

Unidad 10: Flujo en medios porosos saturados

Introducción

La ecuación de conservación de la masa para este caso se tiene tomando $s=1$ (medio saturado). De esta manera, la Ec. (5.30) se reduce a:

$$\rho(\alpha+n\beta)\frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{q}) = 0 \quad . \quad (10.1)$$

Acuíferos confinados

Para compatibilizar el balance de masa con la ecuación de Darcy, reescribimos la Ec. (10.1) en términos de la presión piezométrica o carga hidráulica (ver Ec. (5.4)):

$$S \frac{\partial h}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{q}) = 0 \quad , \quad (10.2)$$

donde,

$$S = \rho^2 g (\alpha + n\beta) \quad (10.3)$$

es el almacenamiento específico. Esta es una propiedad del acuífero, en general muy difícil de evaluar dado que depende de la compresibilidad de la matriz porosa, α , que es un parámetro usualmente desconocido. Si se desprecia la compresibilidad del agua ($\rho=cte.$ y $\beta=0$), tenemos que:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{q} + S_0 \frac{\partial h}{\partial t} = 0 \quad , \quad (10.3)$$

donde $S_0 = \rho g \alpha$. y tiene unidades de inversa de longitud. Introduciendo la ley de Darcy obtenemos:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial h}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial h}{\partial z} \right) = S_0 \frac{\partial h}{\partial t} \quad . \quad (10.4).$$

Si el medio es homogéneo e isótropo ($K_x = K_y = K_z = K$), obtenemos una ecuación para h en la forma:

$$\nabla^2 h = \frac{S_0}{K} \frac{\partial h}{\partial t} \quad , \quad (10.5)$$

que es una ecuación de difusión lineal. Nótese que si el flujo es estacionario, entonces h obedece la conocida ecuación de Laplace: $\nabla^2 h = 0$.

Como veremos más adelante, es conveniente tener una ecuación diferencial para h que incorpore las condiciones de contorno en el borde superior del acuífero. Esto puede hacerse integrando la Ec.(10.5) respecto de z , entre el fondo ($z=z_1$) y el techo ($z=z_2$) del acuífero; así, obtenemos:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(T_x \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(T_y \frac{\partial h}{\partial y} \right) = S \frac{\partial h}{\partial t} - R \quad , \quad (10.6)$$

donde R es la recarga en la superficie freática¹,

¹ Aquí hemos considerado que el fondo del acuífero es impermeable, i.e. $q_z(z_1)=0$.

$$R = -K_z \left. \frac{\partial h}{\partial z} \right|_{z_1}^{z_2} = q_z(z_2) \quad , \quad (10.7)$$

S es el coeficiente (adimensional) de almacenamiento,

$$S = \int_{z_1}^{z_2} S_0(z) dz \quad , \quad (10.8)$$

y T_i ($i=x,y$) es la transmisividad,

$$T_i = \int_{z_1}^{z_2} K_i(z) dz \quad . \quad (10.9)$$

Si la permeabilidad es constante (acuífero homogéneo), $T_i = bK_i$, donde $b = z_2 - z_1$ es el espesor del acuífero. Si además, el acuífero es isótropo ($T_x = T_y = T$), tenemos:

$$\nabla_{xy}^2 h = \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} = \frac{S}{T} \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{R}{T} \quad , \quad (10.10)$$

donde el operador ∇_{xy}^2 es el Laplaciano en el plano xy .

Esta es la ecuación fundamental para el flujo en acuíferos confinados homogéneos e isótropos. Permite obtener la carga hidráulica dentro del mismo en función de sólo dos parámetros característicos, a saber: el coeficiente de almacenamiento S , y su transmisividad horizontal T . La recarga, en general, es una función del tiempo y/o del espacio, i.e. $R = R(x,y,t)$, puesto que depende de la infiltración en las capas superiores del suelo.

Acuíferos no confinados

El problema de los acuíferos no confinados es algo más complicado debido a la presencia de una superficie libre. Si bien la Eq. (10.5) es aún válida en las regiones completamente saturadas del flujo (por debajo de la superficie libre), ésta debe ser resuelta en un dominio con una frontera desconocida: la forma de la superficie freática. La condición de contorno en la interfase aire-agua es de presión constante e igual a la presión atmosférica. También debe incluir el eventual ingreso de agua debido a la recarga del acuífero por infiltración.

Una aproximación alternativa a este problema es integrar las ecuaciones en la dirección vertical y tratar sólo con un sistema bidimensional, asumiendo un flujo básicamente horizontal. Esta es la llamada aproximación de **Dupuit-Forchheimer**.

