

Leopoldo Garcia-Colín Scherer

**IDEAS MODERNAS
SOBRE LA TRANSICIÓN
LÍQUIDO-GAS**

DISCURSO DE INGRESO

SALUTACIÓN

José Ádem

CONTESTACIÓN

Marcos Moshinsky



IDEAS MODERNAS
SOBRE LA TRANSICIÓN LÍQUIDO-GAS

Leopoldo García-Colín Scherer

IDEAS MODERNAS
SOBRE LA TRANSICIÓN
LÍQUIDO-GAS

DISCURSO DE INGRESO
(12 DE SEPTIEMBRE DE 1977)

SALUTACIÓN

José Ádem

CONTESTACIÓN

Marcos Moshinsky



Coordinación editorial: Rosa Campos de la Rosa

Primera edición: 2013

D. R. © 2013. EL COLEGIO NACIONAL

Luis González Obregón núm. 23

Centro Histórico. C. P. 06020, México, D. F.

Teléfonos: 5789.4330 • 5702.1878 Fax: 5702.1779

Impreso y hecho en México

Printed and made in Mexico

Correo electrónico: contacto@colegionacional.org.mx

colnal@mx.inter.net

Página: <http://www.colegionacional.org.mx>

PALABRAS DE SALUTACIÓN
POR EL DOCTOR JOSÉ ÁDEM
PRESIDENTE EN TURNO

Señor Rector de la Universidad Nacional
Autónoma de México.
Señores miembros del Colegio Nacional.
Señoras y Señores.

El Colegio Nacional abre sus puertas esta noche para recibir a una de las personalidades científicas más relevantes de nuestro país, al Dr. Leopoldo García-Colín Scherer. El Dr. García-Colín ha obtenido importantes resultados en varios campos de la Mecánica Estadística y ha logrado un amplio reconocimiento internacional como investigador científico. Además, su actividad docente ha sido sobresaliente tanto en nuestro país como en el extranjero. Considerando la cabal dedicación que ha puesto de manifiesto en la docencia y en la investigación, estamos seguros de que, con su ingreso, El Colegio Nacional va a enriquecer en mucho sus actividades en el área de las Ciencias Físico-Matemáticas.

En mi carácter de Presidente en Turno me corresponde el honor de darle, en nombre de mis colegas, la más cordial bienvenida.

El Dr. García-Colín Scherer tiene la palabra para presentarnos su discurso de ingreso.

IDEAS MODERNAS SOBRE
LA TRANSICIÓN LÍQUIDO-GAS

I. INTRODUCCIÓN

El tema de este trabajo constituye una de las áreas de mayor actividad en la física estadística a pesar de estar relacionado con un fenómeno casi prehistórico: el cambio, o la transición de un líquido a un gas. Este cambio, lo conocemos de nuestra experiencia cotidiana, es el comúnmente llamado ebullición. Igualmente familiar lo es el proceso inverso: la condensación. Si reconocemos que la gran mayoría de las sustancias que nos rodean aparecen en una de tres formas, llamadas *fases*, la sólida, la líquida y la gaseosa, nos es familiar el hecho de que en condiciones apropiadas pueden ocurrir cambios entre ellas. Pero más sorprendente aún es que, en particular, la diferenciación entre las fases líquida y gaseosa se pierde para temperaturas mayores que una cierta “temperatura crítica”. Esto es, existe un “punto crítico” definido por uno y sólo un valor de la presión y otro de

la temperatura arriba del cual el gas ya no se puede licuar, o sea que, nos es imposible distinguir entre las dos fases.

Estos puntos críticos no son exclusivos de los fluidos. Un trozo de hierro imantado puede perder su propiedad de imantación y pasar de una fase, la imantada, a la normal, donde no lo está. Un metal superconductor puede perder su cualidad de conducir una corriente eléctrica sin disipación de calor, arriba de una temperatura dada, etc. El propósito de este trabajo es el de resumir lo que sabemos acerca del comportamiento de la materia en la vecindad de puntos críticos, después de más de cien años de su estudio. Para ello, tomaremos como modelo aquel correspondiente al cambio de fase mejor conocido: la transición de líquido a gas.

Hasta hace escasamente 40 años, todos estos cambios que ocurren en puntos críticos se consideraban como ajenos entre sí, esto es, las características de cada transición se asociaban a la naturaleza propia del sistema donde ocurren (líquido, imán, etc.). Sin embargo, en la actualidad se piensa que existe un comportamiento universal para todos ellos a pesar de la naturaleza tan disímbola de los sistemas que los exhiben. Es pues interesante examinar cómo han evolucionado los diferentes conceptos e ideas

que se han tenido con respecto a estos fenómenos hasta llegar a las más prometedoras del presente.

De esta manera, como un interrogante de la ciencia pura, el problema de los cambios de fase en la vecindad de puntos críticos, presenta al científico un reto singular. Pero ésta no es la única motivación para estudiarlos. Las implicaciones tecnológicas que pueden derivarse de un mejor entendimiento de ellos es enorme. Citemos dos ejemplos: el primero que ilustraremos es el del agua. El manejo industrial o medicinal de este líquido requiere de un conocimiento detallado de muchas de sus propiedades; cómo varía la presión a la que hierve con la temperatura, cómo cambia su densidad con la temperatura, etc., sólo para citar algunas de las más simples. Hasta la fecha, no sabemos todavía cómo presentar estos datos de una manera unificada, digamos, en todo el intervalo de presiones y temperaturas donde el agua es líquida, donde es gaseosa y, mucho menos, para los valores de estas variables donde líquido y vapor coexisten simultáneamente. El segundo ejemplo es el de los materiales superconductores cuyo uso industrial crece día con día debido a las enormes posibilidades que ofrecen como elementos de memoria en computadoras, como conductores muy baratos de

corriente eléctrica, etc. Un mejor entendimiento de cómo se comportan, sobre todo cerca de la temperatura a la cual pierden su maravillosa cualidad, es de gran importancia práctica.

Para llevar a cabo el estudio propuesto, se puede plantear el problema de dos maneras diferentes:

- i.* En base a la información que obtenemos directamente del experimento al medir propiedades relevantes del sistema, ¿cómo podemos, con el mínimo de esta información, establecer las relaciones adecuadas entre dichas propiedades, y otras más, con objeto de obtener una descripción completa de su comportamiento alrededor de un punto crítico? Al método que se guía por estos principios se le llama *fenomenológico*.
- ii.* Se puede ir más a fondo y concebir al sistema como formado por átomos o moléculas. Éstas obedecen a leyes bien establecidas que rigen su comportamiento. ¿Cómo es entonces posible describir los fenómenos que observamos en grande, esto es, en el laboratorio, en base al comportamiento de estas partículas microscópicas? Este método, llamado *mi-*

croscópico, es mucho más ambicioso y complicado que el anterior.

Aquí nos limitaremos a seguir el método fenomenológico y sólo al final diremos algunas palabras sobre el segundo, que hasta hace unos pocos años era totalmente incipiente. En resumen, examinaremos cómo han evolucionado los conceptos esenciales que se utilizan para describir transiciones de fase, en la vecindad de puntos críticos, tomando como prototipo la transición líquido-gas, utilizando para ello una descripción fenomenológica.

Para llevar a cabo este programa, en la sección II haremos un resumen de cuál es la información experimental de que disponemos, haciendo especial énfasis en la transición de líquido a gas y mencionaremos brevemente, por razones que se verán claras más adelante, el análogo magnético de este cambio. En la sección III estudiaremos la llamada teoría clásica de los puntos críticos, en particular el de líquido-gas, teoría que predominó desde 1873 hasta 1944. Mencionaremos también, por razones de carácter histórico, un punto que nunca debe de olvidarse en la ciencia: una teoría de moda puede ser muy atractiva, pero nunca debe de aceptársela totalmente si contiene fallas lógicas.

Finalmente, en la sección IV haremos un esquema de las ideas modernas que se han generado en los últimos treinta años para intentar responder a la pregunta inicial y una breve perspectiva futura del problema.

II. EVIDENCIA EXPERIMENTAL

Aunque los cambios de fase, en particular para el agua, son conocidos por el hombre desde que contempló a la naturaleza, el primer estudio sistemático de cómo se comporta un gas en su camino a convertirse en líquido y viceversa, se lo debemos al físico escocés T. Andrews que en 1869 presentó ante la Real Sociedad de Londres un trabajo en el cual mostraba cómo el bióxido de carbono (CO_2) se comporta en sus fases vapor y líquido.

