

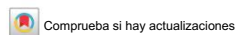


# Transporte de calor hidrotermoelástico controlable en semiconductores ultrafinos a temperatura ambiente.

Recibido: 30 de junio de 2025

Aceptado: 16 de abril de 2026

Publicado en línea el 15 May 2026



S. Varghese<sup>1,2</sup>, J. Tur-Prats<sup>3</sup>, JD Mehew<sup>1</sup>, D. Saleta Reig<sup>1,2</sup>, R. Farris<sup>1</sup>, J. Camacho A.<sup>3</sup>, JA Haibeh<sup>4</sup>, A. Sokolov<sup>4,5</sup>, P. Ordejón<sup>1</sup>, S. Huberman<sup>4</sup>, Beardo<sup>3,6</sup>, F. Alvarez<sup>3</sup> y KJ Tielrooij<sup>1,2</sup>✉

El flujo de calor en semiconductores generalmente se produce mediante el transporte difusivo de vibraciones de la red cristalina. Los efectos hidrodinámicos no difusivos asociados con el flujo de calor viscoso y los efectos termoelásticos —en los que el calor modifica el espaciado interatómico en la red— pueden afectar la conducción de calor. Sin embargo, la interacción entre los efectos hidrodinámicos y termoelásticos en el transporte de calor se ha pasado por alto hasta ahora. Además, los efectos termoelásticos no convencionales debidos a campos de deformación no homogéneos a nanoescala no se han observado experimentalmente hasta el momento. Aquí mostramos que la combinación de efectos hidrodinámicos y termoelásticos conduce a un régimen de transporte de calor hidrotermoelástico altamente no difusivo con una reducción controlable de la difusividad térmica efectiva para semiconductores bidimensionales.

Observamos este fenómeno en MoSe<sub>2</sub> y MoS<sub>2</sub> mediante el seguimiento del calor en el espacio real con precisión espacial nanométrica, utilizando termometría de bombeo-sonda espaciotemporal. Nuestros experimentos se realizan a temperatura ambiente y demuestran el control a través del espesor del material y mediante la elección de calentamiento continuo o pulsado. Nuestro modelo de transporte de calor hidrotermoelástico, basado en parámetros de entrada atomísticos, reproduce las observaciones experimentales e identifica la aparición de una contribución de flujo de calor termoelástico contraintuitiva desde regiones frías a calientes.

El calor de la red cristalina es transportado por fonones a través de mecanismos difusivos y no difusivos. El transporte de calor por difusión es el más común y se describe macroscópicamente mediante la ley de Fourier<sup>1,2</sup>, mientras que es microscópicamente gobernado por eventos de dispersión fonón-fonón que no conservan el momento. El transporte de calor no difusivo puede implicar movimiento balístico de fonones, descrito por primera vez por Casimir<sup>2</sup>. En el régimen de transporte balístico, la dispersión de fonones ocurre en los límites del sistema, cuando las dimensiones del sistema son menores que los caminos libres medios de los fonones. Un segundo régimen de transporte de calor no difusivo implica el transporte hidrodinámico de fonones,

Generalmente, esto resulta de la relajación lenta del flujo de calor en relación con las escalas de longitud y tiempo del experimento o sistema<sup>3,4</sup>. Esto corresponde al transporte viscoso y se amplifica a temperaturas inferiores a la ambiente. Entre las señales observadas del transporte de calor hidrodinámico se incluye la propagación ondulatoria del calor, conocida como segundo sonido en el helio<sup>5</sup>, helio<sup>6</sup>, fluoruro de sodio<sup>7</sup>, titanato de estroncio<sup>8</sup>, grafito<sup>9</sup> y germanio<sup>10</sup>; un denominado mínimo de Knudsen en fósforo negro<sup>11</sup>; y flujo de Poiseuille en monocristales cuasi-unidimensionales<sup>12</sup>, titanato de estroncio<sup>13</sup> y grafito<sup>14,15</sup>. Además, transporte de calor hidrodinámico

<sup>1</sup>Instituto Catalán de Nanociencia y Nanotecnología (ICN2), BIST & CSIC, Campus UAB, Bellaterra (Barcelona), España.

Tecnología, Eindhoven, Países Bajos.

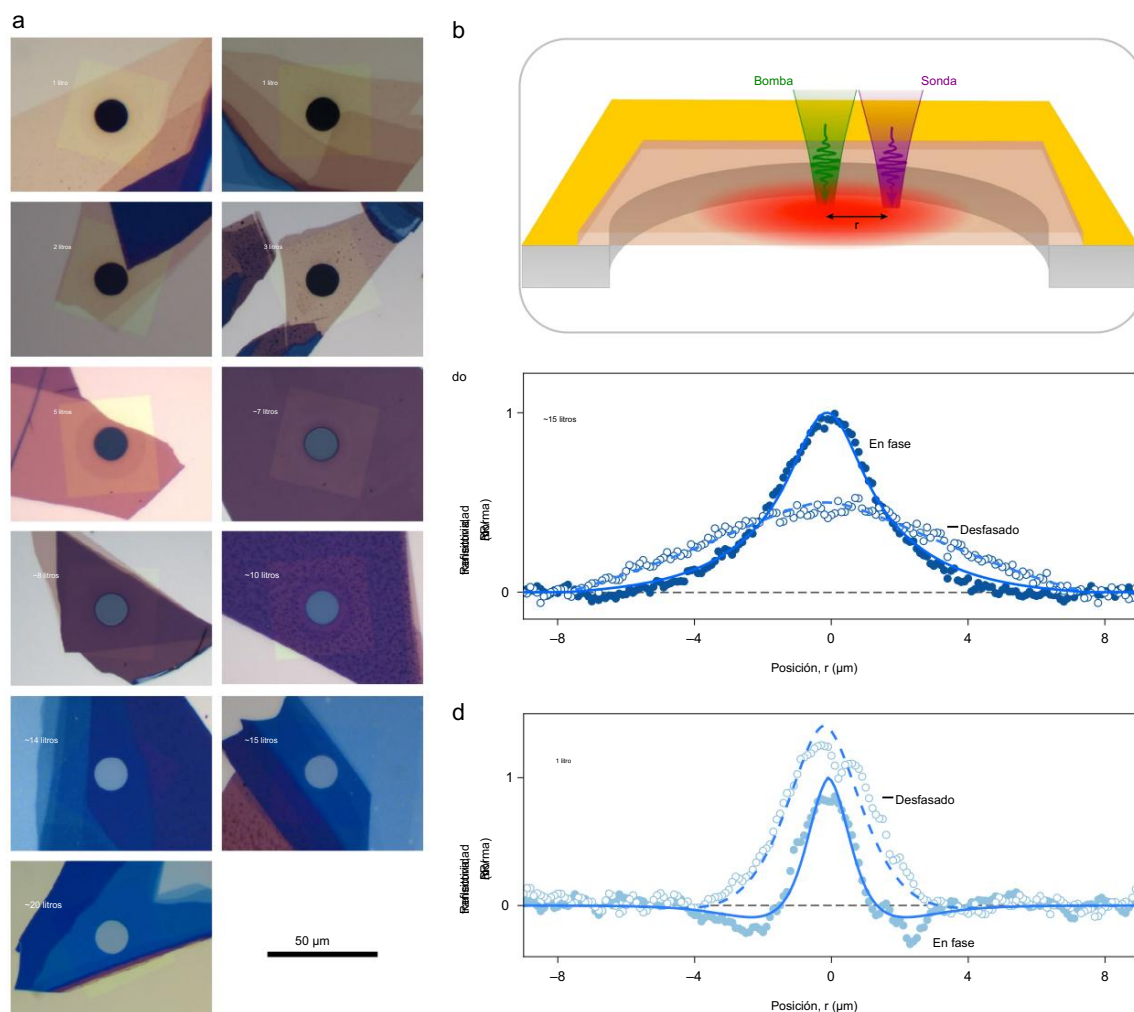
Ingeniería, Universidad McGill, Montreal, Quebec, Canadá.

Física, JILA y STROBE, Centro de Ciencia y Tecnología de la NSF, Universidad de Colorado y NIST, Boulder, CO, EE. UU. Correo electrónico: [kjtielrooij@tue.nl](mailto:kjtielrooij@tue.nl)

<sup>2</sup>Universidad de Eindhoven

<sup>4</sup>Departamento de Química

<sup>6</sup>Departamento de



**Fig. 1 |** Transporte de calor mapeado espaciotemporalmente en cristales de MoSe<sub>2</sub>. **a**, Imágenes ópticas de muestras de MoSe<sub>2</sub> suspendidas con el espesor dado en el número de capas. **b**, Concepto de un experimento de termometría espaciotemporal en el que un tren de pulsos de bombeo ultrarrápidos (verde) crea un punto caliente local en el centro de una película delgada suspendida. Al escanear espacialmente un tren de pulsos de sonda ultrarrápidos (púrpura) a través de la región suspendida, que llegan con un tiempo de retardo de bombeo-sonda de ~13 ns, rastreamos directamente cómo ocurre el flujo de calor en el plano en el espacio y el tiempo.

**c, d**, Perfiles de reflectividad transitoria en fase (círculos rellenos) y fuera de fase (círculos vacíos)  $\Delta R/R(r)$ , normalizados al pico del ajuste de la señal en fase, medidos en una lámina de MoSe<sub>2</sub> de ~15 capas de espesor (**c**) y 1 capa de espesor (**d**). Las líneas azules discontinuas y continuas corresponden a una simulación de transporte de calor puramente difusivo según la ley de Fourier con la "difusividad efectiva" como parámetro ajustable (véase la sección "Modelo fenomenológico difusivo de Fourier"). norm., normalizado.

Se han encontrado fenómenos a través del mapeo de calor de dispositivos combinado con modelos de transporte mesoscópico en aleaciones<sup>16</sup> y silicio<sup>17, 18</sup>. Las predicciones teóricas sugirieron la existencia de comportamiento hidrodinámico de fonones en el material de dicalcogenuro de metal de transición (TMD) bidimensional MoS<sub>2</sub> posiblemente hasta temperatura ambiente<sup>19</sup>. Sin embargo, hasta ahora, no se han observado señales de transporte hidrodinámico en TMD a ninguna temperatura. Además, los efectos termoelásticos se han pasado por alto en estudios de transporte de calor no difusivo. En particular, se han predicho efectos termoelásticos no convencionales, que surgen de campos de deformación no homogéneos a nanoescala<sup>20</sup>, pero nunca se han observado experimentalmente.

Aquí utilizamos termometría de bombeo-sonda espaciotemporal<sup>21</sup> para visualizar el transporte de calor en cristales suspendidos de gran superficie de MoSe<sub>2</sub> y MoS<sub>2</sub> directamente en el espacio real con una resolución espacial más allá del límite de difracción. Explicamos los resultados experimentales con un modelo mesoscópico sin parámetros de ajuste que utiliza parámetros de entrada ab initio para sus propiedades térmicas. Este enfoque experimental-teórico combinado revela una transición controlada por el espesor desde el régimen de difusión de Fourier convencional en el caso de cristales relativamente gruesos a un régimen fuertemente no difusivo para los cristales más delgados. Atribuimos esta transición a la interacción entre interacciones de fonones no locales,

asociado con el comportamiento hidrodinámico y los efectos termoelásticos. En este régimen de transporte de calor "hidrotermoelástico" no difusivo, el calentamiento pulsado conduce a un campo de deformación no homogéneo que da lugar a una contribución de flujo de calor termoelástico no convencional del frío a regiones calientes, lo que resulta en una reducción de la difusividad térmica efectiva, o conductividad, de hasta un orden de magnitud: de 39 a 3,5 W m<sup>-1</sup> K<sup>-1</sup> para MoSe<sub>2</sub>. Es importante destacar que nuestros resultados introducen una forma intrínseca y sin necesidad de fabricación para controlar el transporte de calor en semiconductores bidimensionales. Por lo tanto, además de las formas extrínsecas demostradas recientemente para impedir el transporte térmico en estos materiales, por ejemplo, a través del apilamiento de múltiples capas en diferentes ángulos de torsión<sup>22</sup> o la estructuración del material en cristales fonónicos<sup>23</sup>, nuestros resultados introducen un control intrínseco y activo del flujo de calor.