Las hipótesis básicas de esta aproximación pueden enumerarse de la siguiente manera:

- 1) $\partial h / \partial x, \partial h / \partial y \ll 1$: La pendiente de la capa freática es pequeña.
- 2) $q_z \ll q_x, q_y$: El flujo es prácticamente horizontal.
- 3) $\partial q_x / \partial z = \partial q_y / \partial z = 0$: El flujo horizontal es independiente de la profundidad.
- 4) $K_x, K_y \neq f(z)$: Las permeabilidades horizontales no dependen de la profundidad.
- 5) $\rho = cte.$: El agua se considera incompresible

Siguiendo estas aproximaciones, la Ec. (5.18) sobre un elemento alargado de base $\Delta x \Delta y$ y altura H (es decir con $\Delta V = H \Delta x \Delta y$), da:

$$-\left[\frac{\partial}{\partial x} (q_x H) + \frac{\partial}{\partial y} (q_y H) \right] \Delta x \Delta y + R \Delta x \Delta y = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \Delta M}{\partial t} \quad , \quad (10.11)$$

donde se ha agregado un término fuente, siendo R es la tasa de recarga del acuífero. Teniendo en cuenta que la masa de agua es $\Delta M = n \Delta V$, el lado derecho de la ecuación se escribe como:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \Delta M}{\partial t} = \Delta x \Delta y \left(n \frac{\partial H}{\partial t} + H \frac{\partial n}{\partial t} \right) . \quad (10.12)$$

El primer término señala la variación de la masa debido a subidas o bajadas del nivel de la capa freática. El segundo indica variaciones de ΔM debidas a cambios en la porosidad por deformación de la matriz porosa. Usualmente, este segundo término es varios órdenes de magnitud menor que el primero, y se lo desprecia.

Reemplazando la ley de Darcy para medios isótropos y homogéneos,

$$(q_x, q_y) = -K \left(\frac{\partial h}{\partial x}, \frac{\partial h}{\partial y} \right),$$

y la Ec. (10.12) en la Ec. (10.11) obtenemos:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(h \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(h \frac{\partial h}{\partial y} \right) + \frac{R}{K} = \frac{n}{K} \frac{\partial h}{\partial t} . \quad (10.13)$$

Aquí, hemos puesto $H=h$ ya que elegimos el fondo del acuífero ($z=0$) como nivel de referencia para definir la carga hidráulica h . Esta ecuación también puede escribirse de manera más compacta en la forma,

$$\frac{1}{2} \nabla^2 h^2 = \frac{n}{K} \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{R}{K} , \quad (10.14)$$

donde se observa que la ecuación para acuíferos no confinados es una ecuación del tipo difusivo *no lineal* con un término fuente. La no-linealidad de la Ec. (10.14) se debe a la presencia de la superficie libre como límite del dominio de solución, y representa una fuerte dificultad para su resolución. Esto constituye una importante diferencia respecto de los acuíferos confinados. Si el flujo es estacionario, entonces se tiene una ecuación de Poisson para el campo potencial h^2 :

$$\frac{1}{2} \nabla^2 h^2 = -\frac{R}{K} . \quad (10.15)$$

Dado que los apartamientos de la altura de la superficie freática $h(x,y,t)$ respecto de su valor medio h_0 son pequeños, podemos escribir:

$$h(x, y, t) = h_0 + h_1(x, y, t) , \quad (10.16)$$

con $h_1 \ll h_0$. Luego, reemplazando en la Ec. (10.14) y despreciando los términos cuadráticos en h_1 , tenemos que:

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{n}{K h_0} \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{R}{K} , \quad (10.17)$$

con $\phi = h^2/2$. De esta manera, obtenemos una ecuación lineal para el potencial de carga ϕ que describe el flujo en un acuífero no confinado. Nótese que en esta aproximación, la Ec. (10.17) es matemáticamente idéntica a la Ec. (10.10), que describe al acuífero confinado. La ecuación general a resolver es entonces:

$$\nabla_{xy}^2 \phi = C_1 \frac{\partial \phi}{\partial t} - C_2 , \quad (10.18)$$

donde,

$$\phi = \frac{h^2}{2}, \quad C_1 = \frac{n}{K h_0}, \quad C_2 = \frac{R}{K}, \quad (10.19)$$

para acuíferos no confinados, y

$$\varphi = h, \quad C_1 = \frac{S}{T}, \quad C_2 = \frac{R}{T}, \quad (10.20)$$

para acuíferos confinados. Por lo tanto, la solución de un problema para un tipo de acuífero, puede trasladarse *mutatis mutandis* al otro tipo de acuífero.