Para describir sus experimentos, Andrews utilizó el lenguaje más simple que se puede ocurrir en la caracterización de las propiedades de un gas o un líquido: la presión (p), el volumen (V) y la temperatura (T). Como todos tenemos una idea intuitiva de lo que significan estos conceptos, y lo que es más importante en la ciencia, sabemos cómo medirlos, no daremos una definición formal. Nos contentaremos

con mencionar que para una substancia simple (pura y homogénea) basta con conocer dos de estas tres cantidades para caracterizar el estado de la substancia. Esto es, para una masa dada, si conocemos la presión y el volumen, la temperatura queda automáticamente determinada; o bien, si fijamos la presión y la temperatura, el volumen ya no es arbitrario. Esto suele expresarse matemáticamente diciendo que hay una función, *i.e.* una forma unívoca de operar, sobre dos variables para generar un nuevo número que corresponde a la tercera. Así:

$$p = f(T, V) \quad (1)$$

dice que si conocemos la temperatura y el volumen, la función f nos permite transformar esta pareja de números en otro, que es la presión. A esta relación se le llama la *ecuación de estado*.

En este lenguaje, los resultados de Andrews están ilustrados en la fig. 1. Si escogemos a la temperatura constante e igual a un cierto valor numérico, vemos que si recorremos la curva correspondiente (llamada isoterma) de derecha a izquierda, pasamos primero por una porción de ella que describe el gas en la cual si V disminuye, p aumenta hasta llegar a un punto donde comienza la porción plana. Allí, si estuviésemos

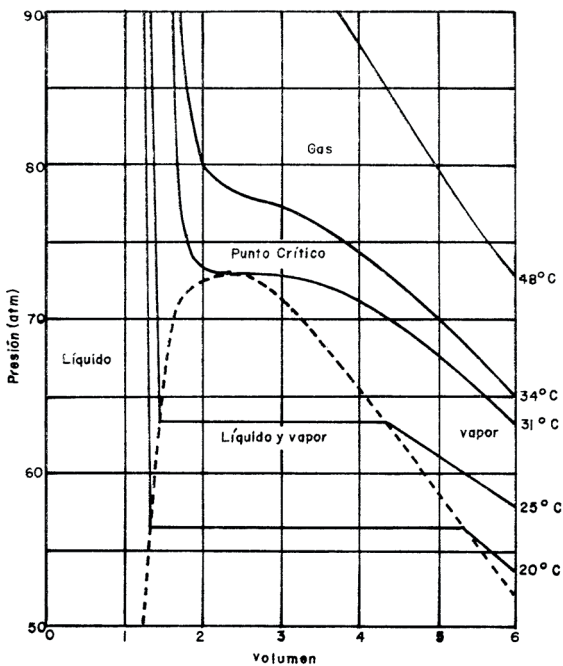


Fig. 1. Isothermas para el CO₂. La isoterma crítica es aquella para la cual la temperatura es igual a 31°C.

en el laboratorio veríamos que aparecen gotas de líquido y que a medida que nos desplazamos hacia la izquierda, esto es disminuimos el volumen, la presión permanece constante. Físicamente lo que veríamos es aparecer cada vez más líquido, en consecuencia habría menor cantidad de gas, hasta alcanzar el punto extremo de la recta en donde todo el gas se ha convertido en líquido. En esta dirección, hablamos de un proceso de condensación, pero si recorremos la recta en dirección opuesta, entonces habría un cambio de la fase líquida a la gaseosa y entonces hablamos de un proceso de ebullición. Los puntos que caen sobre la línea recta corresponden a estados en los cuales el gas y el líquido coexisten entre sí. Tres aspectos importantes de la gráfica, que deben hacerse notar son:

- a. A medida que la temperatura aumenta, la región de la coexistencia disminuye hasta llegar a una llamada temperatura crítica T_c , (31° para el CO_2) donde la condensación ocurre súbitamente. A esta curva se le llama la *isoterma crítica* y al punto donde el volumen del gas es igual al del líquido, *punto crítico*.
- b. Arriba de T_c no hay condensación, esto es, físicamente no podemos distinguir entre

las dos fases gas y líquido. De aquí surgió una definición desafortunada, pues se llama *vapor* a un gas cuya temperatura es menor que la crítica; en realidad son sinónimos, gas y vapor corresponden a la misma fase.

- c). La curva punteada, que une todos los puntos en los extremos de las porciones horizontales, y pasa por el punto crítico, se conoce como la *curva* de coexistencia. Es importante hacer resaltar la asimetría de la curva respecto a la recta perpendicular al eje horizontal trazada a partir del punto crítico.

Es ahora interesante examinar cómo se comporta la materia si en lugar de fijar valores de la temperatura, tomamos como independientes a esta variable y a la presión. En esta forma obtenemos la figura 2. Tres curvas dividen al plano en tres regiones que corresponden respectivamente a las fases gaseosa, líquida y sólida. Las tres se unen en el llamado punto *triple* que es un punto invariante: toda sustancia pura tiene uno y sólo un punto triple (para una masa dada). La curva trazada del origen al punto triple, que es el lugar geométrico de todos los puntos en que coexisten las fases *sólido* y *vapor*,

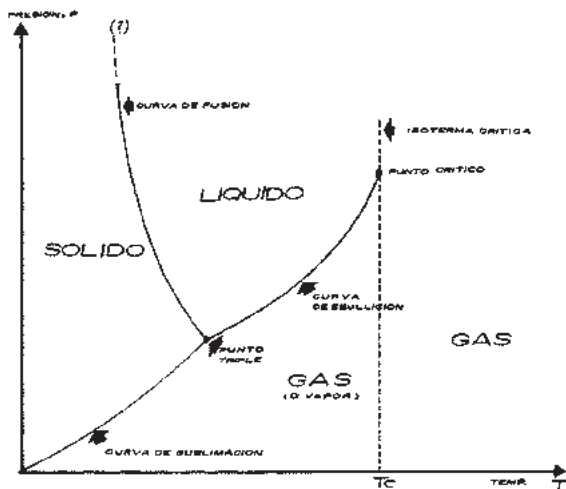


Fig. 2. Curvas de coexistencia de fases para una sustancia pura en el plano $p-T$.

recibe el nombre de *curva de sublimación*. (Un cristal de yodo al dejarse en contacto con la atmósfera se evapora sin pasar por la fase líquida). La curva que va del punto triple al punto crítico es la *curva de evaporación*. Cada punto en esta curva corresponde a una de las porciones rectas de las isotermas en el plano p-V.

Finalmente, la *curva de fusión* es la que sale del punto triple y separa a la fase líquida de la sólida. En la actualidad no se ha podido resolver la forma terminal de esta curva; ¿existe un punto crítico análogo al de la transición líquido-gas arriba del cual sólido y líquido no se distinguen?, ¿o son los sólidos estables hasta presiones muy altas? Este dilema constituye aún un rompecabezas para los físicos y químicos tanto desde el punto de vista fenomenológico como microscópico.

En términos de esta información podemos ahora reformular la pregunta planteada en la introducción en un lenguaje más preciso; y de hecho, la subdividiremos en dos preguntas:

1. ¿Podemos encontrar una función de estado capaz de describir la transición líquido-vapor lejos y cerca del punto crítico?
2. ¿Cómo podemos caracterizar otras propiedades importantes de gases y líquidos en la vecindad de puntos críticos?

Antes de contestar a estas preguntas finalizaremos esta sección mostrando que hay por lo menos otro sistema (y de hecho se conocen muchos) en la naturaleza que presenta un comportamiento similar y que aparentemente, no guarda ninguna relación con el caso del líquido-gas. Pensemos en un trozo de hierro imantado (un imán común y corriente) el cual fabricamos poniendo dicho trozo en presencia de un campo magnético y después removiendo a este último. El material adquiere la propiedad de atraer otros trozos de metal, limadura de hierro, etc; decimos que el material se ha magnetizado. Vamos a caracterizar a dicho imán por tres variables, H la intensidad del campo magnético externo (y que juega el papel de la presión, ejercida por ejemplo por medio de un pistón en el caso de un fluido), M la magnetización (que es el análogo del volumen en el caso del fluido), y la temperatura T . Ocurre entonces una situación muy curiosa: en 1870 un físico inglés, John Hopkinson, encontró una relación muy similar a la que observó Andrews en los fluidos y que se ilustra en la fig. 3. Existe una temperatura crítica T_c abajo de la cual un material posee una magnetización M distinta de cero cuando H es cero y que corresponde a las porciones horizontales de las curvas. Esto es, el material tiene la propiedad de conservar su

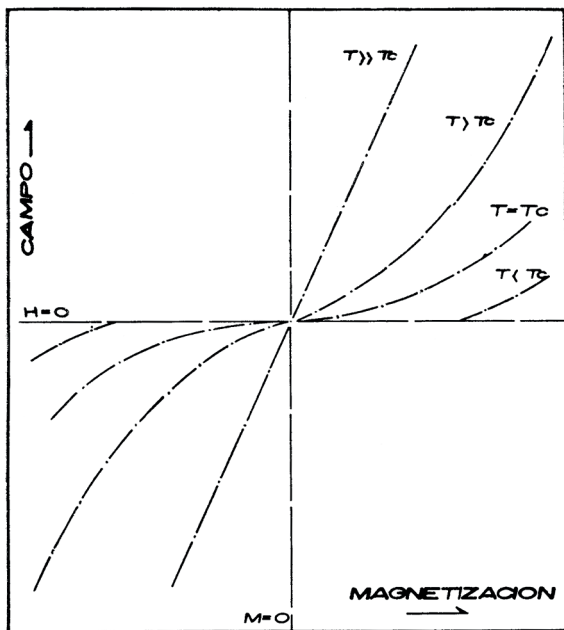


Fig. 3. Isothermas para un ferromagneto en el plano campo magnético vs. magnetización.