## Transporte de calor difusivo e hidrodinámico

Preparamos cristales de MoSe<sub>2</sub> y MoS<sub>2</sub> con espesores que van desde ~20 capas (20L) hasta el límite de monocapa (1L) (Fig. 1a y Fig. 1 de datos extendidos). Estos cristales se suspendieron sobre un orificio circular con un diámetro de 15 μm para evitar los efectos del sustrato en el transporte de calor. Realizamos el seguimiento en el espacio real del flujo de calor en estas muestras utilizando termometría de bombeo-sonda espaciotemporal, donde los pulsos de bombeo calientan el centro

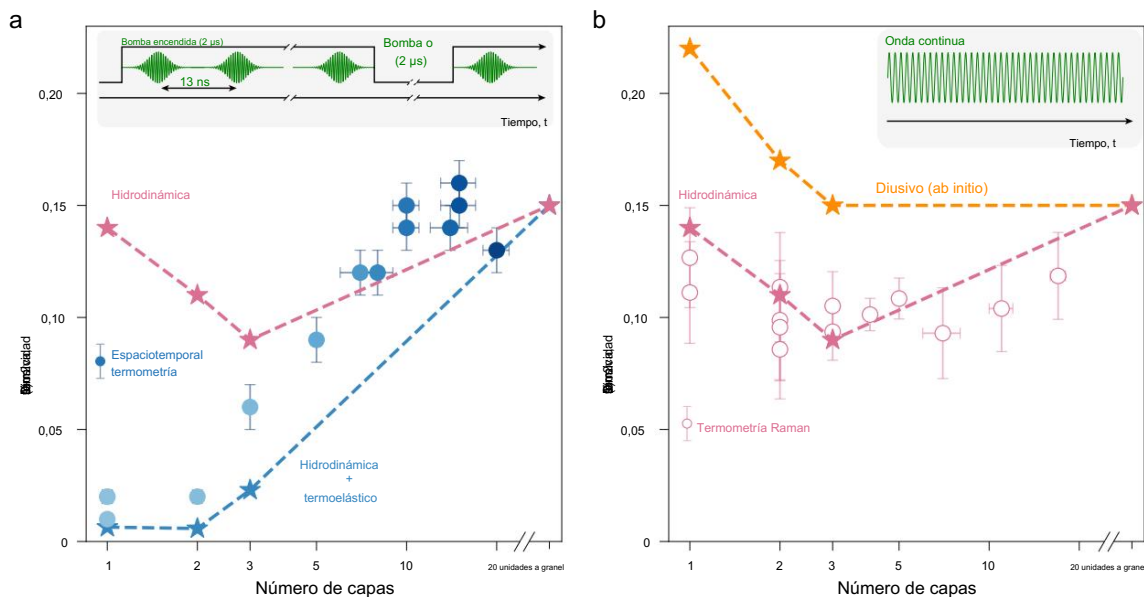


Fig. 2 | Transporte de calor en cristales de MoSe2 con espesor variable. a, Difusividades térmicas efectivas para MoSe2 obtenidas mediante termometría de bombeo-sonda espaciotemporal (círculos azules rellenos), junto con valores calculados para el transporte hidrodinámico (estrellas rosas y línea discontinua) y para el transporte que incluye efectos hidrodinámicos y termoelásticos (estrellas azules y línea discontinua). El recuadro indica que el calentamiento se produce mediante excitación óptica modulada.

Las barras de error verticales indican la incertidumbre en la difusividad térmica efectiva  $D$  obtenida (intervalo de confianza del 68%), obtenida mediante el ajuste por mínimos cuadrados del perfil espacial experimental al modelo difusivo de Fourier fenomenológico. Las barras de error horizontales indican la incertidumbre en el espesor de la lámina.

medición. Para este tipo de calentamiento, el experimento muestra concordancia con el cálculo para el transporte hidrotermoelástico. b, Difusividades térmicas efectivas para MoSe2 obtenidas usando termometría Raman (círculos abiertos; ref. 24), junto con los valores calculados para transporte puramente difusivo (estrellas naranjas y línea discontinua) y para transporte hidrodinámico (estrellas rosas y línea discontinua). El recuadro indica que el calentamiento ocurre a través de excitación óptica de onda continua. Las barras de error verticales representan el intervalo de confianza del 68% informado en la ref. 24, y las barras de error horizontales indican la incertidumbre en la medición del espesor de la lámina informada en la misma referencia. Para este tipo de calentamiento, el experimento muestra concordancia con el cálculo del transporte hidrodinámico.

crystal suspended, and pulses of probe map spatially until where it propagates the heat. Specifically, we register the change induced by the pump in the reflectivity  $\Delta R/R$  as a function of the distance pump-probe  $r$  with a time delay pump-probe of  $\sim 13$  ns (Fig. 1b). We obtain spatial profiles both in phase and out of phase, because we modulate the pump beam faster than the system returns to thermal equilibrium. Due to the fact that the reflectivity depends on the temperature, the spatial profiles provide direct access to the thermal conductivity. For details on the experimental technique and the extraction of the thermal conductivity, consult the sections "Experimental details", "Phenomenological diffusive model of Fourier" and "Description of signals in phase and out of phase", Figs. of extended data 3-6 and ref. 24.

Figure 1c shows a measurement example for a MoSe2 sample of approximately 15 layers, together with a simulation based on pure diffusive heat transport. The simulation describes the evolution of the spatio-temporal profile of temperature using Fourier's law and includes synchronous detection operation. When describing simultaneously the in-phase and out-of-phase experimental profiles, we obtain a thermal conductivity  $D$  of  $0.15 \pm 0.01$  cm<sup>2</sup> s<sup>-1</sup> for the 15-layer MoSe2 sample. This thermal conductivity corresponds to a thermal conductivity of approximately 28 W m<sup>-1</sup> K<sup>-1</sup> and agrees well with the results of our experiments<sup>24,25</sup> and much smaller than the thermal conductivities predicted by the ab initio calculations of pure diffusive heat transport for these thicknesses (Fig. 2b and Table 1). The fact that the Raman and spatio-temporal measurements have different sizes but den thermal conductivities substantially different points to mechanisms that go beyond the effect of conventional size. We will show that this is the result of heat transport that is not diffusive. The extracted thermal conductivities are, for that matter, effective thermal conductivities that are not necessarily associated with diffusive heat transport. When examining the spatial profiles for the thinner MoSe2 crystals, we observe spatial profiles that are notably narrower compared to the thicker MoSe2 samples (Fig. 3a-c). We observe the same trend for MoS2 (Fig. 3d-f). In addition, the in-phase component of the transient reflectivity signal changes sign around 2 μm distance from the photoexcited spot for MoSe2 and MoS2 monolayer and bilayer, while for

Tabla 1 | Propiedades del modelo hidrotermoelástico para MoSe2

	Monocapa	Bicapa	Tricapa	A granel	Referencia
$\rho$ (kg m <sup>-3</sup> )	6.900	6.900	6.900	6.900	32
$\alpha$ (K <sup>-1</sup> )	$9.3 \times 10^{-5}$	$7.7 \times 10^{-5}$	$6.5 \times 10^{-5}$	$0.7 \times 10^{-5}$	30
$E$ (GPa)	100	130	135	165	33
$\nu$	0,23	0,23	0,23	0,23	34
$C_v$ (MJ m <sup>-3</sup> K <sup>-1</sup> )	1,75	1,75	1,75	1,87	Desde el principio
$\kappa$ (W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	39	30	26	27.5	Desde el principio
$\tau$ (ps)	754	712	282	186	Desde el principio
$l$ (nm)	700	700	700	100	Nota complementaria 1
$b$	0,537	0,487	0,475	0,433	Ab initio

Para sistemas de doble y triple capa, utilizamos un coeficiente de expansión térmica  $\alpha$  ligeramente superior al valor de referencia. El módulo de Young para la monocapa se extrapola a partir de los resultados de la referencia 33.

muchos experimentos<sup>24,25</sup> Raman<sup>24</sup> y mucho menores que las difusividades predichas por los cálculos ab initio de transporte de calor puramente difusivo para estos espesores (Fig. 2b y Tabla 1). El hecho de que las técnicas Raman y espaciotemporales tengan tamaños de punto similares pero den difusividades sustancialmente diferentes apunta a mecanismos que van más allá del efecto de tamaño convencional. Mostraremos que esto es el resultado del transporte de calor no difusivo. Las difusividades extraídas son, por lo tanto, difusividades efectivas que no están necesariamente asociadas con el transporte de calor difusivo. Al examinar los perfiles espaciales para los cristales de MoSe2 más delgados, observamos perfiles espaciales notablemente más estrechos en comparación con las láminas de MoSe2 más gruesas (Fig. 3a-c). Observamos la misma tendencia para MoS2 (Fig. 3d-f). Además, el componente en fase de la señal de reflectividad transitoria cambia de signo alrededor de 2 μm de distancia del punto caliente fotoexcitado para MoSe2 y MoS2 monocapa y bicapa, mientras que

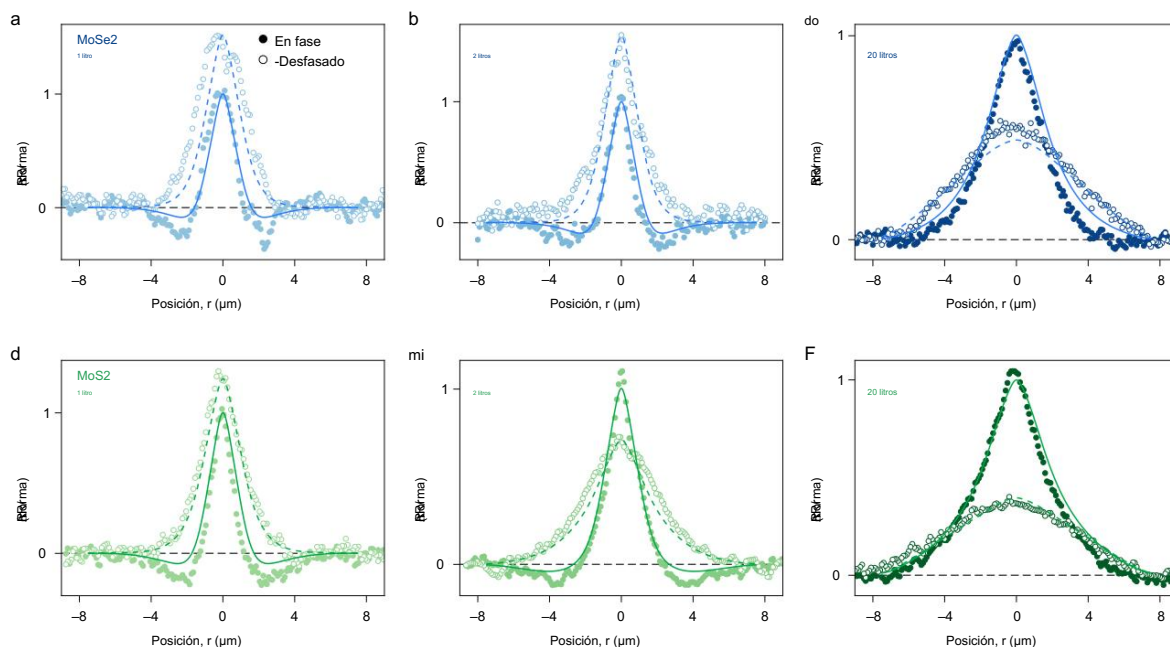


Fig. 3 | Observación experimental del transporte de calor fuertemente impedido, explicado por el modelo de transporte hidrotermoelástico. a–f, Perfiles de reflectividad transitoria en fase (círculos rellenos) y fuera de fase (círculos vacíos), medidos en cristales de MoSe2 monocapa (a), bicapa (b) y de 20L de espesor (c), y en cristales de MoS2 monocapa (d), bicapa (e) y de 20L de espesor (f). La aparición de un perfil mucho más estrecho y un cambio de signo alrededor de 2  $\mu\text{m}$  para cristales ultrafinos indica una transición al transporte de calor con una difusividad (efectiva) fuertemente reducida.

Las líneas continuas y discontinuas representan los perfiles espaciales calculados para las señales en fase y fuera de fase, respectivamente, según nuestro modelo mesoscópico de transporte hidrotermoelástico (véase el texto principal). Los perfiles se normalizan al valor máximo del ajuste de la señal en fase, y los perfiles fuera de fase se multiplican por  $-1$ . Estos perfiles se convolucionan con el tamaño del punto del haz de sonda para una comparación directa con los experimentos.

Las señales desfasadas se vuelven relativamente más grandes. Estos efectos son consecuencia de la difusividad efectiva ultrabaja en los cristales delgados (véase la sección "Descripción de las señales en fase y desfasadas" y la Figura 4 de los Datos Extendidos).

Dado que estas difusividades térmicas efectivas muy bajas sugieren un flujo de calor viscoso, examinamos si la ecuación hidrodinámica de calor de Guyer-Krumhansl<sup>27,28</sup> puede reproducir los resultados experimentales:

$$+\tau \frac{\partial q}{\partial t} + \kappa \nabla^2 T = \ell \nabla \cdot \nabla q, q \quad (1)$$

donde  $q$  es el vector de flujo de calor,  $\tau$  es el tiempo de relajación del flujo de calor,  $\kappa$  es la conductividad térmica en el plano del material y  $\ell$  es la longitud no local. Esta ecuación es una generalización de la ley de Fourier, que incluye efectos de memoria descritos por el segundo término del lado izquierdo y efectos no locales (viscosos) descritos por el término del lado derecho. Resolvemos esta ecuación junto con la ecuación de balance de energía que incluye la fuente de calor usando elementos finitos<sup>29</sup> con condiciones de contorno isotérmicas en los bordes del sistema (ver la sección 'Entrada DFT para el modelo mesoscópico' y la Nota complementaria 1). Primero resolvemos la ecuación sin considerar efectos no locales y de memoria (Fig. 4a). El resultado refleja un comportamiento difusivo convencional, y tanto los perfiles en fase como fuera de fase coinciden cuantitativamente con el perfil espacial medido para la muestra gruesa (Fig. 3c,f), donde usamos la conductividad térmica  $\kappa$  obtenida de cálculos ab initio (Tablas 1 y 2).

Es importante destacar que el transporte puramente difusivo daría lugar a un aumento de la difusividad hacia cristales más delgados, lo cual es incompatible con las observaciones experimentales obtenidas mediante termometría Raman y termometría de bombeo-sonda espaciotemporal (Fig. 2a,b). Al incluir efectos no locales y de memoria, utilizando  $\tau$  a partir de datos de entrada ab initio y limitando  $\ell$  al tamaño del punto caliente inicial, el perfil se vuelve más estrecho, lo que refleja el comportamiento viscoso del transporte de calor hidrodinámico. Las difusividades efectivas que extraemos de estos perfiles concuerdan con los valores obtenidos experimentalmente mediante Raman

termometría (Fig. 2b). Esto proporciona una información clave: los efectos hidrodinámicos desempeñan un papel importante en el transporte de calor a temperatura ambiente en estos TMD. En concreto, la difusividad obtenida experimentalmente para la monocapa de MoSe2 mediante termometría Raman es aproximadamente un 40 % menor que la predicha por el transporte difusivo. Nuestro modelo mesoscópico, que tiene en cuenta los efectos hidrodinámicos, predice una disminución similar de la difusividad efectiva.