Para estudiar la hidráulica de pozos, es necesario emplear coordenadas cilíndricas (r, θ) , de modo que:

$$\nabla_{xy}^2 = \nabla_{r\theta}^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \quad (10.21)$$

El término fuente (o sumidero) R puede usarse para representar bombeo, recarga o infiltración a través del borde superior del acuífero. Esta última condición generalmente se refiere a acuitardas como una o más capas confinantes. La infiltración vertical a través de un substrato semi-impermeable (acuiclud o ocuitarda) puede aproximarse mediante:

$$R = \frac{K_v}{B} (H_0 - h) \quad (10.22)$$

donde K_v es la permeabilidad vertical de la acuitarda, B es el espesor del substrato, H_0 es una carga hidráulica constante impuesta externamente sobre el substrato. Se supone que la acuitarda no puede almacenar ni liberar agua en respuesta a cambios de presión interna.

Hidráulica de pozos

En esta sección estudiaremos el comportamiento de pozos, en general desde un punto de vista algo idealizado. Las hipótesis incluyen isotropía, homogeneidad y penetración completa del pozo en el acuífero. Si bien estas simplificaciones son algo restrictivas, no le quitan utilidad práctica a los resultados así obtenidos. Como veremos, el comportamiento de los pozos proveerá métodos para estimar los parámetros agregados que caracterizan al acuífero. Por lo tanto, los pozos no son sólo una forma de extraer o agregar agua a un acuífero, sino que también son instrumentos para caracterizar hidráulicamente la conformación geológica del medio poroso que contiene las aguas subterráneas.

Solución estacionaria en un acuífero confinado

Supongamos que un acuífero de profundidad b está siendo bombeado a un caudal constante Q . Después de algún tiempo de bombeo relativamente largo, el flujo tenderá a una conformación estacionaria y la forma de la superficie freática será la de un cono de depresión radialmente simétrico.² En el borde del pozo de radio r_w , el nivel del agua coincide con la altura (o carga) piezométrica, h_w . Esto no es estrictamente cierto en la práctica, sino que dicho nivel es algo menor que h_w , y el radio efectivo del pozo algo mayor que r_w . Esto se debe a las pérdidas de energía debidas al empaquetamiento de grava y mallado que normalmente se ubican alrededor de los pozos de bombeo. También asumiremos que el flujo es básicamente horizontal, tal como lo son los substratos confinantes.

Bajo estas hipótesis, $R = \partial h / \partial t = \partial h / \partial \theta = 0$, y de las Ecs.(10.10) y (10.20), obtenemos

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial h}{\partial r} \right) = 0 \quad (10.23)$$

Integrando dos veces, y tomando $h(r_w) = h_w$, tenemos:

² En realidad, como veremos más adelante, el flujo no es estrictamente estacionario y el cono continúa expandiéndose muy lentamente alejándose del pozo.

$$h(r) = (h_i - h_w) \frac{\ln(r/r_w)}{\ln(r_i/r_w)} + h_w \quad , \quad (10.24)$$

donde r_i es la coordenada de un punto de observación y h_i es la carga hidráulica en dicho punto. (Generalmente, se construyen pozos adicionales a cierta distancia del pozo principal para controlar el nivel de la superficie freática). Usando la ecuación de Darcy, el flujo a través de un cilindro concéntrico con el pozo viene dado por,

$$Q = -2\pi r b K \frac{\partial h}{\partial r} \quad , \quad (10.25)$$

donde la descarga dentro del pozo se define con signo negativo. Reemplazando aquí la Ec. (10.24), tenemos

$$Q = 2\pi T \frac{h_i - h_w}{\ln(r_i/r_w)} \quad , \quad (10.26)$$

donde $T = Kb$ es la transmisividad.

Nótese que si se conoce el caudal de bombeo Q y el nivel de agua h_i en un pozo de observación a una distancia r_i , entonces la Ec. (10.26) permite obtener el valor de la transmisividad T del acuífero. Esta forma de estimación de los parámetros se denomina *problema inverso*. Debe notarse también que la hipótesis de flujo estacionario no es del todo correcta, puesto que la solución en la Ec. (10.24) predice $h \rightarrow \infty$ para $r \rightarrow \infty$. De todos modos, la Ec. (50) conduce a valores razonables de T .