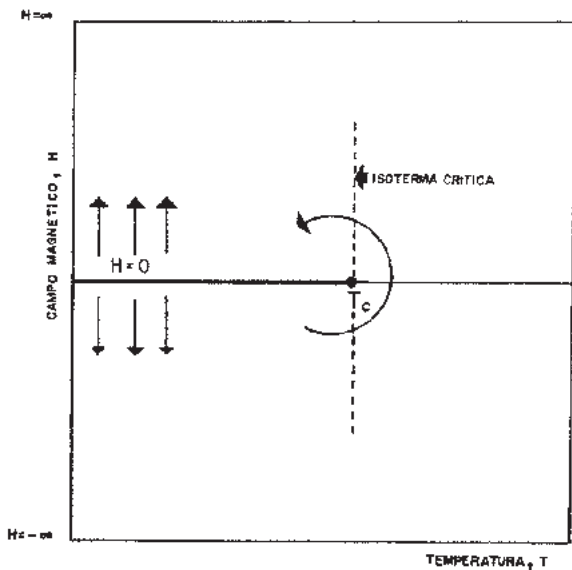


Fig. 4. Coexistencia de fases, normal e imantada para un ferromagneto en el plano H-T.

imantación. A medida que elevemos la temperatura, esta porción horizontal disminuye cada vez más y más hasta alcanzar la temperatura crítica arriba de la cual no importa lo que hagamos, el material no conserva sus propiedades de imán. En términos de las coordenadas H y T , fig. 4, el diagrama es mucho más simple que en el caso del fluido, pues aquí no hay separación de fases. La porción horizontal desde O hasta T_c muestra la región donde el material es magnetizable. Arriba del punto $T = T_c$, el punto crítico, no hay diferencia entre el material en sus dos variedades. A las sustancias como el hierro, el níquel, etc., que tienen esta propiedad se les llama *ferromagnéticas*.

Terminemos esta sección indicando que a pesar de la notable diferencia entre ferromagnetos y flúidos, pronto descubriremos que en las cercanías de sus correspondientes puntos críticos, exhiben un comportamiento muy similar.

III. TEORÍAS CLÁSICAS

Para dar respuesta a las preguntas planteadas en la sección anterior es necesario definir o escoger las cantidades importantes que caracterizan a un fluido y a un material ferromagnético. La

selección de estas cantidades no está regida por principio alguno, simplemente se escogen aquellas que sean fácilmente medibles y/o tengan un significado especial. Para nuestros propósitos nos fijaremos en cuatro para cada sistema, las cuales están resumidas en la tabla 1.

Las dos primeras columnas definen a dichas cantidades: K_T es la llamada compresibilidad isotérmica y representa el cambio en el volumen dV cuando la presión se cambia por dp , por unidad de volumen $1/V$, si la temperatura T se mantiene constante. Como a todo incremento en la presión corresponde una disminución en el volumen y viceversa, se multiplica por un signo menos para tener una cantidad siempre positiva. El análogo magnético de esta cantidad es el cambio en la magnetización dM cuando el campo magnético se varía por dH a temperatura constante, y se conoce como la susceptibilidad magnética. C_v es el llamado calor específico a volumen constante y que describe cuánta energía tenemos que suministrar a un cuerpo, manteniendo V constante, para variar su temperatura por dT . El significado de C_M es análogo para un material ferromagnético. Finalmente nos interesa la forma de las curvas de coexistencia que expresaremos a través de la dependencia con la temperatura

TABLA I

Cantidades medibles para describir el comportamiento de sistemas en la región crítica

Fluido (Gas-Líquido)

$$K_T = \frac{1}{V} \left(\frac{dV}{dp} \right)_T$$

(Compresibilidad)

$$C_V = \left(\frac{dU}{dT} \right)_V$$

Ferromagnetos

$$X_T = \left(\frac{dM}{dH} \right)_T$$

(Susceptibilidad)

$$C_M = \left(\frac{dU}{dT} \right)_M$$

Forma de la Curva de Coexistencia

$$p = p(\rho) \quad T \rightarrow T_c \quad M = (T)$$

Isoterma crítica

$$\rho = \rho(T) \quad T \rightarrow T_c \quad H = H(M)$$

Exponentes críticos α, β, γ y δ

$$\frac{\gamma\sigma}{K_T} \sim (T - T_c)^{-\gamma} \quad \rho_l(T) - \rho_g(T) \sim (T - T_c)^\beta$$

$$C_V \sim (T - T_c)^\alpha \quad p - p_c \sim (\rho - \rho_c)^\delta$$

de la densidad ρ ($\rho = m/v$; m : masa) y la isoterma crítica que expresaremos a través de la dependencia de la presión con la densidad. En ambos casos, consideraremos estas dependencias cuando nos acercamos a la temperatura crítica $T \rightarrow T_c$.

Los dos últimos renglones de esta tabla muestran cómo vamos a representar la variación de todas estas cantidades. Experimentalmente se ha visto que para las tres primeras propiedades conviene representarlas en términos de potencias de la diferencia $T - T_c$. En el caso de la isoterma crítica se escoge representar p y H como potencias de la densidad y de la magnetización M , respectivamente. A los exponentes α , β , γ y δ , que por razones de claridad hemos escogido designar con la misma letra tanto a los fluidos como a los ferromagnetos, se les llama *exponentes críticos*. También, cabe aclarar, que para los propósitos de esta exposición *no* nos interesan los detalles matemáticos y por ello se han sustituido igualdades ($=$) por (\sim) para indicar el comportamiento cualitativo de las variables, esto es, su comportamiento relevante.

En 1873, sólo 4 años después de la publicación de los resultados de Andrews, el físico holandés Johannes D. van der Waals propuso una teoría muy simple para explicar el comporta-

miento de una substancia en la región líquido-vapor. Usando argumentos basados en el tamaño real y finito de las moléculas de un gas, así como de las fuerzas atractivas entre ellas, llegó al resultado de que sus isothermas pueden describirse por medio de una ecuación muy sencilla, a saber, un polinomio de grado tres en el volumen. Así tendremos que, la ecuación se escribe como:

$$aV^3 + bV^2 + cV + d = 0 \quad (2)$$

donde a , b , c y d son funciones de la temperatura y la presión y cuya forma explícita no interesa para los propósitos que aquí se persiguen.* En el lenguaje habitual del álgebra, ecuaciones en una incógnita, V en este caso, cuya estructura general es como la representada por (2) se llaman *ecuaciones cúbicas*. Por un teorema, conocido como el fundamental del algebra, se sabe que una ecuación cúbica sólo tiene tres raíces, esto es, tres valores de V , que para un valor dado de los coeficientes a , b , c y d satisfacen la igualdad. Mas aún, estas tres raíces o son números reales, o bien una es real y las otras dos son números

* Para mayores detalles consultar la obra del autor citada en la bibliografía.

complejos (imaginarios). Como, obviamente, en física las raíces complejas no tienen ningún significado, las desecharemos de una vez por todas. Así resulta que, escogido un valor de T , para cada valor de p tendremos o bien tres o bien una raíz real. Además, Van der Waals encontró que a medida que la temperatura T se acerca a un valor que también llamaremos T_c las tres raíces tienden a fusionarse en una sola y arriba de esta temperatura, la ec. (2) sólo tiene una raíz real para cualquier valor de p . La fig. 5 muestra esquemáticamente las isothermas para la ecuación de van der Waals a temperaturas $T < T_c$, $T = T_c$, la isoterma crítica, y $T > T_c$.