Para confirmar aún más el efecto del transporte de calor hidrodinámico, utilizamos un enfoque teórico independiente, donde resolvemos la ecuación de transporte de Boltzmann linealizada (LBTE) con datos ab initio para una monocapa de MoSe2 a 300 K, incluyendo efectos no difusivos y considerando una excitación térmica que corresponde al tamaño del punto de bombeo experimental (véase la sección "Detalles de DFT para cálculos de LBTE"). Estos cálculos arrojan una difusividad efectiva entre un 10 % y un 30 % menor que el valor esperado para el transporte difusivo (Figura 8 de los Datos Extendidos), lo que confirma la presencia de un efecto hidrodinámico significativo en estos materiales a temperatura ambiente. Por lo tanto, encontramos evidencias experimentales que confirman predicciones teóricas previas sobre el transporte de calor hidrodinámico en MoS2 a temperatura ambiente<sup>1</sup>.

## Efectos hidrodinámicos y termoelásticos combinados sobre el transporte de calor

Tras haber establecido el papel fundamental de los efectos hidrodinámicos en el transporte de calor en MoSe2 y MoS2 ultrafinos, nos centramos ahora en comprender la marcada reducción de la difusividad efectiva observada en los cristales de nido delgado bajo calentamiento pulsado. Descubrimos que los efectos hidrodinámicos por sí solos no son suficientes para explicar las observaciones experimentales mediante termometría de bombeo-sonda espaciotemporal (Figura 9a de los Datos Extendidos). Para abordar esto, nos damos cuenta de que el calentamiento fotoinducido conduce a la expansión térmica dentro del punto caliente inicial y a la compresión más lejos. Además, nos damos cuenta de que los cristales más delgados muestran un coeficiente de expansión mayor que los cristales más gruesos<sup>30</sup>. Curiosamente, considerando el transporte de calor difusivo en combinación con la termoelasticidad convencional

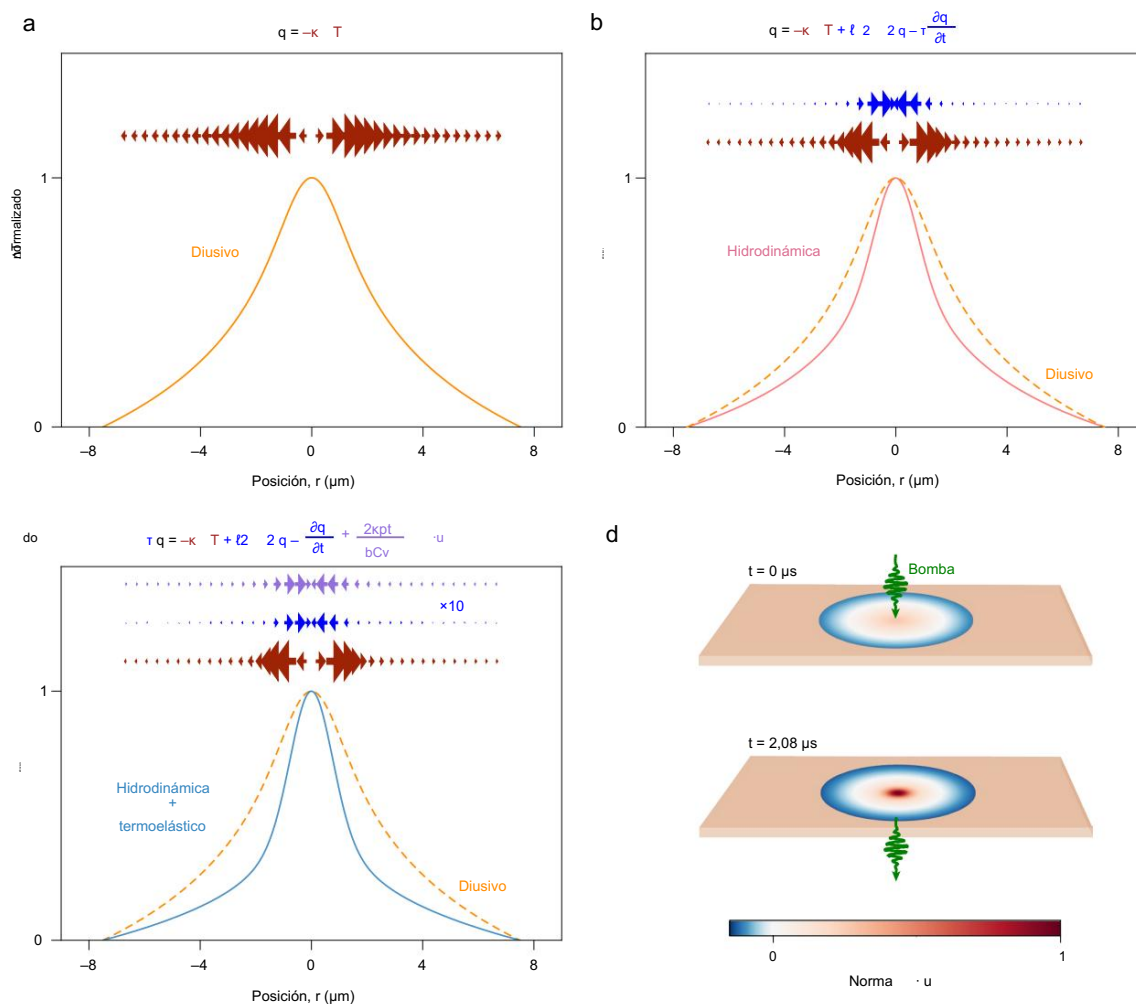


Figura 4 | Contribuciones difusivas y no difusivas al transporte de calor. a–c, Perfiles de temperatura calculados al final de una ventana de bombeo a partir de la ecuación de transporte para los regímenes difusivo (a), hidrodinámico (b) e hidrotermoelástico (c), con el perfil difusivo para comparación, junto con flechas cuyo tamaño refleja la intensidad y la dirección del flujo de calor.

Contribución según los términos difusivos (flechas marrones), hidrodinámicos (flechas azules) y termoelásticos (flechas moradas). d, Cálculo de la divergencia espacialmente dependiente del vector de desplazamiento (normalizado), que representa el cambio normalizado en la densidad debido a la deformación durante una ventana de bombeo. La región central se expande, mientras que el borde se comprime.

Los efectos, específicamente considerando la expansión térmica y el intercambio de energía termomecánica, dan como resultado un perfil espacial ligeramente más estrecho que el perfil puramente difusivo (Figura 9b de los datos extendidos). Por lo tanto, los efectos termoelásticos convencionales por sí solos no pueden explicar las observaciones experimentales.

Por lo tanto, consideramos la combinación de efectos hidrodinámicos y termoelásticos inducidos por un campo de deformación no homogéneo a nanoescala, específicamente la aparición de relaciones de dispersión de fonones no homogéneas y una modificación de las distribuciones locales de fonones. Como se explica en la Nota complementaria 1, estos dos efectos termoelásticos se cancelan mutuamente bajo calentamiento continuo, como en los experimentos de termometría Raman. Por el contrario, en el caso del calentamiento pulsado, como en el experimento de termometría de bombeo-sonda espaciotemporal, las poblaciones locales de fonones no necesariamente se ajustan a la deformación local, mientras que se espera que la refracción de fonones debido a relaciones de dispersión no homogéneas ocurra en escalas de tiempo ultracortas, incluso en ausencia de interacciones de fonones. Esto da como resultado la siguiente ecuación hidrotermoelástica bajo calentamiento pulsado:

$$q + \tau \frac{\partial q}{\partial t} + \kappa \nabla \cdot T = \ell \nabla \cdot \left( 2q + \frac{2kpt}{u, bCv} \right) \quad (2)$$

donde  $u$  es el vector de desplazamiento elástico,  $pt$  es la presión de fonones, dado por  $pt = \frac{T_0 \alpha E}{1-\nu}$ , ( $T_0 = 300$  K,  $\alpha$  es el coeficiente de expansión térmica,

$E$  es el módulo de Young y  $\nu$  es el coeficiente de Poisson), y  $b$  es la relación promedio de la velocidad de grupo de fonones con respecto a la velocidad de fase. Esta ecuación, combinada con la conservación de la energía y la segunda ley de Newton, incluyendo un término de expansión térmica lineal (Nota complementaria 1), es un modelo mesoscópico completo capaz de predecir el transporte de calor y los efectos termoelásticos a nanoescala. En resumen, el término de flujo de calor termoelástico se obtiene del balance de momento de fonones en presencia de un campo de deformación no homogéneo que evoluciona en el tiempo. La inhomogeneidad a nanoescala del perfil de deformación, originada por la expansión térmica, induce un cambio local en las relaciones de dispersión de fonones, lo que conduce a la contribución del flujo de calor termoelástico incluido (Nota complementaria 1).

Fundamentalmente, encontramos que solo la combinación de términos hidrodinámicos y termoelásticos no convencionales produce un perfil espacial estrecho en fase con un cambio de signo como en los experimentos (Figura 9c de los datos extendidos). Validamos las predicciones teóricas contra los datos experimentales para muestras ultradelgadas de MoSe<sub>2</sub> y MoS<sub>2</sub> utilizando resultados ab initio para  $\kappa$ ,  $Cv$ ,  $\tau$  y  $b$ , así como valores de la literatura para las propiedades elásticas<sup>30</sup>, y limitando la longitud no local  $\ell$  al tamaño del punto caliente inicial (Tablas 1 y 2). Este modelo hidrotermoelástico mesoscópico, que no tiene parámetros de ajuste, predice los perfiles espaciales que concuerdan muy bien con los observados experimentalmente, reproduciendo la estrecha región central, la amplitud de las señales tanto en fase como fuera de fase,

Tabla 2 | Propiedades del modelo hidrotermoelástico para MoS<sub>2</sub>

	Monocapa Bicapa		A granel	Referencia
$\rho$ (kg m <sup>-3</sup> )	5.060	5.060	5.060	32
$\alpha$ (K <sup>-1</sup> )	$5,75 \times 10$	$4,8 \times 10$	$1,15 \times 10^{-5}$	30
E (GPa)	250	290	330	35
$\nu$	0,24	0,24	0,24	34
$C_v$ (MJ m <sup>-3</sup> K <sup>-1</sup> )	1,77	1,77	1,86	Desde el principio
$\kappa$ (W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	53.5	46	43.9	Desde el principio
$\tau$ (ps)	82.3	82.3	88.4	Desde el principio
$\ell$ (nm)	700	700	70	Nota complementaria 1
b	0,52	0,4863	0,45	Desde el principio

Para el sistema de doble capa, utilizamos un coeficiente de expansión térmica  $\alpha$  ligeramente incrementado con respecto al valor de la bibliografía.

y el cambio de signo observado en el componente en fase fuera de la región central (Fig. 3). Las regiones con  $\Delta R/R$  negativo se vuelven más pronunciadas cuando el espesor disminuye hasta el límite de monocapa. Esto se debe a la fuerte variación en las propiedades termoelásticas, particularmente el coeficiente de expansión térmica ( $\alpha$ ), con el espesor (Tablas 1 y 2). Para cristales más gruesos, los efectos termoelásticos son más débiles, lo que conduce a un perfil espacial más amplio, sin ningún cambio de signo en la señal en fase.

### Comparación de los regímenes difusivo, hidrodinámico e hidrotermoelástico.

Para comprender mejor las observaciones y contribuciones de cada una de las contribuciones difusivas y no difusivas al transporte de calor, analizamos el perfil de temperatura al final de la ventana de bombeo para los tres regímenes de transporte de calor diferentes: regímenes difusivo, hidrodinámico e hidrotermoelástico. En el caso puramente difusivo (Fig. 4a), el perfil de temperatura es amplio, como se espera de la conducción de calor clásica, donde los gradientes térmicos impulsan el flujo de calor uniformemente desde el centro hacia afuera. Luego, cuando incluimos los efectos hidrodinámicos en el modelo (Fig. 4b), el perfil de temperatura se vuelve notablemente más estrecho. Esto se debe a que las contribuciones hidrodinámicas restringen el flujo de calor a través de un comportamiento de fonones de tipo viscoso, impidiendo efectivamente la propagación del calor. Finalmente, cuando incorporamos tanto los efectos hidrodinámicos como los termoelásticos no convencionales en la ecuación de transporte, la región caliente se vuelve aún más localizada (Fig. 4c).

El origen microscópico de la muy limitada propagación del calor en el régimen hidrotermoelástico radica en que la expansión térmica en la región de excitación induce un perfil de deformación y densidad fuertemente inhomogéneo a lo largo de la muestra (Fig. 4d). La contribución termoelástica al flujo de calor, impulsada por el campo de deformación, apunta desde la región comprimida (fría) hacia la región expandida (caliente), apuntando así hacia la región central calentada del cristal. Microscópicamente, este flujo de calor es consecuencia de las diferentes relaciones de dispersión establecidas en las regiones comprimidas y expandidas, lo que induce una modificación del momento acomodado por cada modo fonónico (Nota complementaria 1). Junto con los efectos hidrodinámicos, esto produce un perfil de temperatura muy estrecho que se alinea bien con las observaciones experimentales para láminas ultrafinas.