Solución estacionaria en un acuífero no confinado

En esta caso, teniendo en cuenta lo dicho acerca de la Ec. (10.19), debemos resolver las mismas ecuaciones que en el caso anterior, pero para $\phi = h^2/2$. Nuevamente, la solución estacionaria también constituye una primera aproximación al problema real y, en principio, pueden hacerse las mismas críticas.

Alternativamente, podemos resolver el problema mediante consideraciones físicas y geométricas. Asumiendo que se satisfacen las hipótesis de la aproximación de Dupuit, el flujo a través de cilindros concéntricos que rodean al pozo deben ser iguales entre sí y coincidentes con el caudal de bombeo Q . Para un cilindro de área $A = 2\pi r h$, tenemos:

$$Q = Aq = -2\pi r h K \frac{\partial h}{\partial r} \quad , \quad (10.27)$$

que una vez integrado conduce a:

$$Q = \frac{\pi K (h_2^2 - h_1^2)}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \quad , \quad (10.28)$$

donde los subíndices 1 y 2 se refieren a dos pozos de observación. Esta ecuación puede resolverse ahora para la conductividad hidráulica K en función de Q y los parámetros observados en estos pozos.

Flujo no estacionario en pozos

Consideraremos aquí el estudio de la solución dependiente del tiempo, tanto para acuíferos confinados como no confinados, asumiendo recarga nula ($R=0$). Entonces, la ecuación de gobierno es (ver Ec. (10.19)):

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) = C_1 \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (10.27)$$

Para fijar ideas, tomemos el caso del acuífero confinado de modo que $\phi=h$. Buscaremos aquí una solución que sea válida para tiempos mucho mayores que el momento en que el pozo comenzó a funcionar, es decir no pretendemos describir el transitorio inicial, sino que nos enfocamos en el comportamiento del flujo después de que el bombeo ha establecido un régimen dado con $Q=cte$. Además, tampoco nos interesará describir el flujo en las proximidades del pozo, esto es para radios del orden de r_w . Por el contrario, estamos interesados en el flujo para $r \gg r_w$.

Puesto que el acuífero posee una profundidad (o espesor) h_0 , entonces debe ser: $h = h_0 f(r,t)$, donde f es una función adimensional. Como tal, debe depender de parámetros adimensionales y debe poder expresarse como $f(r/r_0, t/t_0)$, donde r_0 y t_0 son un radio y un tiempo característico del problema. Sin embargo, en vista de nuestras aproximaciones anteriores nuestro problema no posee tales valores típicos³. Esto implica que r y t no puedan entrar de manera separada como argumentos de f , sino a través de una única combinación adimensional que involucre a ambos. A menos de constantes o exponentes arbitrarios, dicha combinación puede escribirse como:

$$\xi = \frac{r^\alpha}{\beta t} \quad (10.28)$$

donde α es una constante y β es un parámetro dimensional (con dimensiones de longitud elevada a la α , sobre dimensiones de tiempo). Si nuestros argumentos son correctos, ambos deben quedar determinados por la solución. Luego, la solución debe ser de la forma:

$$h = h_0 f(\xi) \quad (10.29)$$

Reemplazando en la Ec. (10.27) con $C_1=S/T$, tenemos que:

$$(\xi f')' + \left(\frac{Sr^2}{\alpha^2 Tt} \right) f' = 0 \quad (10.30)$$

donde podemos elegir,

$$\xi = \frac{Sr^2}{\alpha^2 Tt} \quad (10.31)$$

de modo que, en virtud de la Ec. (10.28), resulta $\alpha=2$ y $\beta=T/4S$. Luego, queda la siguiente ecuación diferencial a resolver:

$$(\xi f')' + \xi f' = 0 \quad (10.32)$$

con

$$\xi = \frac{S}{4T} \frac{r^2}{t} \quad (10.33)$$

Nótese que este análisis ha reducido la ecuación diferencial *parcial* original (Ec. (10.27)), en una ecuación diferencial *ordinaria* (Ec. (10.32)), lo que facilita notablemente la resolución del problema.