Es importante señalar que la concordancia entre las isothermas deducidas a partir de la ecuación (2) y las obtenidas experimentalmente no es completa. En efecto, en la región donde coexisten las fases líquido y gas, las primeras muestran forma de gazas, en tanto que las segundas son planas. Esto fue observado por J. C. Maxwell, el gran físico escocés, en 1874, que inmediatamente propuso una forma de resolver el problema. Haciendo notar que la porción w y u de una isoterma teórica corresponde a una región donde un aumento en el volumen va acompañado por un aumento en la presión y esto es imposible (en términos más técnicos, la

comprensibilidad es negativa en esa porción y por tanto el sistema es inestable), dicha porción no puede corresponder a estados físicamente realizables. Usando criterios de estabilidad termodinámica mostró que para obtener la curva experimental habría que substituir la porción señalada por una línea horizontal y esa línea debe ser precisamente aquella que divide a la gaza en dos áreas iguales entre sí, esto es, el área xwy es igual al área yuz . Esta construcción se conoce como *la regla de las áreas de Maxwell*.

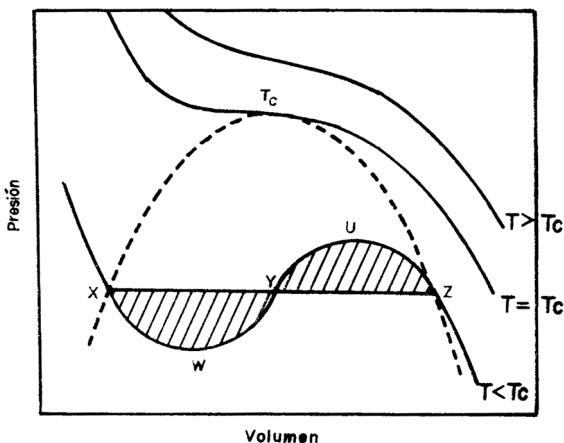


Fig. 5. Curva de coexistencia e isotermas para una sustancia descrita por la ecuación de van der Waals.

De esta manera, para el año de 1874 se tenía ya una teoría sumamente simple, basada en una ecuación cúbica y la construcción de Maxwell, que aparentemente estaba en total concordancia con los resultados experimentales que exhiben una sustancia simple en la región líquido-vapor. Dos factores más son importantes de señalarse. El primero es que la isoterma crítica que predice la teoría de Van der Waals es una curva suave sin brincos bruscos ni puntos donde se vaya “al infinito”. En otras palabras, a lo largo de la isoterma crítica, la presión es una función analítica del volumen. El segundo hecho que es sobresaliente resulta del cálculo de los exponentes críticos con esta teoría. Se encuentra que: α, β, γ y δ

$$\beta = 1/2 \quad \gamma = 1 \quad \delta = 3 \quad \alpha = 0 \text{ (discontinuidad finita)}$$

esto es, que la curva de coexistencia es una parábola, como lo muestra la figura 5, la isoterma crítica es una ecuación cúbica, consistentemente con la ec. (1), la compresibilidad es una función que tiende a hacerse cada vez más y más grande a medida que $T \rightarrow T_c$ y la forma como lo hace es inversamente proporcional a $(T - T_c)$; y finalmente $\alpha = 0$ indica que hay un brinco

brusco pero finito en el punto crítico, en el valor del calor específico y de hecho la magnitud de dicho brinco es aproximadamente 18 calorías por mol de sustancia.

No es pues de sorprenderse que esta teoría haya reinado durante setenta años en el dominio de las transiciones de fase líquido-gas. Además, al aplicársele a otros aspectos del comportamiento de la materia, como mezclas de líquidos, tensión superficial, etc., dio resultados igualmente sorprendentes. Así, los físicos y los químicos a principios de este siglo pensaron que en términos generales el problema de describir fenomenológicamente el problema de la transición líquido-gas estaba satisfactoriamente resuelto.

Más sorprendente aún es otro hecho que, sin estar aparentemente relacionado con el anterior, fue descubierto en forma totalmente independiente. En 1895 el físico francés Pierre Curie confirmó experimentalmente que los materiales ferromagnéticos poseen una temperatura crítica y en 1907 P. Weiss formuló una teoría, similar por lo simple, a la teoría de Van der Waals para los fluidos, que permitió explicar el comportamiento experimental de los ferromagnetos, esto es, para temperaturas menores que T_c exhiben el fenómeno de magnetización espontánea. Sin

entrar ya en los detalles matemáticos del modelo, baste señalar que análogamente al caso anterior la ecuación de Weiss para la magnetización M es una función analítica de H y T , y que los exponentes críticos tienen precisamente los *mismos valores* que para el caso de la transición líquido-gas. Sólo la magnitud de la discontinuidad en el calor específico es diferente, aproximadamente 10 calorías por mol para un ferromagneto, pero $\alpha = 0$.

Cabe señalar que esta coincidencia no fue apreciada sino hasta 30 años más tarde por Lev Landau y volveremos a este punto más adelante. Hay, sin embargo, otro aspecto de la evolución de la explicación de las transiciones de fase que desde el punto de vista histórico vale la pena mencionar. El exceso de confianza en un modelo y la falta de un sentido crítico riguroso al examinar los resultados que discrepan con los predichos por él, pueden retrasar mucho el progreso de la ciencia. Este es el caso de la teoría de Van der Waals que a fines del siglo pasado y durante casi cuatro décadas de éste fue la “teoría de moda” para describir el comportamiento general de los gases y los líquidos. Pero, ¿estaba de hecho confirmada de manera rigurosa y exhaustiva? La respuesta a esta pregunta es negativa y vista la situación en retrospectiva nos pone

de manifiesto de manera elocuente lo grave que es pasar por alto resultados que no concuerdan con “los de moda”.

El trabajo a que quiero aludir es debido a un ingenioso físico experimental, J. E. Verschaffelt, todavía casi desconocido entre los especialistas en la materia y que en el año de 1900 publicó resultados idénticos, en contenido, a los redescubiertos en 1965 y que han dado lugar a las ideas modernas sobre las transiciones de fase.

Verschaffelt era un físico belga que en el año de 1893 llegó a Amsterdam a estudiar con Van der Waals y al año siguiente fue a Leiden a trabajar con Kammerlingh Onnes, el padre de la física de bajas temperaturas. En ese entonces había dos grupos de investigación respetables activos en el estudio de las propiedades generales de fluidos y transiciones de fase, el del gran sir William Ramsay, descubridor de los gases inertes, en Londres, y el incipiente grupo de Kammerlingh Onnes en Leiden. El grupo inglés ya poseía una ventaja notable en el dominio de técnicas de determinación de datos experimentales de líquidos, incluyendo determinaciones muy precisas de curvas de coexistencia, así como de métodos de purificación. El grupo holandés comenzaba apenas a producir este tipo de resultados experimentales.

A su llegada a Leiden estaba candente el problema de verificar el exponente crítico que Van der Waals había predicho con su teoría para explicar el comportamiento de la tensión superficial de un líquido con la temperatura. Es curioso que siempre se cree que Van der Waals propuso su modelo para un líquido con objeto de explicar los resultados de Andrews, pero no fue así. Le interesaba sobremanera estudiar la teoría de Laplace sobre tensión superficial, esto es, la fuerza que actúa sobre una superficie líquida en una gota o una burbuja y que es responsable de que ésta no se desmenuce. En 1894 utilizó por vez primera el concepto de exponente crítico para representar el comportamiento de esta fuerza, que llamaremos σ , con la temperatura, proponiendo que

$$\sigma \sim (T - T_C)^n \quad (3)$$

donde n , calculado de acuerdo con su teoría, debía ser igual a $3/2$ ($= 1.5$). Kammerlingh Onnes se había echado a cuestras la tarea de comprobar experimentalmente este valor cuando apareció un trabajo exhaustivo de Ramsay y Shields donde consignaban datos experimentales para la tensión superficial para varios líquidos orgánicos obtenidos en un amplio intervalo

de temperaturas. De estos datos se obtenían valores de n iguales a 1.27 para el éter, 1.23 para el bencol y 1.23 para el acetato de etilo. El éter había sido estudiado por De Vries, un estudiante de Kammerlingh Onnes arrojando el mismo valor de 1.23 para n .