En conclusión, hemos identificado una fuerte restricción en la propagación del calor debido a la interacción entre los efectos hidrodinámicos y termoelásticos en cristales ultrafinos de MoSe<sub>2</sub> y MoS<sub>2</sub> a temperatura ambiente. Los efectos termoelásticos están relacionados con el gran coeficiente de expansión de los cristales más delgados, mientras que los efectos hidrodinámicos son causados por la gran longitud no local  $\ell$  (Figura suplementaria 1). Esto último probablemente esté relacionado con el camino libre medio excepcionalmente largo de los modos de flexión en particular en los cristales más delgados de estos materiales<sup>24,26</sup>. Además, nuestros resultados proporcionan las firmas experimentales de dos teorías

efectos predichos, pero aún no observados experimentalmente, a saber, (1) una contribución de flujo de calor termoelástico no convencional originada por campos de deformación no homogéneos a nanoescala<sup>20</sup> y (2) transporte de calor hidrodinámico en TMD a temperatura ambiente<sup>19</sup>. Además de la controlabilidad a través del espesor y el tipo de calentamiento, predecimos que los efectos hidrotermoelásticos son controlables por el tamaño de la región calentada: si esta se vuelve mayor que la longitud no local intrínseca, por ejemplo, los efectos hidrodinámicos e hidrotermoelásticos no desempeñarán un papel. Nuestro descubrimiento de un nuevo régimen de transporte de calor no difusivo a temperatura ambiente proporciona información importante sobre fenómenos fundamentales de transporte térmico y tiene implicaciones prácticas cruciales.

Futuras investigaciones podrían explorar materiales relacionados (bidimensionales), así como variar parámetros experimentales como la temperatura y la geometría, para manipular aún más el flujo de calor. Esperamos que se produzcan efectos hidrotermoelásticos similares en otros materiales de baja dimensión que combinen una expansión térmica suficientemente grande con longitudes de transporte de calor no locales suficientemente largas. Se necesita trabajo teórico para desarrollar una imagen puramente microscópica del impacto de la interacción entre fonones y campos elásticos en el transporte térmico, que también podría explorarse utilizando el método de Boltzmann de celosía<sup>31</sup>. Nuestro descubrimiento del fuerte efecto de la termoelasticidad en la excitación pulsada ofrece posibilidades para controlar activamente el flujo de calor. La observación de que en el régimen hidrotermoelástico el calor se mueve fuera de una región calentada mucho más lentamente que en el caso del transporte puramente difusivo podría ser interesante para aplicaciones termoeléctricas. Nuestros estudios podrían conducir a soluciones de gestión térmica a medida, abriendo vías para estrategias innovadoras de propagación y enrutamiento del calor. Estos avances tienen el potencial de minimizar la pérdida de calor y mejorar la eficiencia en dispositivos electrónicos, optoelectrónicos y fotónicos, sistemas termoeléctricos y otros campos.

### Contenido en línea

Cualquier método, referencias adicionales, resúmenes de informes de Nature Portfolio, datos fuente, datos ampliados, información complementaria, agradecimientos, información sobre la revisión por pares; detalles de las contribuciones de los autores e intereses contrapuestos; y declaraciones de disponibilidad de datos y código están disponibles en <https://doi.org/10.1038/s41567-026-03297-1>

### Referencias

- Fourier, JBJ La teoría analítica del calor (Cambridge Univ. Prensa, 1878).
- Casimir, HBG Nota sobre la conducción del calor en los cristales. *Physica* 5, 495–500 (1938).
- Guyer, RA y Krumhansl, JA Conductividad térmica, segundo sonido y fenómenos hidrodinámicos de fonones en cristales no metálicos. *Phys. Rev.* 148, 778–788 (1966).
- Hardy, RJ Ecuación de Boltzmann de fonones y segundo sonido en sólidos. *Phys. Rev. B* 2, 1193–1207 (1970).
- Lane, CT, Fairbank, HA y Fairbank, WM Segundo sonido en helio líquido II. *Phys. Rev.* 71, 600–605 (1947).
- Narayanamurti, V. y Dynes, RC Observación del segundo sonido en el bismuto. *Phys. Rev. Lett.* 28, 1461–1465 (1972).
- Jackson, HE, Walker, CT y McNelly, TF Segundo sonido en NaF. *Phys. Rev. Lett.* 25, 26–28 (1970).
- Koreeda, A., Takano, R. y Saikan, S. Segundo sonido en SrTiO<sub>3</sub>. *Phys. Rev. Lett.* 99, 265502 (2007).
- Huberman, S. et al. Observación de un segundo sonido en el grafito a temperaturas superiores a 100 K. *Science* 364, 375–379 (2019).
- Beardo, A. et al. Observación de un segundo sonido en un campo de temperatura que varía rápidamente en Ge. *Sci. Adv.* 7, eabg4677 (2021).
- Machida, Y. et al. Observación del flujo de Poiseuille de fonones en fósforo negro. *Sci. Adv.* 4, eaat3374 (2018).
- Smontara, A., Lasjaunias, JC y Maynard, R. Phonon Poiseuille flujo en monocristales cuasi-unidimensionales. *Phys. Rev. Lett.* 77, 5397 (1996).

13. Martelli, V., Jiménez, J.L., Continentino, M., Baggio-Saitovitch, E. y Behnia, K. Transporte térmico e hidrodinámica de fonones en titanato de estroncio. *Phys. Rev. Lett.* 120, 125901 (2018).
  14. Huang, X. et al. Observación del flujo de Poiseuille de fonones en Cintas de grafito purificadas isotópicamente. *Nat. Commun.* 14, 2044 (2023).
  15. Machida, Y., Matsumoto, N., Isono, T. y Behnia, K. Hidrodinámica de fonones y conductividad térmica ultraalta a temperatura ambiente en grafito delgado. *Science* 367, 309–312 (2020).
  16. Ziabari, A. et al. Imágenes térmicas de campo completo de objetos cuasibalísticos Reducción de la diafonía en dispositivos a nanoescala. *Nat. Commun.* 9, 255 (2018).
  17. Xiang, Z., Jiang, P. y Yang, R. Termorreflectancia en el dominio del tiempo Análisis de datos (TDTR) utilizando un modelo hidrodinámico de fonones. *J. Appl. Física* 132, 205104 (2022).
  18. Beardo, A. et al. Una comprensión general y predictiva del transporte térmico desde nanoestructuras confinadas en 1D y 2D: teoría y experimento. *ACS Nano* 15, 13019–13030 (2021).
  19. Cepellotti, A. et al. Hidrodinámica de fonones en dos dimensiones materiales. *Nat. Commun.* 6, 6400 (2015).
  20. Kronig, R. Sobre la hidrodinámica de fluidos no viscosos y la Teoría del helio II. Parte III. *Physica* 19, 535–544 (1953).
  21. Varghese, S. et al. Un espaciotemporal anterior al tiempo cero Técnica de microscopía para la determinación ultrasensible de la difusividad térmica de películas delgadas. *Rev. Sci. Instrum.* 94, 034903 (2023).
  22. Kim, S. et al. Conductores térmicos de van der Waals extremadamente anisotrópicos. *Nature* 597, 660–665 (2021).
  23. Xiao, P. et al. Cristales fonónicos de MoS<sub>2</sub> para una gestión térmica avanzada. *Sci. Adv.* 10, eadm8825 (2024).
  24. Reig, D.S. et al. Desentrañando el transporte y la disipación de calor en MoSe<sub>2</sub> suspendido desde el volumen hasta la monocapa. *Adv. Mater.* 34, 2108352 (2022).
  25. Jiang, P., Qian, X., Gu, X. y Yang, R. Sondeo térmico anisotrópico Conductividad de dicalcogenuros de metales de transición MX<sub>2</sub> (M = Mo, W y X = S, Se) mediante termorreflectancia en el dominio del tiempo. *Adv. Mater.* 29, 1701068 (2017).
  26. Farris, R. et al. Comprensión microscópica de las propiedades de transporte térmico en el plano de los dicalcogenuros de metales de transición 2H. *Phys. Rev. B* 109, 125422 (2024).
  27. Guyer, R.A. y Krumhansl, J.A. Solución de la ecuación de Boltzmann de fonones linealizada. *Phys. Rev.* 148, 766–778 (1966).
  28. Sendra, L. et al. Derivación de una ecuación de calor hidrodinámico a partir de la ecuación de Boltzmann de fonones para semiconductores generales. *Phys. Rev. B* 103, L140301 (2021).
  29. Beardo, A. et al. Transporte de calor hidrodinámico en películas delgadas de silicio compactas y con agujeros. *Phys. Rev. Appl.* 11, 034003 (2019).
  30. Hu, X. et al. Mapeo de coeficientes de expansión térmica en Materiales 2D independientes a escala nanométrica. *Phys. Rev. Lett.* 120, 055902 (2018).
  31. D'Orazio, A., Succi, S. y Arrighetti, C. Lattice Boltzmann Simulación de flujos abiertos con transferencia de calor. *Física de fluidos.* 15, 2778–2781 (2003).
  32. Rumble, J.R. *CRC Handbook of Chemistry and Physics* (CRC Press, 2018).
  33. Babacic, V. et al. Ablandamiento elástico dependiente del espesor de MoSe<sub>2</sub> de pocas capas independiente. *Adv. Mater.* 33, 2008614 (2021).
  34. Zeng, F., Zhang, W.-B. y Tang, B.-Y. Estructuras electrónicas y propiedades elásticas de dicalcogenuros de metales de transición monocapa y bicapa MX<sub>2</sub> (M = Mo, W; X = O, S, Se, Te): un estudio comparativo de primeros principios. *Chin. Phys. B* 24, 097103 (2015).
  35. Liu, K. y Wu, J. Propiedades mecánicas de materiales bidimensionales materiales y heteroestructuras. *J. Mater. Res.* 31, 832–844 (2016).
- Nota del editor: Springer Nature mantiene una postura neutral con respecto a las reivindicaciones jurisdiccionales en los mapas publicados y las afiliaciones institucionales.
- Acceso abierto Este artículo está bajo una licencia Creative Commons Atribución-NoComercial-SinDerivadas 4.0 Internacional, que permite cualquier uso no comercial, compartir, distribuir y reproducir en cualquier medio o formato, siempre que se dé el crédito apropiado al autor o autores originales y a la fuente, se proporcione un enlace a la licencia Creative Commons y se indique si se modificó el material licenciado. No tiene permiso bajo esta licencia para compartir material adaptado derivado de este artículo o partes del mismo. Las imágenes u otro material de terceros en este artículo están incluidos en la licencia Creative Commons del artículo, a menos que se indique lo contrario en una línea de crédito del material. Si el material no está incluido en la licencia Creative Commons del artículo
- Si la licencia Creative Commons y el uso que pretende darle no está permitido por la normativa vigente o excede el uso permitido, deberá obtener autorización directamente del titular de los derechos de autor. Para consultar una copia de esta licencia, visite <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>.

© El/los autor/es 2026

## Métodos

### Detalles experimentales

Se extrajeron mecánicamente láminas de MoSe<sub>2</sub> y MoS<sub>2</sub> de diferentes espesores de cristales masivos sobre un molde viscoelástico de polidimetilsiloxano y posteriormente se transfirieron mediante una técnica de transferencia en seco a sustratos de nitruro de silicio recubiertos de titanio (5 nm)/oro (50 nm) con orificios circulares de 15 μm de diámetro (Norcada, NTPR005D-C15), obteniéndose así láminas suspendidas. Estas láminas son monocristalinas y presentan superficies limpias y baja tensión<sup>36</sup>. Para las mediciones, utilizamos muestras suspendidas sobre los orificios de 15 μm, obteniéndose resultados similares también para los orificios de 10 μm (Figura suplementaria 2). El sistema de termometría de bombeo-sonda espaciotemporal (Figura 2 de Datos Extendidos y referencia <sup>21</sup>) utiliza un láser FLINT de LIGHT CONVERSION, que opera a una frecuencia de 76 MHz y produce pulsos centrados en 1030 nm con una resolución temporal inferior a 200 fs. La mayor parte de la potencia del láser alimenta un oscilador paramétrico óptico que genera una señal de salida variable que abarca desde 1320 hasta 2000 nm. Utilizamos el segundo o tercer armónico de esta señal de salida como sonda, sintonizándola a las resonancias de excitones: 800 nm para MoSe<sub>2</sub> y 615 nm para MoS<sub>2</sub>. Utilizando un sistema de espejos de escaneo (Optics in Motion OIM101), controlamos la dirección de la sonda, mientras que el haz de bombeo (a 515 nm, el segundo armónico de la fuente láser fundamental) pasa a través de una línea de retardo Newport DL255 y un modulador electroóptico que controla la frecuencia de modulación del bombeo (240 kHz). Ambos haces se combinan mediante un espejo dicróico y luego se enfocan en puntos submicrométricos mediante una lente objetivo de microscopio con una apertura numérica de 0,65. Los tamaños de los puntos de bombeo y de sondeo son  $\sigma_{pu} \approx 0,27 \mu\text{m}$  y  $\sigma_{ps} \approx 0,35 \mu\text{m}$ , respectivamente. Detectamos el haz de sondeo reflejado mediante un fotodiodo de silicio.

