

**Zeitschrift:** Wasser Energie Luft = Eau énergie air = Acqua energia aria  
**Herausgeber:** Schweizerischer Wasserwirtschaftsverband  
**Band:** 78 (1986)  
**Heft:** 7-8

**Artikel:** Die rasche Absenkung von Speicherseen  
**Autor:** Hager, Willi H. / Vulliet, Laurent  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-940861>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 05.04.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# Die rasche Absenkung von Speicherseen

Willi H. Hager und Laurent Vulliet

## Zusammenfassung

Anhand einer eindimensionalen Modellrechnung wird der Wasserspiegelverlauf in einem Damm infolge rascher Absenkung des Speichers verfolgt. Die Resultate lassen sich unmittelbar auf praktische Fragestellungen anwenden. Das Berechnungsvorgehen wird anhand eines typischen Beispiels illustriert und durch verfeinerte Methoden überprüft.

## Einleitung

Erddämme müssen statischen, fundationstechnischen, geotechnischen wie auch hydraulischen Forderungen genügen. Neben der stationären Durchsickerungs-Charakteristik hat das Bauwerk zusätzlich *instationäre Belastungsänderungen* infolge rascher Absenkung des Wasserspiegels im Speicher aufzunehmen. Die sich daraus ergebende grössere Unsicherheit bezüglich eines Böschungsbruches ist dabei von speziellem Interesse. Die ersten experimentellen Untersuchungen dieses Phänomens verdanken wir *Zeller* [6], während *Desai et al.* [2] numerisch die zweidimensionale, instationäre Grundwassergleichung lösen. In neuerer Zeit hat sich insbesondere *Thirriot* [5] experimentell mit der raschen Absenkung in Speichern und des daraus resultierenden Wasserspiegelverlaufs im homogenen Damm auseinandergesetzt. Leider sind die Bodenkennwerte nicht vollständig publiziert, weshalb sich seine Resultate mit den nachfolgenden Berechnungen nicht vergleichen lassen.

Vom ingenieurmässigen Standpunkt aus ist insbesondere das eindimensionale Verfahren von *Dvinoff und Harr* [3] erwähnenswert, ergeben sich doch elementare Lösungen, die sich direkt auf konkrete Problemstellungen anwenden lassen. Im folgenden wird versucht, die von ihnen vorgeschlagene Methode zu vereinfachen. Durch Einführung einer typischen Kennzahl  $\alpha$  lässt sich zudem der Bewegungsvorgang sofort charakterisieren.

## Grundgleichungen

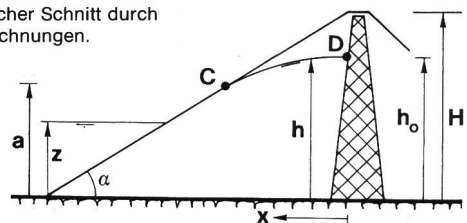
Sind die Variationen von Fliessparametern quer zur Strömungsrichtung bedeutend geringer als längs der Hauptfliessrichtung, so lassen sich die allgemeinen Bewegungsgleichungen der Hydrodynamik genügend genau durch *eindimensionale Ersatzbeziehungen* ausdrücken. Im allgemeinsten Falle entsprechen diese den Gleichungen von *de Saint-Venant*. Sie setzen im wesentlichen uniforme Geschwindigkeits- und hydrostatische Druckverteilung voraus und lauten für ebenen Abfluss [4]

$$n \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(vh) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{1}{g} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{v}{g} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial x} = J_s - J_f \quad (2)$$

mit  $v$  und  $h$  als Fliessgeschwindigkeit und Abflusstiefe,  $x$  und  $t$  als Lagekoordinate und Zeit,  $g$  als Erdbeschleunigung,  $n$  als Porenzahl,  $J_s$  als Sohlgefälle des als dicht angenommenen Untergrundes und  $J_f$  als Reibungsgradient. Die beiden Beziehungen entsprechen der Kontinuitäts- und Impulsgleichung in Fliessrichtung; sie bilden ein System partieller Differentialgleichungen des hyperbolischen Typs für die beiden Unbekannten  $v(x,t)$  und  $h(x,t)$  und lassen

Bild 1. Schematischer Schnitt durch den Damm, Bezeichnungen.



sich unter Angabe von geeigneten Rand- und Anfangsbedingungen lösen.