Tomando como condición de contorno $h(r=\infty)=h_0$ (condición que no satisfacen las soluciones estacionarias), una primera integración de la Ec. (10.32) conduce a:

$$h = h_0 [1 - AW(\xi)] \quad (10.34)$$

³ En realidad, tenemos que $r_0 \rightarrow 0$ y $t_0 \rightarrow \infty$.

donde A es una constante y,

$$W(\xi) = \int_{\xi}^{\infty} \frac{e^{-u}}{u} du \quad (10.35)$$

es la denominada *función de pozo* ('well function'). Esta función se encuentra tabulada, y su desarrollo en serie para $\xi \ll 1$ es:

$$W(\xi) = -0.577216 - \ln \xi - \frac{\xi^2}{2 \times 2!} + \frac{\xi^3}{3 \times 3!} + \dots \quad (10.36)$$

Para calcular A , debemos imponer el valor del caudal de bombeo Q , el cual viene dado por:

$$Q = 2\pi bKr \frac{\partial h}{\partial r} \quad (10.37)$$

en el límite $r \rightarrow 0$.⁴ Reemplazando aquí la Ec. (10.34), tenemos que $A = Q/4\pi T h_0$, y entonces la solución viene dada por:

$$s = h_0 - h = \frac{Q}{4\pi T} W(\xi) \quad (10.38)$$

la cual se conoce como solución de *Theis*. Aquí, s señala la caída de nivel (o depresión) de la capa freática que se tiene a una cierta distancia r del pozo después de un tiempo t de haber estado funcionando el bombeo.

Esta solución es muy útil para resolver el problema inverso y calcular la transmisividad T de un pozo. Supongamos disponer de las observaciones en dos pozos de prueba situados a distancias r_1 y r_2 del pozo de bombeo ($r=0$). Entonces, la diferencia entre las mediciones de caída de nivel s_1 y s_2 , puede escribirse como:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \frac{Q}{4\pi T} [W(\xi_2) - W(\xi_1)] \simeq \frac{Q}{4\pi T} \ln \left(\frac{\xi_1}{\xi_2} \right) = \frac{Q}{4\pi T} \ln \left(\frac{r_1^2 t_2}{r_2^2 t_1} \right) \quad (10.39)$$

Consideramos, por ahora, las mediciones en un solo pozo, esto es $r_1 = r_2 = r$, tal que t_1 sea el tiempo de la primera medición. La representación de las mediciones como Δs vs. t_2 en un gráfico semilogarítmico conduce a una recta de pendiente m , de donde puede obtenerse la transmisividad del acuífero como:

$$T = \frac{Q}{4\pi m} \quad (10.40)$$

Para obtener el coeficiente de almacenamiento S , debemos extrapolar nuestras mediciones a fin de determinar el tiempo t_0 en el cual se alcanza $\Delta s = 0$. En ese punto, la variable ξ viene dada por la Ec. (10.36), en la forma $\ln \xi = -0.577216$, esto es $\xi = 0.5615$. En virtud de la Ec. (10.33), tenemos que S puede obtenerse a partir de:

$$S = 0.5615 \frac{4Tt_0}{r^2} \quad (10.41)$$

De esta manera, vemos cómo el conocimiento de la evolución del nivel de agua en dos pozos de observación permite conocer los parámetros que caracterizan el acuífero: la transmisividad horizontal T y el coeficiente de almacenamiento S .

⁴ El caudal a través de un cilindro concéntrico dado depende de r , pues el problema no es ahora estacionario. De hecho, $Q \rightarrow 0$ para $r \rightarrow \infty$, como debe ser.

Superposición de pozos

Ya hemos discutido sobre la linealidad de las ecuaciones básicas del flujo de aguas subterráneas. La linealidad implica que la distribución del potencial ϕ sobre un acuífero con múltiples pozos (un campo de pozos) debe ser igual a la suma de los potenciales de cada pozo en el campo. Por ejemplo, si N pozos bombeando con caudales Q_i , $i=1, \dots, N$ existen en el campo, entonces las caídas de nivel en un punto dado al tiempo t viene dado por:

$$s(t) = \sum_{i=1}^N s_i(t) = \sum_{i=1}^N \frac{Q_i}{4\pi T} W(\xi_i) \quad , \quad (10.42)$$

donde

$$\xi_i = \frac{S}{4T} \frac{r_i^2}{(t-t_{0i})} \quad . \quad (10.43)$$

Aquí, r_i es la distancia entre la posición del punto de interés y el pozo i , Q_i es el caudal del pozo i , t_{0i} es el tiempo transcurrido desde el comienzo del bombeo del pozo i , y t es el tiempo desde la primera actividad de bombeo en el campo.