Las mediciones de termometría de bombeo-sonda espaciotemporales, descritas en detalle en la referencia <sup>21</sup>, se basan en el hecho de que, en un nanosegundo<sup>37</sup>, la energía de la excitación electrónica inicial inducida por el bombeo se transfiere a la red, donde los fonones transportan la energía como calor de red hacia el disipador de calor metálico en el borde del cristal suspendido, lo que ocurre en una escala de tiempo de microsegundos (Figura 3 de Datos Extendidos). En el caso de un transporte de calor puramente difusivo que sigue la ley de Fourier, esto conduce a un perfil de temperatura espacial que depende exclusivamente de la difusividad térmica, la geometría del sistema conocida con precisión y dos frecuencias relacionadas con la fotoexcitación pulsada: la tasa de repetición del láser  $f_{rep}$  y la frecuencia de modulación del bombeo  $f_{mod}$ . Por lo tanto, la medición del perfil espacial proporciona acceso directo a la difusividad térmica. Registramos el perfil espacial con un retardo de bombeo-sonda ligeramente negativo, correspondiente a un tiempo de retardo de  $1/f_{rep} \approx 13 \text{ ns}$ , donde la reflectividad transitoria resulta del cambio de temperatura de la red inducido por el bombeo, sin ninguna contribución de las especies electrónicas fotoexcitadas. La reflectividad transitoria es sensible a la temperatura de la red  $\Delta T$  a través del ancho de línea del excitón dependiente de la temperatura<sup>38</sup>. Modulamos la intensidad del haz de bombeo a una frecuencia  $f_{mod} = 240 \text{ kHz}$  y demodulamos usando un amplificador lock-in (Zurich MFLI), obteniendo señales en fase y fuera de fase. Realizamos todas las mediciones en vacío ( $\sim 10^{-5} \text{ mbar}$ ) y a temperatura ambiente.

Para asegurar que podamos correlacionar con precisión la señal de reflectividad transitoria con la temperatura de la red, necesitamos operar en el régimen lineal, donde un aumento en la fluencia de bombeo produce un aumento proporcional en la temperatura y, por lo tanto, en la reflectividad transitoria. Para confirmar que estamos en el régimen lineal en nuestros experimentos, primero realizamos mediciones de dinámica temporal variando la fluencia de bombeo. Además, realizamos barridos espaciales en la región suspendida variando la fluencia de bombeo. La Figura 6a-d de los Datos Extendidos muestra los resultados obtenidos para una muestra de MoSe<sub>2</sub> de casi ocho capas. Tanto las señales en fase como fuera de fase exhiben un aumento lineal con la fluencia de bombeo, como se evidencia en sus respectivas gráficas normalizadas. Esta dependencia lineal de la señal respalda el uso del perfil de reflectividad transitoria como representación del perfil de temperatura espacial. Además, variamos la fluencia de la sonda (y fijamos la potencia de bombeo) en la muestra de MoSe<sub>2</sub> de tres capas suspendida, obteniendo observaciones similares (Figura 6e-h de los Datos Extendidos).

En estas mediciones, mantenemos las fluencias de bombeo y de sondeo en el rango de 6–20 μJ cm<sup>-2</sup>, para asegurar que el sistema se encuentre en un régimen en el que la reflectividad transitoria varíe linealmente con la potencia de bombeo (Figuras 5, 6 y 10 de los Datos Extendidos). En este caso, el aumento típico de temperatura es del orden de 10 K.

Dados los informes recientes que indican que los semiconductores en capas pueden exhibir fases exóticas de plasma de electrones y huecos<sup>39</sup> debido a fuertes interacciones electrónicas, realizamos mediciones de fotoluminiscencia (PL) en una muestra monocapa de MoSe<sub>2</sub> para confirmar que estamos operando dentro del régimen electrónico lineal. Esto garantiza que nuestras observaciones no se vean influenciadas por efectos no lineales del plasma de electrones y huecos. La Figura 10a de los Datos Extendidos muestra los espectros de PL con fluencia láser creciente (bombeo, 515 nm). Observamos consistentemente un aumento lineal en el promedio espectral (área bajo el espectro de fotoluminiscencia) con la fluencia del láser (Figura 10b de los Datos Extendidos), lo que sugiere que estamos muy por debajo del límite de transición de Mott y descarta la presencia de fases exóticas. En particular, realizamos estas mediciones de fotoluminiscencia con configuraciones casi idénticas a las de las mediciones de termometría espaciotemporal, con la única diferencia de que la emisión de fotoluminiscencia se recoge mediante un cable de fibra óptica conectado al espectrómetro (Figura 10c de los Datos Extendidos).

### Modelo difusivo de Fourier fenomenológico

Para cuantificar el cambio de la reflectividad transitoria de la reflectividad observada en nuestros experimentos, utilizamos la ley de calor difusivo de Fourier para modelar la propagación del calor desde el punto caliente localizado inducido por la bomba hasta el disipador de calor:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \nabla^2 T - \frac{Q}{Cv}, \quad (3)$$

donde T es la temperatura de la red, t es el tiempo, D es la difusividad, Q es la potencia inyectada por el láser de bombeo y Cv es la capacidad calorífica. Inicialmente, comenzamos con un perfil de temperatura gaussiano que representa el calentamiento localizado de un solo pulso de bombeo. A medida que transcurre el tiempo, este perfil de temperatura se difunde hacia afuera y decae, a medida que el calor fluye hacia el disipador de calor. Debido al intervalo de tiempo relativamente corto entre pulsos láser consecutivos (13 ns, correspondiente a la frecuencia de repetición de 76 MHz,  $f_{rep}$ ), el perfil de temperatura no regresa completamente al equilibrio antes de que llegue el siguiente pulso de bombeo.

En  $t = 13 \text{ ns}$  ( $\sigma_t = f_{rep}^{-1}$ ), inyectamos un pulso de energía gaussiana en la distribución de temperatura existente, parcialmente decaída. Este ciclo se repite hasta el final de la ventana de bombeo. El número de estos pulsos gaussianos (N) que contribuyen al calor acumulado durante la ventana de bombeo está determinado por la tasa de repetición del láser y la frecuencia de modulación del bombeo ( $f_{mod}$ ), dada por  $N = \frac{f_{mod}}{f_{rep}}$  para un ciclo de trabajo del 50 % ( $\sim 160$  pulsos en nuestro caso). Cuando el bombeo se bloquea durante la ventana de bombeo apagado, el calor acumulado se disipa por completo. El ciclo de calentamiento se reanuda entonces con la siguiente ventana de bombeo encendido.

Realizamos nuestras simulaciones en dos dimensiones con simetría radial y calculamos el aumento de temperatura  $\Delta T(x, y)$  a lo largo del tiempo utilizando el método de diferencias finitas centradas en el espacio y con avance temporal. Establecemos la condición de contorno en  $r = 7,5 \mu\text{m}$  (el borde de la región suspendida) como un disipador de calor perfecto,  $\Delta T = 0 \text{ K}$ , para representar el sustrato recubierto de oro. Para obtener los perfiles de reflectividad transitoria convolucionados en fase y fuera de fase a partir de las predicciones del modelo, realizamos las operaciones de detección sincrona descritas en la sección «Descripción de señal».

### Entrada DFT para el modelo mesoscópico

Los cálculos ab initio se realizan utilizando la teoría del funcional de la densidad implementada en el programa SIESTA<sup>40,41</sup>, como se describe en detalle en la referencia <sup>26</sup>. Brevemente, la celda y las posiciones atómicas se optimizan utilizando un método de gradiente conjugado, asegurando que las fuerzas máximas sobre los átomos se mantengan por debajo de  $10^{-5} \text{ eV \AA}^{-1}$ . Para estructuras de baja dimensión, se utiliza un espesor de vacío de  $17 \text{ \AA}$  para evitar interacciones periódicas a lo largo de la dirección de apilamiento. A diferencia de la referencia <sup>24</sup>, no normalizamos la

conductividad térmica teniendo en cuenta este volumen adicional. Todos los cálculos utilizan la aproximación de gradiente generalizado de Perdew-Burke-Ernzerhof<sup>42,43</sup> con funcionales de van der Waals, como se reparametrizó en la ref. <sup>44</sup>. Se utiliza una malla  $k$  de  $20 \times 20 \times 1$  para monocapas, bicapas y tricapas, y de  $20 \times 20 \times 20$  para otros sistemas, con pseudopotenciales que conservan la norma<sup>45</sup> obtenidos de la biblioteca PseudoDojo<sup>46</sup>.

Para calcular las constantes de fuerza interatómicas (IFC), generamos superceldas de tamaño  $10 \times 10 \times 10$  para sistemas masivos y  $10 \times 10 \times 1$  para las demás estructuras. Los desplazamientos atómicos se inicializan térmicamente utilizando una distribución de Bose-Einstein, simulando fonones a 300 K, utilizando rutinas TDEP<sup>47</sup>. Con estas superceldas pobladas térmicamente, calculamos las IFC de segundo y tercer orden, con cortes de fuerza en el espacio real de 5 Å para las IFC de tercer orden y 8 Å para las IFC de segundo orden. Posteriormente, se realizan cálculos de propiedades térmicas en una malla de puntos  $q$  de  $128 \times 128 \times 1$  para monocapas,  $64 \times 64 \times 1$  para bicapas y tricapas, y  $24 \times 24 \times 24$  para sistemas masivos. Las propiedades térmicas calculadas para MoSe<sub>2</sub> y MoS<sub>2</sub> se presentan en las Tablas 1 y 2, respectivamente, y sirven como parámetros de entrada para nuestro modelo mesoscópico. Específicamente, obtenemos directamente la capacidad calorífica  $C_v$  y utilizamos la solución completa de la ecuación de transporte de Boltzmann para obtener la conductividad térmica  $\kappa$ . Además, las vidas medias resueltas por modo  $\tau_\lambda$ , las velocidades de grupo  $v_\lambda$  y las velocidades de fase  $c_\lambda$  sirven como parámetros de entrada para obtener el tiempo de relajación del flujo de calor  $\tau$  y la longitud no local  $\ell$  utilizada en la ecuación de transporte hidrodinámico que describimos más adelante<sup>28</sup>.

## Modelo hidrotermoelástico

Las predicciones del modelo hidrodinámico y termoelástico de los perfiles térmicos convolucionados se obtienen resolviendo la ecuación de transporte hidrotermoelástico (ecuación (2)), junto con la ecuación de balance de energía que incluye el intercambio de energía termomecánica y la ley de Newton para la evolución del campo elástico que incluye un término de expansión térmica lineal (Nota suplementaria 1). Las soluciones numéricas se obtienen utilizando elementos finitos<sup>29</sup>. En las Tablas 1 y 2, presentamos los valores de los parámetros termoelásticos intrínsecos que aparecen en las ecuaciones del modelo para MoSe<sub>2</sub> y MoS<sub>2</sub>, respectivamente. En ausencia de efectos hidrodinámicos y termoelásticos, la ecuación hidrotermoelástica se reduce a la ley de Fourier. Al combinar esta ecuación de transporte simplificada con la ecuación de balance de energía, se recupera la ecuación de difusión térmica descrita en la sección "Modelo difusivo fenomenológico de Fourier".

Imponemos simetría radial y restringimos la deformación a las direcciones en el plano. La temperatura y el desplazamiento en los bordes de la muestra son fijos. La excitación se modela como una densidad de potencia gaussiana en la ecuación de balance de energía con un tamaño característico de  $L = 700$  nm, que se supone mayor que el tamaño del punto óptico para tener en cuenta la rápida difusión de los electrones calientes y excitones excitados ópticamente antes de que depositen energía en la red<sup>48</sup>. Observamos que los perfiles de temperatura resultantes son cualitativamente insensibles al tamaño exacto de la fuente térmica. En el dominio del tiempo, la densidad de potencia de excitación sigue una función cuadrada con una frecuencia de 240 kHz. Por lo tanto, no simulamos explícitamente los pulsos de energía durante la etapa de bombeo, como se describió anteriormente. Esta simplificación reduce en gran medida el costo computacional al evitar la propagación de ondas acústicas, y verificamos que no modifica significativamente la temperatura promedio y los campos elásticos predichos por el modelo (Fig. suplementaria 3).

Finalmente, para obtener los perfiles térmicos convolucionados en fase y fuera de fase a partir de las predicciones del modelo, realizamos las operaciones de sincronización descritas en la sección "Descripción de las señales en fase y fuera de fase". En la Nota complementaria 1 se ofrecen más detalles.

## Descripción de señales en fase y fuera de fase

Para modelar la fotorespuesta, específicamente las señales en fase y fuera de fase, utilizamos los resultados de las simulaciones tanto del modelo difusivo de Fourier fenomenológico como de los modelos hidrodinámicos y termoelásticos mesoscópicos, y simulamos el proceso de detección síncrona.

Como ejemplo, la Figura 4a de los Datos Extendidos muestra la dinámica de la temperatura.

obtenido a partir del modelo de Fourier durante múltiples ciclos de modulación. En primer lugar, examinamos el caso con una difusividad térmica de  $0,20 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  a una frecuencia de modulación  $f_{\text{mod}}$  de 10 kHz. La temperatura aumenta durante el período de bombeo, alcanzando su valor máximo al final de esta ventana, y luego disminuye durante el período de bombeo apagado, volviendo a cero en aproximadamente  $2 \mu\text{s}$  durante la ventana de bombeo apagado (Figura 4a de los datos extendidos).

Para simular el funcionamiento en fase, multiplicamos esta señal de temperatura por una función seno (para obtener la señal en fase) y una función coseno (para obtener la señal fuera de fase), ambas a la frecuencia de modulación de la bomba (Figura 4b,c de los Datos Extendidos). Obtenemos las señales en fase y fuera de fase promediando estos productos en el tiempo. Repitiendo este proceso para la dinámica de temperatura en diferentes posiciones espaciales (desde el punto caliente hasta el disipador de calor) podemos reconstruir los perfiles espaciales en fase y fuera de fase (Figura 4d de los Datos Extendidos). La dinámica de temperatura ponderada por el coseno se promedia a casi cero, mientras que la dinámica ponderada por el seno permanece finita, lo que indica una respuesta predominantemente en fase y una contribución fuera de fase insignificante.