Tal era la situación cuando Verschaffelt llegó a Leiden y su primer trabajo fue el de repetir las mediciones de De Vries cubriendo un intervalo más amplio de temperaturas. Así encontró, usando valores experimentales para la densidad de las fases líquida y vapor medidas por Cailletet y Mathias, que $n=1.311$ para el CO_2 , 1.133 para el N_2O y de nuevo 1.27 para el éter. De aquí concluyó que sus resultados se aproximaban más al de 1.5 calculado por Van der Waals. Este último había ya manifestado su opinión, en particular a K. Onnes, de que los valores de n menores que el valor teórico serían cada vez más cercanos a éste cuanto más se acercaran las mediciones experimentales a T_c . Aquí cabe citar que en aquel entonces era muy difícil aproximarse a la temperatura crítica por el lado de la fase líquida. Las mediciones más precisas eran para $T - T_c \sim 10^\circ\text{C}$. Ésta fue una contribución notable del joven físico belga en sus experimentos subsecuentes logrando en el CO_2 seis puntos experimentales para σ entre 29.3 y 30.6

°C, ¡a sólo 0.5 °C de T_c ! Pero simultáneamente comprendió que para el cálculo de esa cantidad, la tensión superficial, requería de los valores de las densidades de las fases coexistentes a esas temperaturas. Éstos habían sido medidos por Amagat hasta temperaturas T a 0.35 °C de la temperatura crítica pero no habían sido analizados para ver si confrontaban con la curva parabólica que predice la teoría clásica para $\rho_e - \rho_g$. En una pieza de análisis estadístico brillante mostró por vez primera que este *no* era el caso, sino que todo lo contrario, para el CO_2 , hasta temperaturas T a 1 °C de T_c el exponente crítico β mantenía un valor constante y aproximadamente igual a 0.367. Su predicción fue pues que

$$\rho_e(T) - \rho_g(T) \simeq (T - T_c)^{0.367} \quad (4)$$

en total desacuerdo con la teoría de Van der Waals. Además, n seguía siendo menor que 1.5.

Es importante señalar que el análisis estadístico de datos experimentales a que nos referimos en el párrafo anterior fue reinventado en 1964 y se conoce como el método de Kouvel y Fischer.

Hasta el año de 1900 continuó trabajando con K. Onnes en otros problemas, pero aparentemente la cuestión de la forma de la curva de

coexistencia nunca dejó de inquietarle. En ese año un colaborador de Ramsay, S. Young, publicó un conjunto de datos muy precisos para las isothermas y las densidades en la región de coexistencia para el isopentano. Aplicando misma técnica que había usado años antes para CO_2 encontró que *todo* el conjunto de datos se ajustaba perfectamente bien con un valor de β igual a 0.3434, entre 1.8 °C y 0.8 °C de la temperatura crítica β era igual a 0.344 y entre 0.8°C y 0.4°C de la temperatura crítica β era igual a 0.3337. Esto es, β tendía a disminuir a medida que nos acercamos a la temperatura crítica y no a alcanzar el valor de 0.5.

Pero en esta ocasión Verschaffelt no se detuvo aquí. Con un rigor lógico inexorable estudió las consecuencias de subsistir el valor de igual a 1/2 en la teoría clásica por una fracción menos simple. Esto lo llevo a proponer una forma para las isothermas que en lugar de ser ecuaciones cúbicas como había propuesto Van der Waals, eran ecuaciones en las cuales los exponentes del volumen son fracciones. Sin entrar en mayores detalles baste afirmar que con este método logró incluir a todos los datos de Young en una sola ecuación, la cual, para la temperatura crítica daba un valor de $\delta = 4.259$, muy diferente del valor de 3 predicho por Van der Waals.

Por razones obvias de extensión y objetivos de este trabajo no podemos entrar en mayores detalles del trabajo posterior de Verschaffelt que hasta su muerte, en 1955, siempre volvió de una manera u otra a este problema, mantuvo la convicción de que sus resultados eran correctos y que había una falla fundamental en la teoría de Van der Waals. A pesar de que fueron publicados y de hecho conocidos por el propio Van der Waals y por K. Onnes, nunca fueron reconocidos. Como veremos más adelante, fueron redescubiertos por varios investigadores en 1965.

Para terminar con la teoría clásica citaremos solamente los hechos más sobresalientes que ocurrieron ya en este siglo. En 1910 D. Goldhammer analizó con detalle los valores experimentales que Young había obtenido para una docena de fluidos y corroboró la asimetría en la curva de coexistencia, que aparece en la fig. 1 y había sido mostrada por Verschaffelt para el isopentano. En 1937 el famoso físico soviético L. D. Landau dio un paso más y mostró que, independientemente del sistema de que se trate, si exhibe una transición de fase y se supone que una de las variables es una función analítica de la otra y de la temperatura, entonces los índices críticos que se obtienen para los análogos termodinámicos de las cantidades seña-

ladas en la primera columna de la Tabla I son siempre los mismos (ver pág. 30). Esto es, todas las teorías clásicas pueden unificarse bajo una sola hipótesis y dar lugar al mismo valor de los exponentes críticos sin importar la naturaleza del sistema en cuestión. Este resultado fue muy gratificante pues hizo pensar por primera vez a los físicos en una universalidad en cuanto a los mecanismos básicos responsables de estos fenómenos. Los años de la postguerra 1944 y 1945 marcaron el final de esta era. En 1944 el gran químico noruego Lars Onsager logró un resultado teórico formidable que inició la revolución en este campo. Utilizando un modelo microscópico para el material ferromagnético demostró que el calor específico *no* exhibe una discontinuidad (o brinco brusco) finita en $T = T_c$ sino que se comporta de una manera muy diferente, como lo muestra la fig. 6. Las dos porciones de la curva a la izquierda y a la derecha de la recta trazada a la temperatura crítica tienden “asintóticamente” a ella pero nunca llegan a juntarse. El sistema exhibe una singularidad en C_M llamada “logarítmica”* o “lambda” por asemejarse en su forma a dicha letra griega. Este resultado fue observado experimentalmente por vez primera

* Porque $C_m \sim \log T - T_c + \text{const.}$

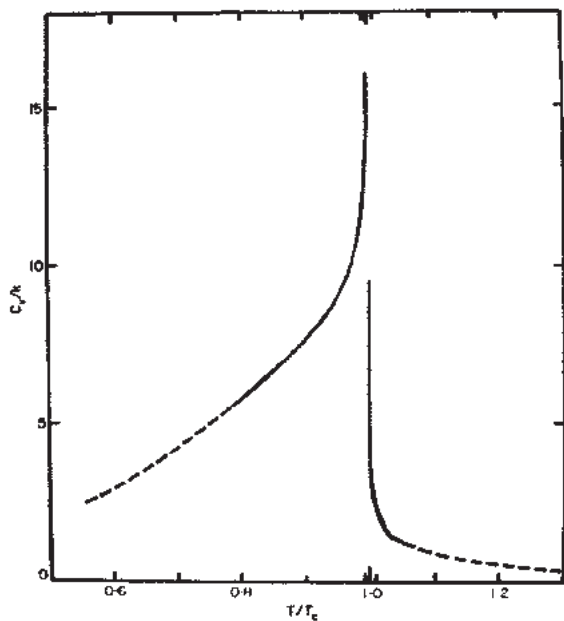


Fig. 6. Comportamiento del calor específico como función de la temperatura del argón (Voronel, 1965).

en el argón líquido por P. Voronel en 1965 y de hecho la fig. 6 se refiere precisamente a este fluido. Con ello se convenció a los físicos de la invalidez de la teoría clásica. Por otra parte en 1945, E. A. Guggenheim repitió el análisis que había hecho Goldhammer 35 años antes y confirmó la asimetría de la curva de coexistencia ratificando el valor de $1/3$ para β y no de $1/2$ como lo predecía la teoría clásica (ver fig. 7). Así pues, los físicos y químicos trabajando en estos problemas enfocaron su atención a ellos con ojos más críticos.

IV. ERA MODERNA

Entre los años de 1945 y 1970 y a raíz de los descubrimientos citados en la sección anterior se desató con verdadero furor un interés marcado por examinar de nuevo las cuestiones básicas, teóricas y experimentales, detrás de las transiciones de fase. No es posible hacer aquí, ni siquiera un intento de resumir los diferentes trabajos, por su variedad y complejidad. Pero con el objeto de dar al lector una idea objetiva de los resultados, hemos resumido en la tabla II los valores de los índices críticos α , β , γ y δ , obtenidos para cinco fluidos representativos de los