Pozo de caudal variable

La linealidad también permite el uso de la ecuación de Theis para encontrar la respuesta de un pozo con caudal de bombeo variable, $Q(t)$. La tasa de bombeo variable se substituye por una función constante a tramos (cuanto más tramos se utilicen mejor será la representación de $Q(t)$):

$$Q(t) = Q_i, \quad t_{i-1} < t < t_i, \quad i = 1, 2, \dots \quad . \quad (10.44)$$

con $t_0 = Q_0 = 0$. En virtud de la linealidad, la respuesta del acuífero hasta el tiempo t_1 corresponde a un pozo bombeando con caudal Q_1 . Al tiempo t_2 , la respuesta es la suma de un pozo bombeando con Q_1 más un pozo bombeando con $Q_2 - Q_1$. En general, la caída de nivel al tiempo t será,

$$s(t) = \sum_{i=1}^n \frac{Q_i - Q_{i-1}}{4\pi T} W(\xi_i) \quad , \quad (10.45)$$

donde

$$\xi_i = \frac{S}{4T} \frac{r_i^2}{(t-t_{i-1})} \quad . \quad (10.46)$$

De esta manera, la hipótesis de linealidad permite extender la potencialidad de la solución de Theis.

Método de imágenes

Este método permite construir soluciones a problemas con difíciles condiciones de contorno sumando soluciones de problemas más sencillos (alguno de ellos con pozos imaginarios). La validez de este método se basa en la unicidad de la solución de la ecuación de Laplace para dadas condiciones de contorno. Luego, si uno encuentra una solución que satisfaga dicha ecuación y las condiciones de contorno, podemos estar seguros de que ésta es la única solución del problema.

Veremos aquí dos situaciones clásicas:

Río interceptando un acuífero: El río impone la condición de contorno de carga hidráulica constante en, digamos, $x=0$. Sin el río, el cono de depresión del pozo real tendría el aspecto de la línea de rayas inferior en la Fig. 1. El efecto del río es elevar la altura piezométrica. Este efecto puede lograrse colocando un pozo imagen a una distancia l del otro lado del río. Debe suponerse que este pozo esté recargando el acuífero con el mismo caudal Q que el pozo real. La curva a rayas superior de la figura es el cono de influencia (ahora una elevación en vez de depresión) del pozo imaginario. Sumando ambas soluciones de manera tal que se logre la altura piezométrica apropiada en $x=0$, puede determinarse la distancia l , y así la forma de la solución buscada.

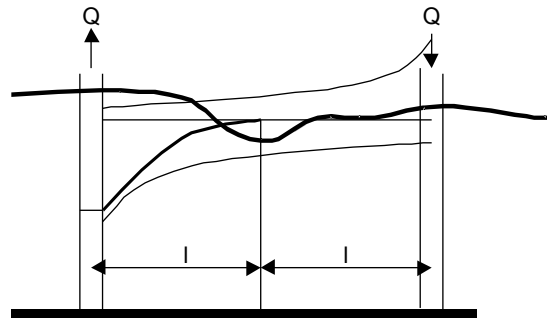


Fig. 1: Esquema del método de imágenes aplicado para resolver el problema de un pozo cercano a un río.

- a) **Frontera impermeable limitando un acuífero:** En el punto $x=0$, se impone la condición de contorno $q_x=0$. En virtud de la ley de Darcy, esto implica que el cono de depresión debe tener pendiente cero ($\partial h/\partial x=0$ en $x=0$). Es de esperar que la altura piezométrica con la frontera sea menor que si ésta no estuviera presente y el cono se extendiera a infinito. Para lograr disminuir la altura en $x=0$, se coloca un pozo imagen a una distancia l del otro lado de la frontera, con el mismo caudal de bombeo Q que el pozo real. Sumando ambas soluciones y requiriendo pendiente nula en $x=0$, puede obtenerse la distancia l , lo que completa la solución buscada.

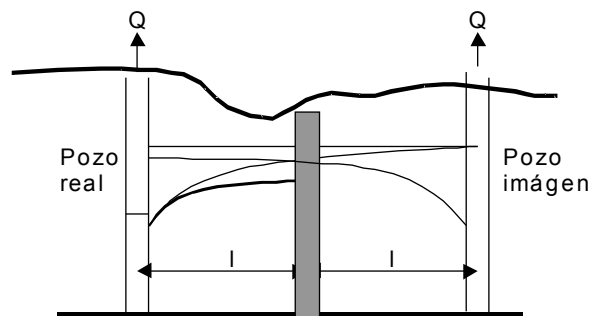


Fig. 2: Esquema del método de imágenes aplicado para resolver el problema de un pozo cercano a una formación geológica impermeable.