A continuación, consideramos una frecuencia de modulación más alta,  $f_{\text{mod}} = 240$  kHz, y repetimos la simulación de Fourier con  $D = 0,20 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ . La Figura 4e de los Datos Extendidos muestra la dinámica de temperatura resultante en varias posiciones espaciales. La temperatura aumenta durante el período de bombeo, alcanza su máximo cerca del final de esta ventana y luego decae durante el período de bombeo desactivado, volviendo casi a cero antes del inicio del siguiente ciclo de bombeo. A diferencia del caso de 10 kHz, una señal de temperatura finita persiste durante la ventana de bombeo desactivado. Esta diferencia clave conduce a una contribución desfasada finita al promediar la dinámica de temperatura ponderada por el coseno (Figuras 4f-h de los Datos Extendidos).

Finalmente, consideramos el caso de una difusividad menor,  $0,02 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ , y repetimos la simulación de Fourier a  $f_{\text{mod}} = 240$  kHz. La Figura 4i de los Datos Extendidos ilustra la dinámica de temperatura para este escenario en varias posiciones espaciales. Surgen dos diferencias clave. Primero, como se muestra en la Figura 3 de los Datos Extendidos, la temperatura no decae completamente durante el período de apagado del bombeo, a diferencia del caso de mayor difusividad. Segundo, alrededor de  $2 \mu\text{m}$  de la fuente de calor, la temperatura aumenta lentamente durante la ventana de encendido del bombeo y decae igualmente lentamente durante la ventana de apagado del bombeo. La menor difusividad hace que el calor se propague más lentamente, lo que resulta en un aumento de temperatura retardado, y la temperatura máxima a  $2 \mu\text{m}$  ocurriendo durante la fase de apagado del bombeo.

Este calentamiento retardado provoca que la dinámica de temperatura en esta ubicación esté desfasada  $\pi$ , lo que conlleva un cambio de signo en la señal en fase. Nótese que la señal desfasada está desfasada  $\pi/2$  con respecto a la señal en fase. Matemáticamente, estas señales negativas en fase se producen porque, al multiplicar la dinámica de temperatura por la onda sinusoidal, una parte sustancial de la parte negativa del seno se superpone con la temperatura durante el período de apagado del bombeo. En consecuencia, tras promediar, ciertas regiones del perfil espacial en fase presentan cambios de signo (Figura 4j-l de los Datos Extendidos). En resumen, el cambio de signo observado en la señal en fase en nuestros experimentos no indica temperaturas diferenciales negativas, sino que es resultado del funcionamiento del bloqueo. Este fenómeno se hace evidente cuando existe un flujo de calor lento y altamente viscoso, como se observa en semiconductores de capas ultrafinas (véase el texto principal) con baja difusividad térmica.

## Detalles de DFT para cálculos de LBTE

Como enfoque independiente, realizamos cálculos de LBTE que incluyen efectos no difusivos, excepto los efectos termoelásticos. Seguimos la estrategia presentada en la referencia <sup>49</sup> para resolver el LBTE:

$$\frac{\partial g_n}{\partial t} + v_n g_n = Q_p n + \sum_j \omega_n W_{n,j} \frac{1}{\omega_j} (c_j \Delta T - g_j), \quad \partial t \quad (4)$$

donde  $g_n$  es la densidad de energía de fonones desviacional por modo,  $Q$  es la tasa de generación de calor volumétrica macroscópica y los valores  $p_n$  describen la distribución del calentamiento entre los modos de fonones. La continua

## Artículo

La integral del término de colisión en la ecuación de transporte de Boltzmann se ha discretizado como la matriz  $W_{n,j}$ , que es una matriz de dispersión general de dimensiones  $M \times M$  que describe la tasa de dispersión entre los estados de fonones  $n$  y  $j$ , actuando sobre la diferencia entre las funciones de distribución de equilibrio y no equilibrio. La tasa de generación de calor expresada como  $Q = \delta(t)\chi(x)$ , donde  $\delta(t)$  es la delta de Dirac, corresponde al calentamiento por láser de impulsos con un perfil de intensidad espacial  $\chi(x)$ . La temperatura  $T$  se define como el valor para el cual la densidad de energía de equilibrio de los fonones coincide con la densidad de energía de no equilibrio. La linealización da el aumento de temperatura  $\Delta T$  como la relación de la densidad de energía de no equilibrio de los fonones dividida por la capacidad calorífica  $C_v$ :

$$\Delta T = \frac{1}{C_v} \sum_{\text{gn.}} \quad (5)$$

Para obtener los datos necesarios para las predicciones balísticas y de LBTE, realizamos cálculos de DFT utilizando el paquete QUANTUM ESPRESSO. Se probaron varios pseudopotenciales y funcionales de intercambio-correlación, incluyendo el pseudopotencial relativista completo que conserva la norma, pseudopotenciales ultrasuaves y pseudopotenciales estándar de estado sólido con la aproximación de gradiente generalizado de Perdew-Burke-Ernzerhof y PBEsol. Los parámetros de cálculo DFT utilizados en este trabajo son los siguientes: se utiliza una malla  $k$  de Monkhorst-Pack de  $20 \times 20 \times 1$ ,  $20 \times 20 \times 1$ ,  $16 \times 16 \times 16$  y  $16 \times 16 \times 16$  con un corte de energía cinética de 110, 120, 100 y 100 Ry y criterios de convergencia de  $1 \times 10^{-15}$ ,  $1 \times 10^{-16}$ ,  $1 \times 10^{-14}$ ,  $1 \times 10^{-14}$  Ry para MoS2 monocapa, MoSe2 monocapa, MoS2 masivo y MoSe2 masivo, respectivamente. Se utilizaron superceldas de constantes de fuerza de segundo orden de  $8 \times 8 \times 1$ ,  $8 \times 8 \times 1$ ,  $4 \times 4 \times 4$  y  $4 \times 4 \times 4$ , y constantes de fuerza de tercer orden de  $4 \times 4 \times 1$ ,  $4 \times 4 \times 1$ ,  $4 \times 4 \times 4$  y  $4 \times 4 \times 4$  hasta el quinto vecino más cercano, donde solo se consideraron las funciones de onda en el punto gamma para la extracción de las constantes de fuerza de tercer orden para MoS2 monocapa, MoSe2 monocapa, MoS2 masivo y MoSe2 masivo, respectivamente. Los archivos de entrada y salida de la ecuación de transporte de DFT y Boltzmann están disponibles a través de GitHub en <https://github.com/jamalabouhaibeh/Calculations>. Los resultados para el régimen balístico se describen en la Nota complementaria 2 y en las Figuras complementarias 4 y 5.

## Disponibilidad de datos

Los datos que respaldan los hallazgos de este estudio se proporcionan en el artículo y su información complementaria. Los datos fuente se proporcionan con este documento. Los datos fuente también están disponibles a través de Zenodo en <https://doi.org/10.5281/zenodo.19114529> (ref. 50).

## Referencias

36. Varghese, S. et al. Fabricación y caracterización de una gran superficie Cristales de MoSe2 suspendidos hasta la monocapa. *J. Phys. Mat.* 4, 046001 (2021).
37. Kumar, N. et al. Difusión de excitones en monocapas y en masa de MoSe2. *Nanoscale* 6, 4915–4919 (2014).
38. Selig, M. et al. Ancho de línea excitónico y tiempo de vida de coherencia en Dicalcogenuros de metales de transición monocapa. *Nat. Commun.* 7, 13279 (2016).
39. Battaller, AW et al. Formación de plasma denso de electrones y huecos y vida útil de carga ultralarga en monocapa de MoS2 mediante ajuste del material. *Nano Lett.* 19, 1104–1111 (2019).
40. Soler, JM et al. El método SIESTA para la simulación de materiales de orden N ab initio. *J. Phys.: Condens. Matter* 14, 2745 (2002).
41. García, A. et al. SIESTA: desarrollos recientes y aplicaciones. *J. Chem. Phys.* 152, 204108 (2020).
42. Perdew, JP, Burke, K. y Ernzerhof, M. Aproximación de gradiente generalizada simplificada. *Phys. Rev. Lett.* 77, 3865 (1996).
43. Perdew, JP, Burke, K. y Ernzerhof, M. Aproximación de gradiente generalizada simplificada. *Phys. Rev. Lett.* 78, 1396 (1997).
44. Lee, K., Murray, É. D., Kong, L., Lundqvist, BI y Langreth, DC Funcional de densidad de van der Waals de mayor precisión. *Phys. Rev. B* 82, 081101 (2010).

45. García, A., Verstraete, MJ, Pouillon, Y. y Junquera, J. El formato y la biblioteca PSML para la curación e interoperabilidad de datos de pseudopotenciales que conservan la norma. *Comput. Phys. Commun.* 227, 51–71 (2018).
46. van Setten, M. et al. El PseudoDojo: entrenamiento y calificación de una tabla de pseudopotenciales optimizada que conserva la norma de 85 elementos. *Comput. Phys. Commun.* 226, 39–54 (2018).
47. Knoop, F. et al. TDEP: potenciales efectivos dependientes de la temperatura. *J. Software de código abierto* 9, 6150 (2024).
48. Lo Gerfo Morganti, G. et al. Ultrarrápido y negativo transitorio Difusión de portadores de carga en MoSe2 suspendido desde multicapa a monocapa. *Nat. Commun.* 16, 5184 (2025).
49. Chiloian, V. et al. Funciones de Green de la ecuación de transporte de Boltzmann con la matriz de dispersión completa para el transporte de fonones a nanoescala más allá de la aproximación del tiempo de relajación. *Phys. Rev. B.* 104, 245424 (2021).
50. Varghese, S. et al. Datos de origen para: Transporte de calor hidrotérmico controlable en semiconductores ultrafinos a temperatura ambiente. Zenodo <https://doi.org/10.5281/zenodo.19114528> (2026).

## Expresiones de gratitud

Agradecemos a M. Verstraete sus valiosas aportaciones. ICN2 está financiado por el Programa CERCA/Generalitat de Catalunya y cuenta con el apoyo del programa Severo Ochoa Centres of Excellence, subvención CEX2021-001214-S, financiada por MCIN/AEI/10.13039.501100011033. KJT reconoce la financiación del programa de investigación e innovación Horizonte 2020 de la Unión Europea en virtud del acuerdo de subvención número 804349 (ERC StG 'CUHL') y del proyecto español MCIN/AEI PID2022-142730NB-I00 ('HYDROPTO'). SH agradece la financiación del programa NSERC Discovery Grant (RGPIN-2021-02957) y del programa FRQNT Nouveau Chercheur (341503), así como los recursos computacionales proporcionados por Calcul Québec, Compute Ontario y la Digital Research Alliance of Canada. JT-P., JC, AB y FXA agradecen el apoyo financiero del Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades de España mediante las subvenciones PID2021-122322NB-I00 y TED2021-129612B-C22 (MCIU/AEI/10.13039/501100011033/FEDER UE) y de la AGAUR—Generalitat de Catalunya mediante la subvención 2021-SGR-00644. RF y PO agradecen el apoyo financiero del Centro de Excelencia 'MaX' de la UE (subvención número 101093374), las subvenciones números PID2022-139776NB-C62 y PCI2022-134972-2 financiadas por el MCIN español/AEI/10.13039/501100011033 y por el FEDER, A way of making Europe, y la subvención número 2021SGR1519 de AGAUR—Generalitat de Catalunya.

## Contribuciones de los autores

KJT concibió y dirigió el trabajo y supervisó la parte experimental. FXA supervisó la parte teórica principal. SV y DSR prepararon las muestras. SV realizó las mediciones con la colaboración de JDM y KJTSV analizó los resultados experimentales y realizó las simulaciones del experimento utilizando el modelo de Fourier, con la colaboración de KJTAB, JC, JT-P y FXA desarrolló e implementó el modelo mesoscópico. RF realizó los cálculos ab initio que sirvieron como entrada para el modelo mesoscópico, con la colaboración de POSH, AS y JAH realizaron las simulaciones LBTE.

AB, KJT, FXA, SH, SV y JT-P. discutieron e interpretaron los resultados experimentales y teóricos. SV, AB, SH y KJT redactaron el artículo, con aportaciones de todos los autores.

## Intereses contrapuestos

Los autores declaran no tener ningún conflicto de intereses.

## Información adicional

Los datos ampliados de este artículo están disponibles en <https://doi.org/10.1038/s41567-026-03297-1>.

Información complementaria La versión en línea contiene material complementario disponible en <https://doi.org/10.1038/s41567-026-03297-1>.

La correspondencia y las solicitudes de material deben dirigirse a KJ Tielrooij.

Información sobre la revisión por pares: Nature Physics agradece a Peijun Guo, Sauro Succi y al/los otro/s revisor/es anónimo/s su contribución a la revisión por pares de este trabajo.

La información sobre reimpresiones y permisos está disponible en [www.nature.com/reprints](http://www.nature.com/reprints).

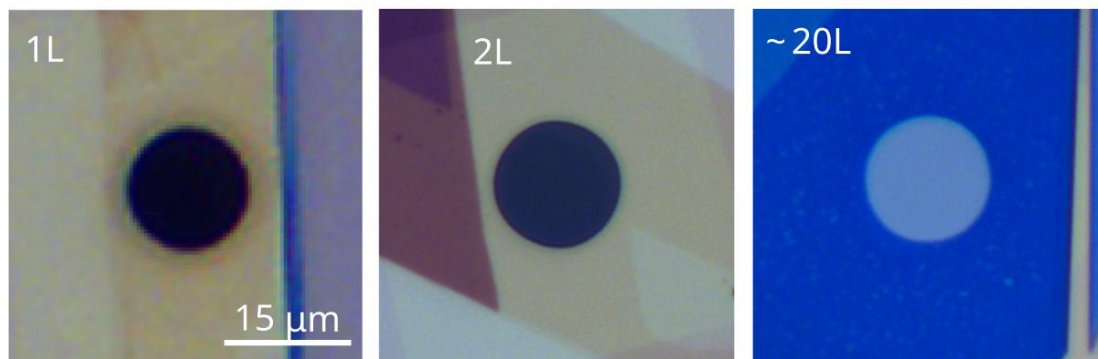


Figura 1 de datos extendidos | Muestras de MoS<sub>2</sub> en suspensión. Imágenes de microscopio óptico de las muestras de MoS<sub>2</sub> en suspensión medidas. La barra de escala (15 μm) para la monocapa (1L) es válida para todas las imágenes. Para obtener más información sobre la fabricación y caracterización de las muestras, consulte la referencia 36.