TABLA II

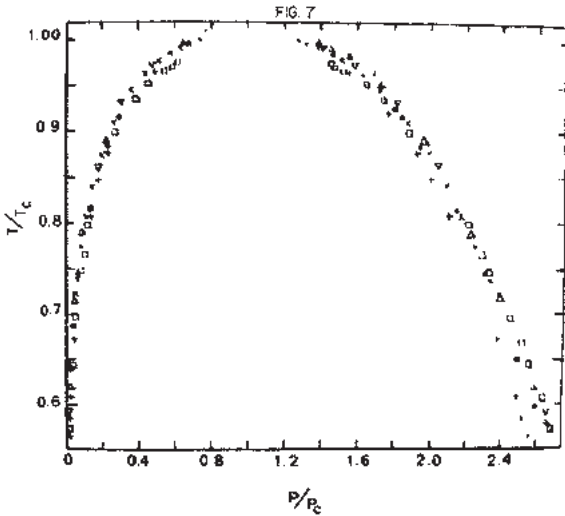
Sistema	α	β	γ	δ
Fluidos				
He ⁴	0.101	0.354	~1.18	4.34
Xe	0.064	0.355	~1.24	4.54
CO ₂	0.104	0.348	~1.21	4.44
H ₂ O	0.075	0.350	1.22	4.50
SF ₆	—	0.346	1.22	4.53
Ferromagnetos				
Ni	-0.3	0.42	1.35	4.22
EuS	-0.15	0.33	—	—
CrBr ₃	—	0.368	1.215	4.31
Modelos:				
Clásicos	0 (disc.)	0.50	1.000	3.000
Fluidos	0.56 (?)	0.313	1.31 (?)	~5
Ferromg.	~-0.1	~0.345	~1.4	~5

Comparación entre los valores experimentales de los exponentes críticos para fluidos y ferromagnetos con los teóricos calculados de la teoría clásica y de modelos microscópicos.

que se han estudiado, tres materiales ferromagnéticos y finalmente los resultados de cálculos hechos con modelos teóricos, que no profundizaremos, tanto para fluido como para ferromagnetos. Aquellos valores que van acompañados del signo \sim indican que la tercera cifra decimal es incierta y los que tienen un signo de interrogación por delante son estimaciones todavía sujetas a correcciones.

De esta tabla se pueden extraer una serie de observaciones que son de singular importancia:

1. Los exponentes críticos no concuerdan con los predichos por la teoría clásica. En particular β y δ tienen valores muy cercanos a los encontrados por Verschaffelt 70 años antes y confirman, el primero la asimetría de la curva de coexistencia, y el segundo la no analiticidad, según explicada anteriormente, de la isoterma crítica.
2. Todos los fluidos simples muestran un comportamiento universal en el punto crítico, esto es, salvo por pequeñas diferencias todos los exponentes críticos tienen el mismo valor numérico.



3. Algo similar ocurre para los materiales ferromagnéticos y de hecho se observa en otras transiciones de fase que no hemos citado aquí.
4. Hay una discrepancia notable, esto es, no achacable a errores experimentales o de cálculos numéricos, entre los valores experimentales de los exponentes críticos y los valores extraídos de modelos teóricos.

Estas observaciones dieron lugar, hace más o menos 12 años, a dos preguntas generales. La primera se refiere a la universalidad ya citada en los puntos 2 y 3, y esencialmente apunta hacia, o bien una universalidad global, esto es, si exhiben todas las transiciones de fase conocidas las mismas características independientemente del sistema en que ocurren, o es más bien local, esto es, una universalidad restringida a sistemas de la misma especie. La segunda pregunta se encamina hacia el porqué de este comportamiento de los sistemas en la región crítica, esto es, ¿cómo puede describirse el que una variable dependa de otra, por ejemplo la presión del volumen a través de exponentes que no son fracciones simples y de hecho que la misma ecuación de estado $p = f(V, T)$ no sea una función analítica del volumen y la temperatura?

Por orden de complejidad veamos la respuesta a la segunda pregunta. A través de un examen minucioso de los datos experimentales obtenidos para muchos sistemas y de la correlación entre ellos, usando las leyes de la termodinámica clásica, se llegó a la conclusión de que una forma de unificar todos estos resultados era mediante una hipótesis muy simple, a saber, suponer que ciertas cantidades termodinámicas son funciones *homogéneas generalizadas* de

sus argumentos. A esta hipótesis se le conoce como *hipótesis de escalamiento estático*. Su significado es muy simple de comprender, y esto lo haremos tomando como base para ilustrar la idea a la ya familiar ecuación de estado, aunque en las transiciones de fase se impone a otras funciones termodinámicas* que no mencionaremos aquí.

Recordemos la ec. (1) que nos dice que la ecuación de estado es una operación mediante la cual una pareja de valores numéricos para el volumen y la temperatura se transforma en un valor para la presión. Un ejemplo muy conocido de esta ecuación es la llamada del gas ideal,

$$pV = RT \quad (5)$$

el producto de la presión por el volumen es igual a una constante R por la temperatura. Si esta última es constante, $pV = \text{const.}$, que es la famosa ley de Boyle-Mariotte.

Supongamos ahora que en la ec. (1) las variables independientes V y T se multiplican por un cierto factor numérico, llamémosle λ . Esto equivale a alargar o acortar las escalas en que se miden estas cantidades por dicho factor. Cla-

* La hipótesis se aplica a la función de Gibbs $G(p, T)$.

ramente esto, en general, afectará el valor de la presión. Si por ejemplo realizamos esta operación en (5) $p(\lambda V) = R(\lambda T)$ no se altera, pero si multiplicamos p y V por λ entonces T cambia a $\lambda^2 T$. Una función es homogénea de orden n si

$$f(\lambda V, \lambda T) = \lambda^n f(V, T) \quad (6)$$

donde n es un número cualquiera no negativo. Por ejemplo, la temperatura es una función homogénea de grado dos en las variables p y V , para la ec. (5). Nótese que la propiedad de homogeneidad resulta en un *escalamiento* de la propia función.

Finalmente supongamos que en (1) multiplicamos a V y a T por λ pero ahora elevada a una potencia λ^{a_e} y λ^{a_v} respectivamente, donde a_e y a_v son dos números arbitrarios. Si ante este escalamiento la función obedece a la siguiente propiedad, a saber, que,

$$f(\lambda^{a_e} T, \lambda^{a_v} V) = \lambda f(V, T) \quad (7)$$

se dice que f es una *función homogénea generalizada*.

Conviene subrayar que desde el punto de vista fenomenológico nadie nos asegura que los sistemas que exhiben transiciones de fase

se comporten así. Su comparación con el experimento la podrá justificar como adecuada, de obtenerse resultados concordantes, pero aún en este caso subsiste el problema de explicar su origen en términos de leyes microscópicas que rigen el comportamiento de los átomos o moléculas que componen el sistema.

Las principales predicciones que surgen de esta hipótesis, son las siguientes:

1. a_e y a_v están determinados por sólo dos exponentes críticos. Todos los exponentes restantes son independientes entre sí. Bastaría entonces con dos experimentos independientes para conocer estos números, o bien, una teoría que predijera sus valores. Por ejemplo, entre los índices α , β , γ y δ existen dos relaciones muy importantes, a saber,

$$\alpha + \beta(\delta + 1) = 2 \quad (8)$$

$$\alpha + 2\beta + \gamma = 2 \quad (9)$$

que se conocen como igualdades de Griffiths y de Rushbrooke, respectivamente. De aquí se desprende que si podemos medir dos de ellos los otros dos quedan a determinados y su valor suje-

to una comprobación independiente. En esta forma se ha logrado confirmar, parcialmente, la validez de dicha hipótesis.

2. Si se grafican los valores de p vs. V para un fluido o de H vs. M para un material ferromagnético, la hipótesis predice que todas las isothermas del sistema deben coincidir en una sola. La figura 8 muestra este resultado para el helio. Diez isothermas tomadas entre 5.110 °K y 5.221 °K siendo 5.188 °K la temperatura de este fluido, caen dentro de una sola recta, en unidades apropiadas para las variables independientes. Otros experimentos que se han llevado a cabo en otros fluidos, materiales ferromagnéticos como el Cr Br_3 y el Ni , así como otros sistemas que exhiben transiciones de fase, han comprobado ampliamente la validez de esta hipótesis.
3. La hipótesis de escalamiento predice la universalidad local. En efecto, si de todos los datos para fluidos correspondientes a los exponentes críticos tomamos los valores promedio *e.g.* $\beta = 0.350$ y $\delta = 4.45$ como los valores válidos para *cualquier fluido*, entonces la hipótesis de escalamiento afirma que, en unidades apro-

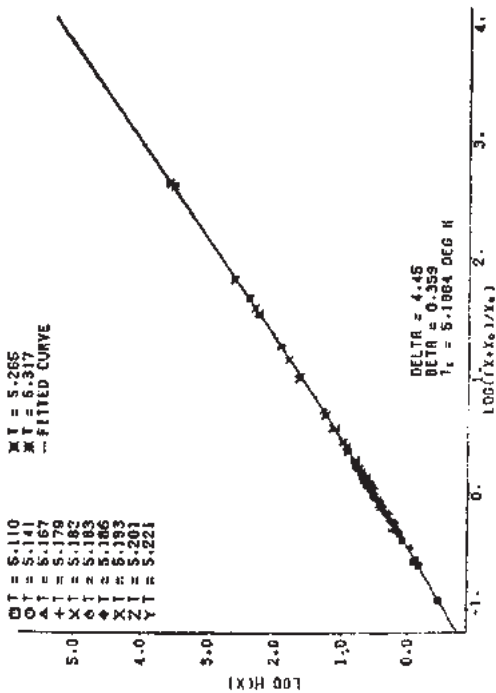


Fig. 8. Isothermas para el He⁴ entre 5.110 K. y 5.221 K. mostrando la validez de la hipótesis de homogeneidad.

