de la energía del sistema cuántico del helio a esa temperatura, el FDE que se observa es el coherente. La intensidades netas de los picos en la región de rotones debe, de acuerdo a estas ideas, disminuir rápidamente conforme la Q se aleja de $Q = \hat{k}$. No tenemos muchos datos acerca de este punto, excepto una referencia (Talbot *et al.* 1988) en que $S(Q, \omega)$ fue estudiada para $Q = 1.13 \text{ \AA}^{-1}$ y $Q = 2.03 \text{ \AA}^{-1}$, que corresponden aproximadamente al máximo y al mínimo en la zona de los rotones en la CDL, a una presión de 20 bars. La intensidades netas fueron dadas para cada una de las Q , y la intensidad del pico en el máximo local fue como un 1/20 de la intensidad en el mínimo. Sería interesante si se pudiera comprobar que las intensidades en los picos que no sean a $Q = \hat{k} = 1.9 \text{ \AA}^{-1}$ son mucho más pequeñas que la intensidad a ese valor, para un temperatura dada.

Los experimentos de *scattering* de neutrones que hemos descrito arriba dan solamente evidencia indirecta de la corrección del modelo de los dos fluidos. Hay un experimento que demostraría la corrección o incorrección de este modelo de un modo definitivo. Consiste en bombardear una muestra de helio líquido con luz monocromática no muy intensa a una de las frecuencias de excitación del helio, de modo que algunos de los átomos se exciten y realicen emisiones radiativas que se midan espectroscópicamente. Mientras tanto la temperatura debe ir bajandose gradualmente hasta debajo del punto lambda. Usualmente el ancho de banda debido al efecto Doppler debería reducirse al ir enfriandose los átomos de helio; pero en el MDF deben ocurrir un ensanchamiento precisamente en el punto lambda, debido a

que ahí se forma el condensado activo que tiene que presentar un efecto Doppler mucho más marcado. Al ser este efecto lo contrario precisamente de lo que ocurre si no existe un condensado activo, discriminaria muy bien la veracidad de este modelo.

6. Referencias

- [1] Bernard, C W, 1974 *Phys. Rev.* **D9** 3312
- [2] Bjorken, J D, S D Drell, 1965 *Relativistic Quantum Fields* McGraw-Hill Book Company Nueva York
- [3] Chaves, M 1993 *UCREF* 01
- [4] Dolan, L, R Jackiw, 1975 *Phys. Rev.* **174** 1559-1571
- [5] Glyde, H R, 1991 *Excitations in Two-Dimensional and Three-Dimensional Quantum Fields* Wyatt, A F G, H J Lauter editores Plenum Press Nueva York 1-13
- [6] Haber, H H, H A Weldon, 1982 *Phys. Rev.* **D25** 502
- [7] Kapusta, J I, 1981 *Phys. Rev.* **D24** 426
- [8] Kapusta, J I, 1989 *Finite-temperature field theory* Cambridge University Press Cambridge Capítulo 2
- [9] Kirzhnit, D A, A D Linde, 1976 *Ann Phys (N Y)* **101** 195
- [10] Landau, L D, 1947 *J. Phys. USSR* **11** 91
- [11] Springer, T, 1972 *Quasielastic Neutron Scattering for the Investigation of Diffusive Motions in Solids and Liquids* Springer Tracts in Modern Physics Springer-Verlag Berlin
- [12] Stirling, W G, H R Glyde, 1990 *Phys. Rev.* **B414** 4224
- [13] Talbot, E F, H R Glyde, W G Stirling, E C Svensson, 1988 *Phys. Rev.* **B38** 11229
- [14] Weinberg, S, 1975 *Phys. Rev.* **D9** 3357
- [15] Woods, A D B, E C Svensson, 1978 *Phys. Rev. Lett.* **41** 974