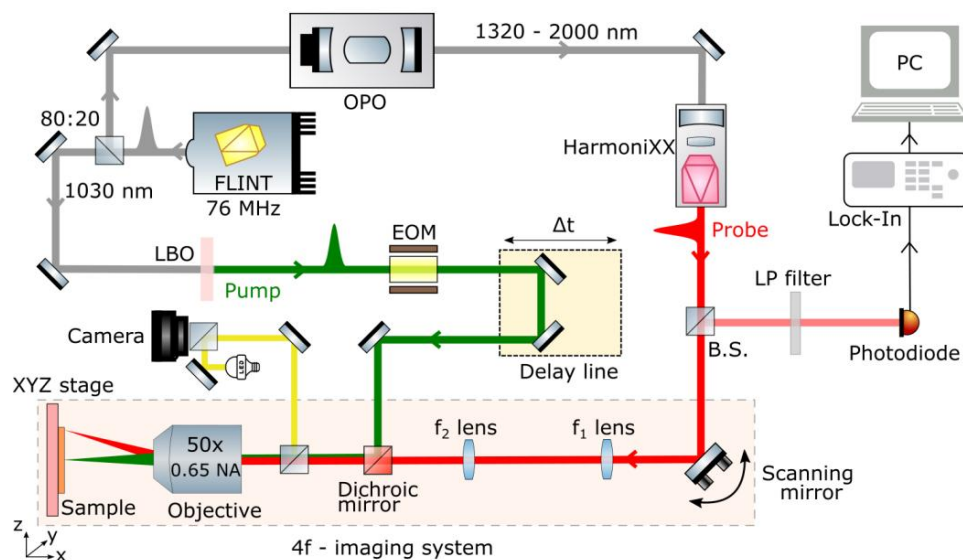


Figura 2 de datos extendidos | Esquema detallado del sistema de termometría espaciotemporal. OPO: Oscilador paramétrico óptico, EOM: Modulador electroóptico, LBO: Cristal de triborato de litio, LP: Filtro de paso largo, BS: Divisor de haz. Para más detalles, véase la referencia 21.

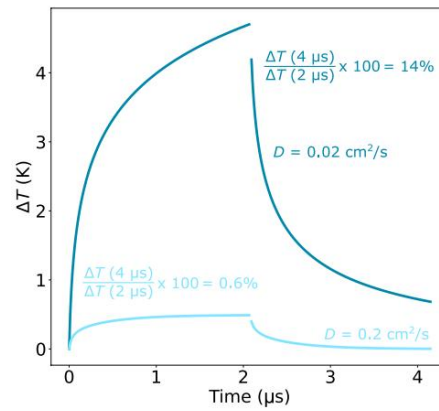


Figura 3 de datos ampliados | Disminución de la temperatura debido a la difusión de calor en el plano. Dinámica de la temperatura calculada mediante el modelo fenomenológico de Fourier en una ventana de modulación completa de  $4 \mu\text{s}$  ( $1/240 \text{ kHz}$ ). Una difusividad térmica relativamente grande de  $0.20 \text{ cm}^2/\text{s}$  conduce a una eficiente propagación del calor hacia el disipador de calor en los bordes del cristal suspendido. En consecuencia, se acumula menos calor dentro de cada

ciclo, lo que permite que el sistema alcance el equilibrio térmico antes del siguiente período de bombeo. Por el contrario, una menor difusividad térmica de  $0.02 \text{ cm}^2/\text{s}$  conlleva una propagación del calor más lenta, lo que resulta en una mayor acumulación de calor y calor residual al final del período de modulación.

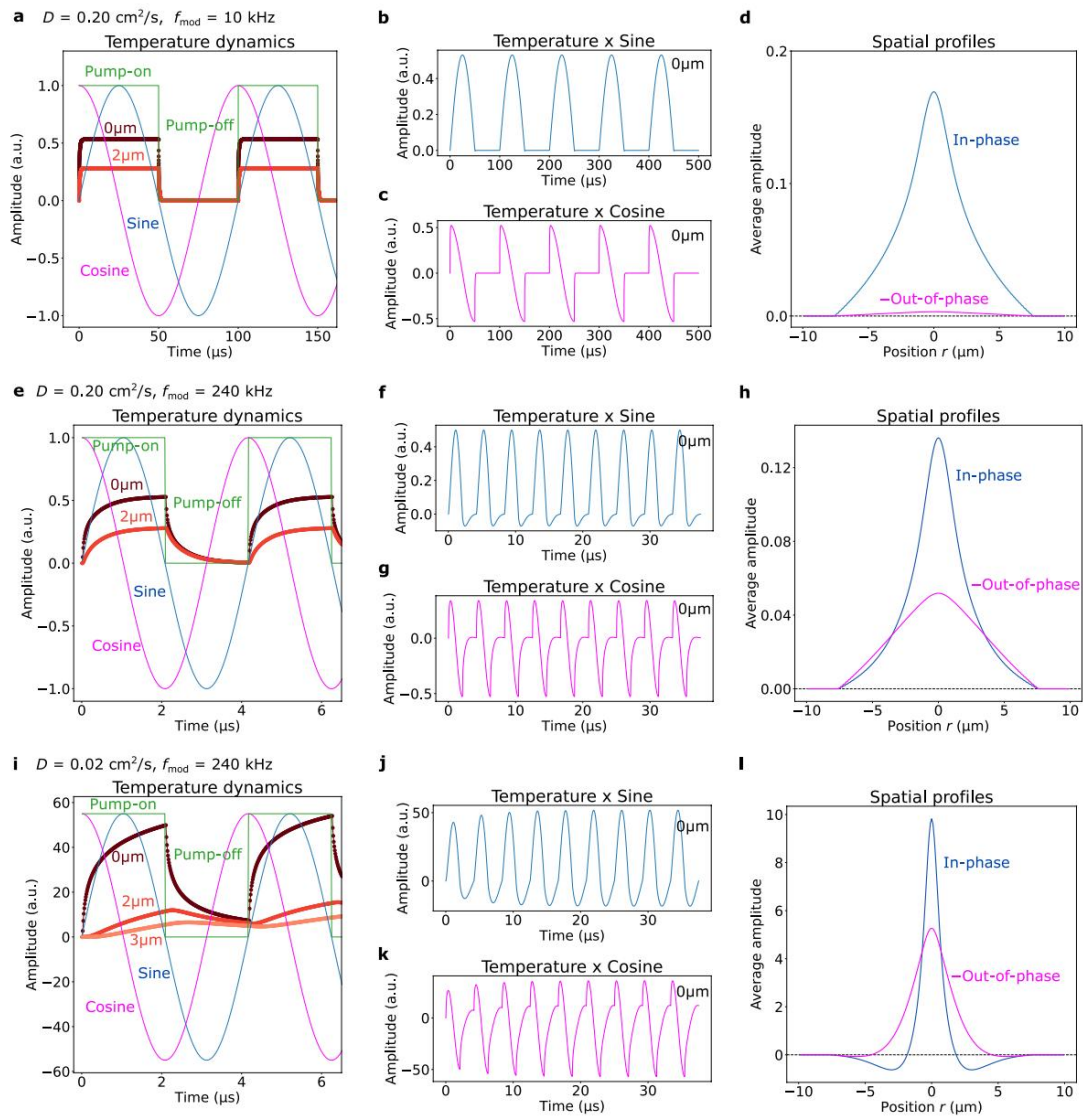


Figura 4 de datos extendidos | La operación de sincronización demostrada con el modelo fenomenológico de Fourier. a, Dinámica de temperatura obtenida a partir del modelo difusivo de Fourier utilizando una difusividad de  $D = 0,20 \text{ cm}^2/\text{s}$  en dos ubicaciones diferentes, a saber,  $r = 0$  y  $2 \mu\text{m}$  del punto caliente central, durante ciclos de modulación de onda cuadrada ( $f_{\text{mod}} = 10 \text{ kHz}$ ). b, c, Dinámica de temperatura multiplicada por funciones seno (b) y coseno (c). d, Perfiles espaciales resultantes en fase y fuera de fase después de promediar la dinámica de temperatura multiplicada por seno en

diferentes posiciones espaciales  $r$ . e–l, Los mismos resultados ( $f_{\text{mod}} = 240 \text{ kHz}$ ) usando una difusividad de  $D = 0,20 \text{ cm}^2/\text{s}$  (e–h) y  $D = 0,02 \text{ cm}^2/\text{s}$  (i–l). l, Los perfiles espaciales en fase y fuera de fase obtenidos para  $D = 0,02 \text{ cm}^2/\text{s}$ , donde los perfiles en fase muestran una caída con señal negativa a unos pocos micrómetros del punto caliente central. Los perfiles desfasados en los paneles d, h y l se multiplican por  $-1$  para facilitar la comparación.

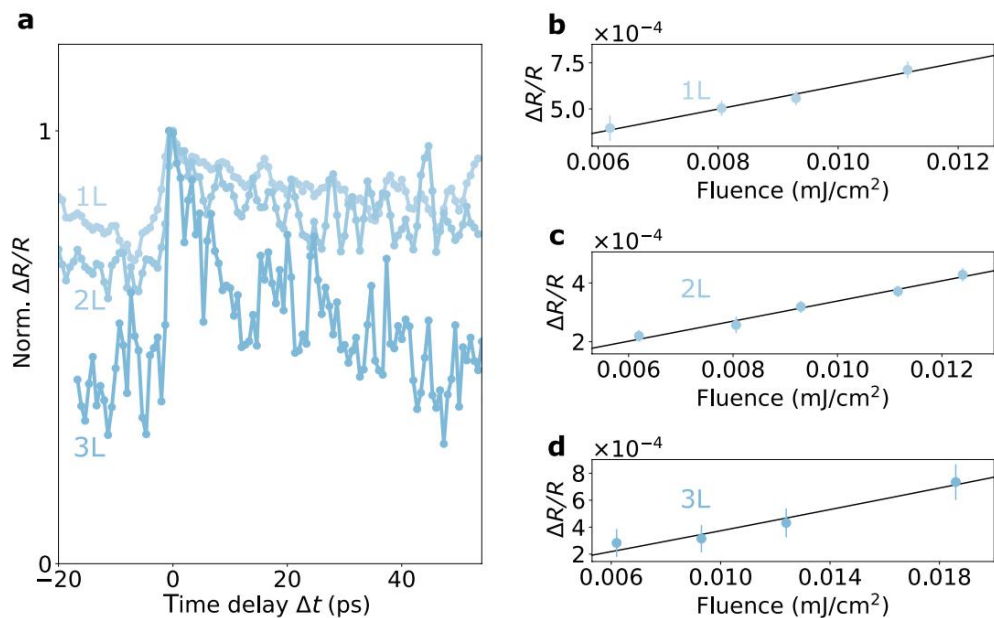


Figura 5 de datos extendidos | Dinámica de decaimiento y dependencia de la fluencia de bombeo en  $\Delta R/R$ . a, Dinámica temporal en la región suspendida de una lámina de MoSe<sub>2</sub> monocapa, bicapa y tricapa. Como se discute en el texto principal y en detalle en la Ref. 21, la señal en  $\Delta t < 0$  (o  $\Delta t = 13$  ns) representa el calor fonónico acumulado en el sistema.

Las láminas más delgadas muestran una mayor acumulación de calor debido a una menor eficiencia en la transferencia de calor.

a los disipadores de calor. b–d, Las señales de reflectividad transitoria en  $\Delta t = 13$  ns muestran una dependencia lineal con la fluencia de bombeo para monocapa (b), bicapa (c) y tricapa (d). muestras de MoSe<sub>2</sub>, lo que convierte la reflectividad transitoria en un indicador adecuado de la temperatura de la red. Las barras de error representan la desviación estándar de la señal promedio antes de  $\Delta t < 0$  ( $\Delta t = 13$  ns).