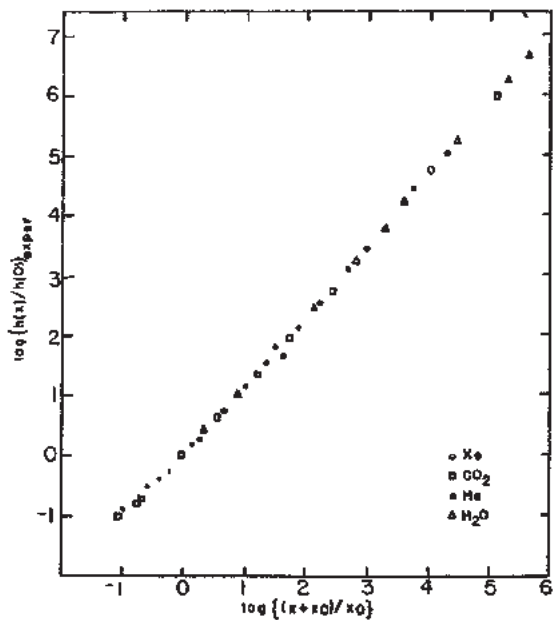


Fig. 9. La ecuación de estado para cuatro sustancias puras exhibe la hipótesis de universalidad.

piadas, la ecuación de estado para todos los fluidos debe ser la misma, esto es, obedecen a un comportamiento universal. Esto está ilustrado en la figura 9 para los cuatro gases CO_2 , H_2O , Xe y He^4 . El resultado no podía ser más halagüeño.

Como hemos señalado en los dos últimos párrafos, la hipótesis de escalamiento es compatible con la propuesta de que, por clases, los sistemas se comportan de manera universal, en la vecindad de puntos críticos.

Sin embargo, subsisten aún dos cuestiones. Primero, ¿qué mecanismos microscópicos son los responsables de que las funciones termodinámicas de estos sistemas obedezcan la hipótesis de escalamiento? Y segundo, ¿existe un comportamiento universal, válido para cualquier sistema, independientemente de la clase a la que pertenezca? En otras palabras, si una substancia se aproxima a un punto crítico, ¿su comportamiento será el mismo, sea un fluido, un ferromagneto, un superconductor o lo que sea?

En el año de 1971, Kenneth Wilson, de la Universidad de Cornell, propuso una teoría, llamada “grupo de renormalización”, mediante la cual es posible fundamentar microscópicamente la hipótesis de escalamiento y que, por otra

parte, parece arrojar una respuesta afirmativa a la segunda pregunta, por lo menos para ciertas clases de sistemas.

No es éste el lugar para intentar describir, ni siquiera en forma somera, las ideas básicas que sirven de punto de partida para esta teoría. Su éxito ha sido a tal grado espectacular que en la actualidad se puede afirmar, casi sin temor a equivocarse, que el problema de unificar bajo un solo esquema la universalidad para las propiedades estáticas de sistemas que exhiben estructura regular (*e.g.* sólidos) en la vecindad de puntos críticos está totalmente resuelto. El caso de fluidos, que hasta ahora han sido modelados a través de estructuras muy semejantes a las de los sólidos, parece tener todavía dificultades. En efecto, el año pasado el experimento parecía no estar de acuerdo con el principio de universalidad. A partir de un análisis riguroso de los experimentos más significativos realizados en fluidos, J. V. Sengers y J. M. H. Levelt-Sengers mostraron que las diferencias entre los exponentes críticos calculados y medidos, eran lo suficientemente grandes para constituir un obstáculo serio en la aceptación de dicho principio.

Entre 1976 y 1977 se llevaron a cabo tres experimentos significativos en diferentes subs-

tancias en la fase líquida con objeto de dilucidar los puntos mencionados en el párrafo anterior. Estos experimentos, cuya precisión alcanzó a controlar la temperatura hasta una millonésima de grado con respecto a la temperatura del punto crítico, fueron realizados por J. V. Sengers *et al.* en la Universidad de Maryland, y por Sandra Greer y R. Hocken y M. Moldever en el National Bureau of Standards, e indican que las diferencias entre los valores de los exponentes críticos tienden a reducirse. Así, parece haber suficiente evidencia experimental apoyando el principio de la universalidad.

Desde el punto de vista teórico subsiste, a mi juicio, el problema de cómo visualizar un fluido comportándose a la manera de un sólido con estructura regular en la vecindad de dichos puntos. También hay otros problemas que resolver, algunos detalles más finos en el caso estático y otros que no he tocado en esta plática, referentes a cómo explicar el comportamiento anómalo de propiedades dinámicas (dependientes del tiempo) en la vecindad de puntos críticos. Esta área está, por decirlo así, en pañales. Pero todo parece indicar que estamos en el camino adecuado para lograr la solución de estas incógnitas e, inclusive, el de extender la aplicación de esta teoría a otros dominios de

la física, e.g. turbulencia, teoría del campo, electrodinámica cuántica, etc.

El campo de los puntos críticos continuará siendo uno de efervescente actividad en el futuro próximo, y es muy probable que nos presente soluciones espectaculares y novedosas de muchos de estos problemas que por más de cien años han desafiado a las mentes más brillantes de la ciencia.

No obstante, surgirán nuevas ideas y se discutirán nuevas cuestiones, constituyendo todo esto un proceso interminable, pero que ciertamente lo podemos identificar como una forma de progreso.

BIBLIOGRAFÍA

- L. García-Colín Scherer, *Introducción a la Termodinámica clásica*, 2ª Ed., México, Editorial Trillas, 1972.
- H. Eugene Stanley, *Introduction to Phase Transitions and Critical Phenomena*, Oxford University Press, 1971.
- J. M. H. Levelt Sengers, *Ind. Eng. Chem. Fundamentals*, Vol. 9, No. 3, 470 (1970).
- B. L. Smith; *Contemporary Physics*, Vol. 10, No. 4, 305 (1969).

- J. M. H. Levelt-Sengers, *Physica*, Vol. 73, 73 (1974).
- J. M. H. Levelt-Sengers, *Physica*; Vol. 82A, 319 (1976).
- Arthur L. Robinson, *Science*, Vol. 196, 861 (1977).
- R. F. Chang, H. Burstyn, J. N. Sengers & A. J. Bray, *Phys. Rev. Letters*, **31**, 1481 (1976).
- R. Hocken & M. R. Moldover, *Phys. Rev. Letters* **37**, 29 (1976).
- S. C. Greer, *Phys. Rev.*, **A-14**, 1770 (1976).
- J. V. Sengers & J. M. H. Levelt-Sengers, *Phys. Rev.*, **A-12**, 2622 (1975).
- Ma. S., *Modern Theory of Critical Phenomena*, N. Y., Benjamin, Inc. (1976).

CONTESTACIÓN
POR EL SEÑOR MARCOS MOSHINSKY

Dr. José Ádem, Presidente en turno
de El Colegio Nacional
Distinguidos miembros del Presidium
Sr. Dr. Leopoldo García-Colín Scherer
Señoras y Señores:

Fue una gran satisfacción para mí el recibir de El Colegio Nacional la misión de contestar el discurso de ingreso del Dr. Leopoldo García-Colín Scherer, como nuevo miembro de nuestra institución.

He seguido con gran interés y a lo largo de más de dos décadas la brillante labor que el Dr. García-Colín Scherer ha realizado tanto en el aspecto de la investigación, como en el de la enseñanza y la aplicación de la ciencia. En esta alocución quisiera indicar los aspectos más relevantes de esta labor, así como situarla en el contexto del desarrollo de la rama de la física que cultiva, el de la mecánica estadística.

Empezaré por dar algunos datos sobre la preparación que recibió el Dr. Leopoldo García-Colín, la cual contribuyó en forma fundamental a que alcanzara el nivel que ahora tiene. Nacido en esta capital en 1930 gozó desde su más temprana edad de un ambiente familiar en que se apreciaba a la ciencia y la cultura. Sus estudios secundarios y preparatorios los realizó en la Academia Militar México, los profesionales en el Centro Universitario México y luego en la Universidad Nacional Autónoma. Terminó primero la carrera de Químico, recibiendo el grado correspondiente en 1953, y al año siguiente concluyó los estudios de la carrera de Físico. Ya a esta altura mostró su interés en los problemas que lo ocuparían en el futuro, al discutir en su tesis profesional las propiedades termodinámicas de las moléculas de deuterio y de hidruro-deuterio. Esta tesis la realizó bajo la dirección de ese brillante físico que fue Alejandro Medina.