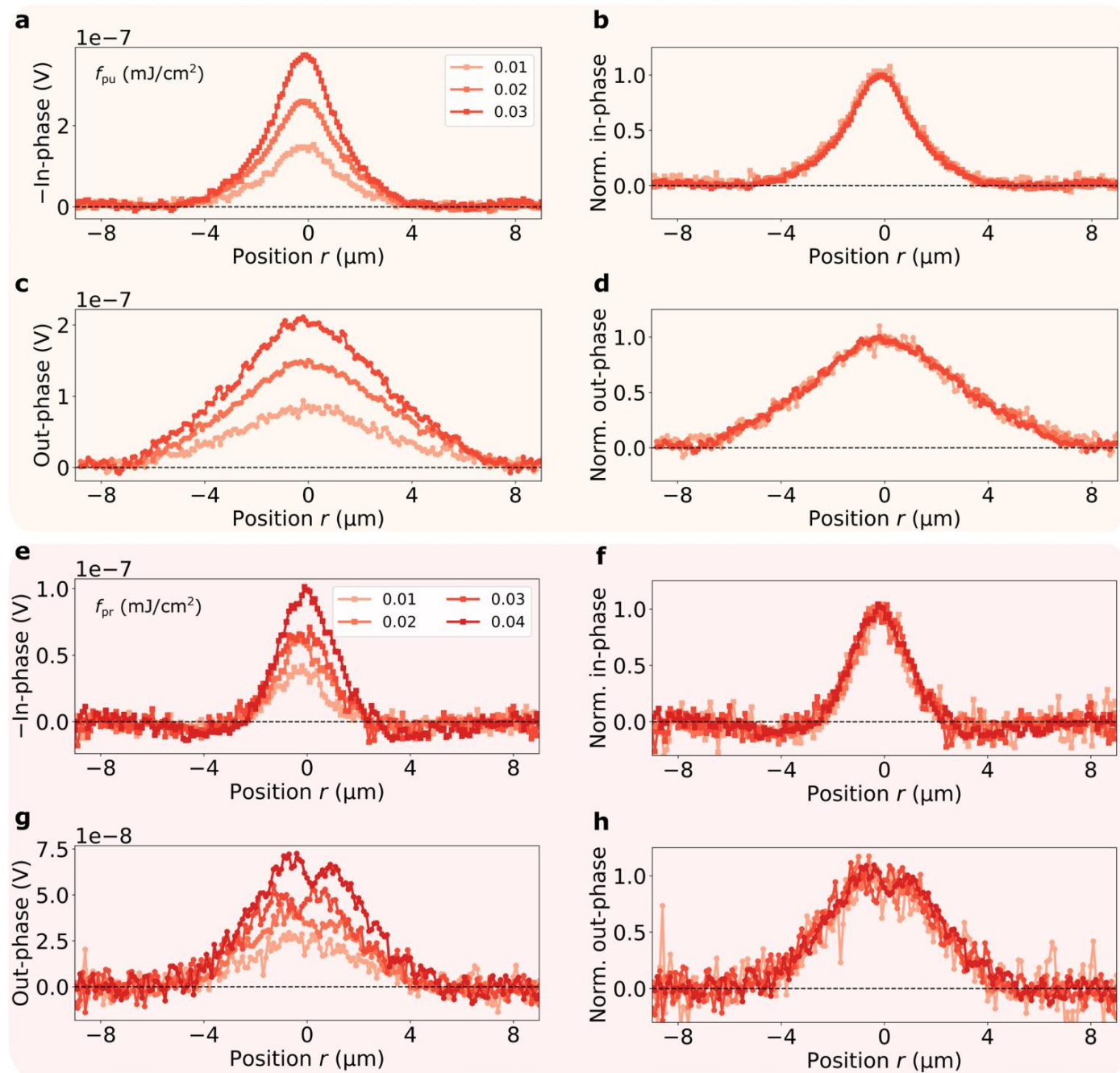


Figura 6 de datos extendidos | Escaneos espaciales dependientes de la fluencia. a–b, Señales en fase (a) y fuera de fase (b) (en voltios, V) obtenidas de una muestra de MoSe<sub>2</sub> de 8 capas a diferentes fluencias de bombeo. c–d, Perfiles normalizados, cuyas formas casi idénticas confirman que estamos operando en el régimen lineal y que el perfil de reflectividad transitoria es un indicador adecuado del perfil de temperatura de la red. e–f, En-

Señales de fase (e) y fuera de fase (f) (en voltios, V) obtenidas de un MoSe<sub>2</sub> de 3 capas muestra a diferentes fluencias de sonda. g–h, Perfiles normalizados, cuyas formas casi idénticas indican que no hay efectos no deseados de nuestra luz de sonda en los perfiles espaciales.

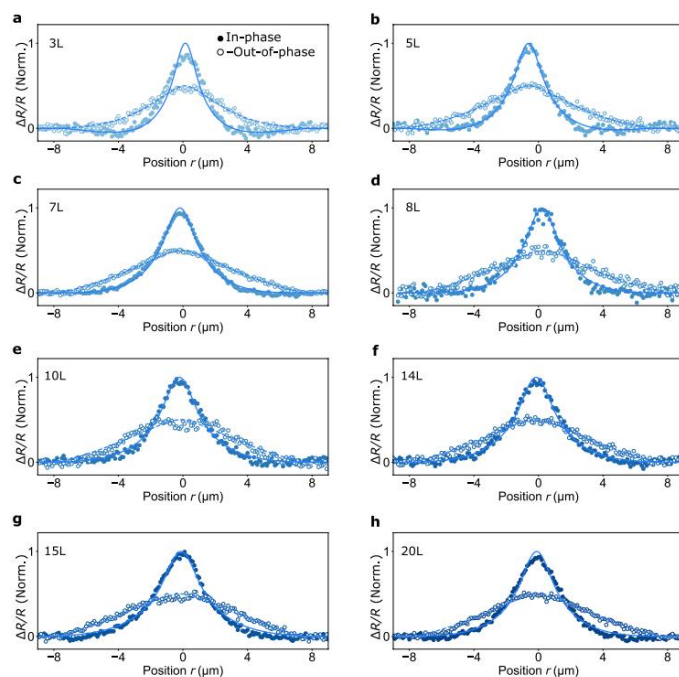


Figura 7 de datos extendidos | Perfiles espaciales obtenidos experimentalmente para diferentes espesores. a–h, Perfiles espaciales en fase (marcadores rellenos) y fuera de fase (marcadores vacíos) medidos en MoSe2 suspendido de diferentes espesores, desde 3 (a) capas hasta 20 (h) capas. Los conjuntos de datos se describen mediante la difusión de calor.

Ecuación basada en el modelo de Fourier que incorpora la operación de sincronización (línea continua para fase, línea discontinua para desfase). Los perfiles desfasados se multiplican por  $-1$ . Las difusividades (efectivas) obtenidas se representan en la figura 2d.

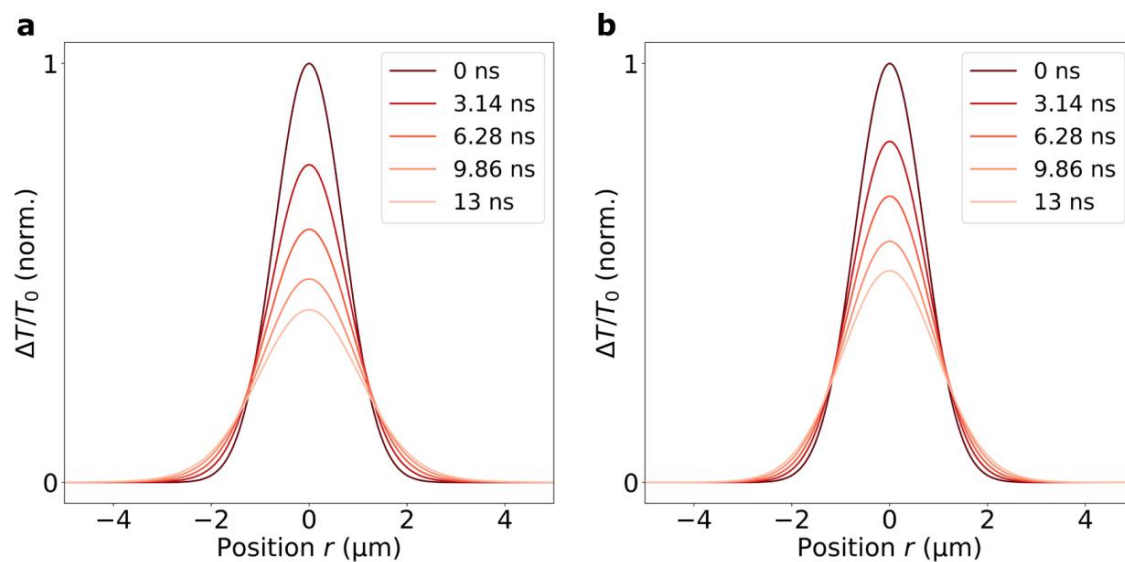


Figura 8 de datos extendidos | Perfiles de temperatura calculados a partir de la LBTE. a–b, Perfiles de temperatura obtenidos mediante soluciones a la LBTE para la monocapa de MoSe<sub>2</sub> con un impulso de calor gaussiano inicial de  $\sigma = 0,7 \mu\text{m}$  a  $T = 300 \text{ K}$  para los pseudopotenciales (a) NC-PBE y (b) US-PBESOL. El ajuste de estos perfiles a un modelo difusivo produce difusividades efectivas de  $0,25 \text{ cm}^2/\text{s}$  para NC-PBE y  $0,18 \text{ cm}^2/\text{s}$  para US-PBESOL, correspondientes a reducciones del 30% y del 10% con respecto al modelo difusivo.

valor límite de monocapa, respectivamente. Las reducciones porcentuales de LBTE concuerdan razonablemente con las reducciones observadas en las mediciones Raman, lo que confirma el papel del transporte de calor no difusivo. La LBTE en su forma aquí presentada no explica las mediciones espaciotemporales, ya que no incluye efectos termoelásticos.

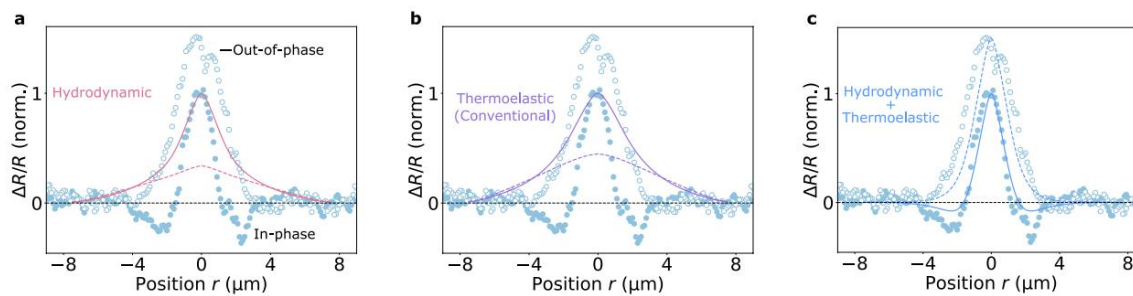


Figura 9 de datos extendidos | Comparación de modelos hidrodinámicos, termoelásticos convencionales e hidrotermoelásticos. a, Perfiles espaciales obtenidos utilizando el modelo hidrodinámico que describe los componentes en fase (línea continua) y fuera de fase (línea discontinua) de una señal de monocapa de MoSe<sub>2</sub> (círculos sólidos para en fase, círculos abiertos para fuera de fase). b, Perfiles correspondientes obtenidos utilizando el modelo termoelástico convencional, que considera la expansión térmica y

el balance energético termomecánico, pero sin incluir una contribución de flujo de calor termoelástico. c, Perfiles del modelo hidrotermoelástico combinado, que proporciona la mejor descripción del conjunto de datos experimentales. Todos los perfiles están normalizados al pico del ajuste de la señal en fase, y los perfiles fuera de fase se multiplican por  $-1$ .

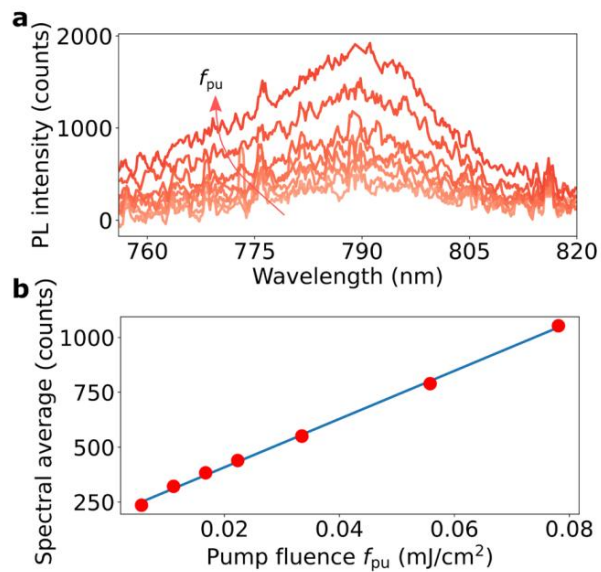
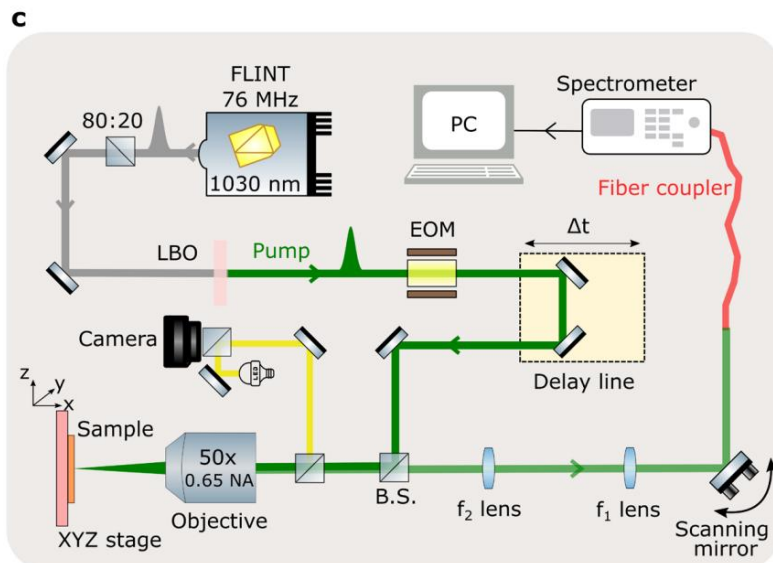


Figura 10 de datos ampliados | Mediciones de fotoluminiscencia.

a, Espectros de fotoluminiscencia (PL) adquiridos de la región suspendida de una muestra de monocapa de MoSe<sub>2</sub> a diferentes potencias del láser de bombeo (longitud de onda = 515 nm). b, Promedio espectral de los espectros de PL a diferentes fluencias, que muestran



una dependencia lineal, lo que demuestra que se pueden descartar los efectos de una fase líquida de electrones y huecos. c, Esquema del montaje de medición de PL, que es una adaptación sencilla del montaje de termometría espaciotemporal.