En 1956 sale Leopoldo García-Colín hacia la Universidad de Maryland atraído por la personalidad de Elliot Montroll, entonces profesor en la misma y uno de los más brillantes investigadores en Mecánica Estadística y ramas afines de la época actual. El entusiasmo y capacidad que puso en sus estudios puede medirse por el hecho de que recibió el premio del mejor estu-

diante graduado de física de dicha universidad en 1956-57 y por los puestos de ayudante de profesor e investigador que ocupó en el curso de sus estudios.

En 1959 recibe García-Colín su grado de Doctor en Filosofía, rama física, de la Universidad de Maryland, con una tesis que versa sobre propiedades del superfluido helio a través de un modelo de esferas rígidas. De inmediato se le otorgó por un año el puesto de investigador asociado del Instituto de Matemáticas Aplicadas y Dinámica de Fluidos de la Universidad de Maryland, para que continuara el trabajo iniciado en su tesis. En el año de 1960 regresa a México.

Al llegar a este punto conviene analizar separadamente la labor que el Dr. García-Colín realizó posteriormente en el campo de la investigación, de la enseñanza y de la aplicación de la ciencia. Empecemos por la primera. Para un auditorio no especializado en Física, como lo constituye gran parte del presente, la palabra mecánica estadística quizás tenga connotaciones un poco cabalísticas aunque los conceptos detrás de ellas sean sencillos. La mecánica como ciencia nace con Newton y su propósito es establecer las leyes del movimiento de partículas con masa bajo la acción de diferentes tipos de fuerza. Su primera, y quizás más importe apli-

cación fue la de describir el movimiento de planetas y satélites y de allí llevar a la comprensión de algunos de los fenómenos que observamos en el cielo. Pero en estos problemas se habló de una o de dos partículas y sólo en forma muy limitada de sistemas de un número mayor, aunque siempre pequeño, de las mismas.

En la época de Newton nadie pensó en aplicar en las leyes de la mecánica a los átomos de un gas para, por ejemplo, derivar la ecuación de estado del gas ideal que ya se conocía por los trabajos de Boyle y otros. De hecho ni siquiera se apreciaba la magnitud del problema ya que un gramo de un elemento cualquiera contiene del orden de 10^{23} átomos. Se necesitó hasta fines del siglo XIX, para que hombres como Maxwell, Boltzmann, Gibbs, etc., indicaran cómo de las leyes de la mecánica se podía obtener información más completa sobre lo que antes se conocía sólo parcialmente con la ayuda de la termodinámica.

Es en el campo de la mecánica estadística donde se desarrolla la parte medular de la labor científica del Dr. García-Colín. Sus trabajos sobre teoría cinética de gases densos, realizados con varios colaboradores nacionales y extranjeros, entre los que se destaca el Profesor Melville Green, determinan la generalización apropiada

de la ecuación de Boltzmann para los mismos, logrando obtener expresiones explícitas para coeficientes de transporte que provienen de colisiones triples o de efectos no locales de colisiones binarias.

En la teoría de relajación química el Dr. García-Colín y sus colaboradores mostraron, por vez primera, que en el proceso de medir el tiempo de relajamiento en reacciones químicas, a partir de las cuales se miden las constantes de la reacción, *no* se pueden despreciar los efectos que provienen de la interacción del tensor de los esfuerzos del fluido con variables químicas tales como la afinidad.

En la formulación de los procesos irreversibles en sistemas de muchos cuerpos vía ecuaciones de Langevin generalizadas mostró la estructura general de estas ecuaciones y su obtención a partir de primeros principios. Entre otras muchas conclusiones, está ya cerca de una deducción microscópica de las ecuaciones de Navier Stokes de la hidrodinámica clásica incluyendo los términos fluctuantes que fueron postulados fenomenológicamente por Landau Lifshitz.

Las observaciones anteriores sólo dan una idea muy someta de la amplia labor científica realizada por el Dr. García-Colín en más de cin-

cuenta publicaciones. El aprecio que se le tiene entre los especialistas de su ramo puede medirse por el hecho que se le invitó en 1976 a ocupar la cátedra “J. D. van der Waals” en la Universidad de Amsterdam, honor que han recibido sólo un número muy pequeño de investigadores del mundo que trabajan en el campo de la mecánica estadística y ramas afines. Por otro lado, la personalidad del Dr. García-Colín ha sido factor relevante en el éxito de los congresos internacionales de invierno sobre mecánica estadística que se realizan desde hace varios años en Oaxtepec.

La limitación de tiempo me obliga a pasar a otros de los campos de actividad del Dr. García-Colín. Su labor docente se inicia en 1961 como profesor del Instituto Politécnico Nacional, para luego continuar en los años de 1964 y 1965 en la Escuela de Física y Matemáticas de la Universidad Autónoma de Puebla. Esta última actividad la realizó en colaboración con un brillante grupo de físicos en lo que fue quizás el esfuerzo mejor planeado para llevar la docencia y la investigación en ciencias exactas a la provincia. Si este esfuerzo no tuvo el resultado esperado, fue en gran parte por luchas de tipo político, de las que debería de protegerse a las universidades si se desea que éstas contribuyan al progreso del país.

A partir de 1967 en la Facultad de Ciencias de la UNAM y de 1974 en el Departamento de Física y Química de la UAM-Iztapalapa, el Dr. García-Colín ha formado un muy importante grupo de físicos en el campo de la física estadística, termofísica y ramas afines, que actualmente realiza investigaciones de primera calidad. De esta labor de docencia ha salido un texto de Termodinámica clásica, actualmente en su segunda edición, que ha contribuido a elevar considerablemente el nivel de enseñanza de esa materia en México.

Pero el Dr. García-Colín no sólo ha sido un prominente investigador y profesor, sino también un gran promotor de la aplicación de la ciencia a la industria. De 1967 a 1974 ocupó el cargo de Subdirector de la Rama de Investigación Científica Aplicada del Instituto Mexicano del Petróleo. En dicha organización, que a partir de 1972 se denominó Subdirección de Investigación Básica y de Procesos, trabajaron más de 120 técnicos y científicos entre físicos, químicos, y matemáticos. Se atacaron muchos problemas de catálisis con aplicaciones a refinación y petroquímica que se explotan comercialmente. Se instaló el primer laboratorio de Termofísica del país para hacer mediciones de propiedades termodinámicas que anteriormente sólo podían hacerse en el extran-

jero y que eran de gran importancia en muchos procesos petroquímicos. Se logró establecer una interacción clara y útil entre técnicas avanzadas de Física Molecular, Química Cuántica, Mecánica Estadística, etc., con problemas de carácter tecnológico que se presentaban en la industria petrolera. Se estableció también un grupo de investigación en Polímeros y se desarrollaron técnicas de cómputo sofisticadas para atacar diversos problemas científicos y tecnológicos.

Habiendo establecido y desarrollado este centro de investigación en el Instituto Mexicano del Petróleo, el Dr. García-Colín decidió retornar en 1974 a la vida académica en el puesto de Jefe del Departamento de Física y Química de la UAM-Iztapalapa. En ella, además de sus investigaciones particulares, supervisa la labor de más de 50 físicos y químicos que realizan investigaciones en Física y Química de Superficies, Química Inorgánica, Química Teórica, Física de Macro-moléculas, etc.

La amplia actividad desarrollada por el Dr. García-Colín en investigación pura, en docencia y en aplicaciones de la ciencia, hace que sea un motivo de satisfacción para El Colegio Nacional, que el día de hoy pase a formar parte de los miembros del mismo.

Muchas gracias.

ÍNDICE

Salutación	
por el doctor José Ádem,	
Presidente en turno.....	7
Ideas modernas sobre	
la transición líquido-gas.....	11
Contestación	
por el señor Marcos Moshinsky.....	63

Se terminó de imprimir el 29 de noviembre de 2013 en los talleres de Impresos Chávez de la Cruz, S. A. de C. V., Valdivia 31, Col. Ma. del Carmen, C. P. 03540, México, D. F. Tel. 5539 5108. En su composición se usó el tipo Garamond de 10.5:12.5, 9.5:12.5 y 8.5:10.5 puntos. La edición consta de 1000 ejemplares. Captura de textos: Ma. Elena Pablo Jaimes; composición: Rebeca Rodríguez Jaimes y Laura Eugenia Chávez Doria.
Editor: Hildebrando Jaimes Acuña.