Bei Grundwasserströmungen sind die Geschwindigkeiten im Vergleich zur kritischen Geschwindigkeit  $v_k = \sqrt{gh}$  klein. Die dynamischen Effekte können somit vernachlässigt werden,  $dv/dt = (\delta v/\delta t + v \delta v/\delta x) \rightarrow 0$ . Weiterhin gilt als Verlustansatz häufig das Gesetz von Darcy

$$v = K \cdot J_f \quad (3)$$

mit  $k = k(x)$  als Durchlässigkeitszahl. Anstelle von Gleichung (2) entsteht somit

$$\frac{\partial h}{\partial x} = - \frac{\partial z}{\partial x} - \frac{v}{K} \quad (4)$$

wobei  $z = z(x,t)$  die undurchlässige Unterschicht bezeichnet mit  $J_s = -\delta z/\delta x$ . Eliminiert man  $v$  in den Gleichungen (1) und (4), so ergibt sich als eindimensionale Bewegungsgleichung von Grundwasserströmungen

$$n \frac{\partial h}{\partial t} = K \left( \frac{\partial z}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial x} \right) \frac{\partial h}{\partial x} + h \frac{\partial K}{\partial x} \left( \frac{\partial z}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial x} \right) + Kh \left( \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \right) \quad (5)$$

Für den Spezialfall eines *homogenen* Mediums mit *horizontalen*, undurchlässiger Schicht vereinfacht sich (5) auf die Gleichung von *Boussinesq*

$$\frac{n}{K} \frac{\partial h}{\partial t} = \left( \frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 + h \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \quad (6)$$

sie entspricht einer nicht-linearen, partiellen Differentialgleichung zweiter Ordnung des parabolischen Typs (Diffusions-Konvektions-Gleichung). Sie ist im allgemeinen nur durch numerische Berechnungsmethoden lösbar. Deshalb soll im folgenden versucht werden, ein einfacheres, ingenieurmässiges Verfahren zu entwickeln. Man beachte, dass sich sowohl Grundwasser-, Druckleitungs- und Freispiegelströmungen anhand derselben Grundgleichungen (1) und (2) beschreiben lassen, wobei die beiden ersten Spezialfälle der letzten darstellen.

## Mittwert-Verfahren

Bild 1 zeigt den Schnitt durch die Oberwasserseite eines durch einen Dichtungskern geschützten Damms mit der wasserseitigen Böschungsneigung  $\alpha$  auf horizontalem, undurchlässigem Grund. Die Dammhöhe beträgt  $H$ , der momentane Speicherwasserspiegel  $z$ . Der Austrittspunkt C des Grundwasserspiegels liegt auf der Höhe  $a$ , während  $h_0$  die maximale, momentane Höhe des Grundwassers bezeichnet (Punkt D). Nach *Harr und Dvinoff* [3] gilt für das durch die Höhe  $(da)$  und die Einheitsbreite ausströmende Volumen

$$dV = n(H-a) \cot \alpha da \quad , \quad H \geq a \quad (7)$$

Falls die Stromlinien nahezu horizontal vorausgesetzt werden gilt nach *Pavlovski* für den Durchfluss  $q$  pro Einheitsbreite [3]

$$q = -K(a-z) \left\{ 1 + \ln \left( \frac{a}{a-z} \right) \right\} \tan \alpha \quad (8)$$

Die Kontinuitätsgleichung, angewandt auf ein Element der Höhe (da), verlangt Massengleichheit, also  $dV = qdt$ , entsprechend

$$n(H-a) \cot \alpha da = -K(a-z) \left\{ 1 + \ln \left( \frac{a}{a-z} \right) \right\} \tan \alpha dt \quad (9)$$

Senkt sich der Speicherwasserspiegel mit konstanter Geschwindigkeit  $v_0$ , so ergibt sich mit den Kenngrößen

$$A = a/H, \quad Z = z/h, \quad T = v_0 t/H \quad (10)$$

anstelle von Gl. (9)

$$A' = -\sigma \frac{(A-Z) \left\{ 1 + \ln \left( \frac{A}{A-Z} \right) \right\}}{1-A} \quad (11)$$

Dabei bedeuten  $A' = dA/dT$  und

$$\sigma = \frac{K \cdot \tan^2 \alpha}{n v_0} \quad (12)$$

$\sigma$  charakterisiert den generellen Verlauf der gesuchten Beziehung  $A = A(T)$ . Da die Parameter  $k$ ,  $n$  und  $\alpha$  meistens in engen Grenzen liegen, kann  $\sigma$  lediglich durch die Absenkgeschwindigkeit  $v_0$  signifikant beeinflusst werden; im allgemeinen gilt jedoch für  $\sigma$  der Wertebereich  $0 < \sigma < \infty$ .

### Lösung der Gleichung (11)

Als ungünstigste Anfangsbedingung muss ein ursprünglich voller Speicher betrachtet werden. Es wird im folgenden deshalb die *Anfangsbedingung*  $A(T=0) = 1$  vorausgesetzt. Mit konstanter Sinkgeschwindigkeit im Speicher gilt demnach

$$\begin{aligned} Z &= 1-T, & 0 \leq T \leq 1, \\ Z &= 0, & T > 1. \end{aligned} \quad (13)$$

Setzt man die Anfangsbedingung  $A(0) = Z(0) = 1$  in Beziehung (11) ein, so entsteht ein *singulärer* Ausdruck. Die numerische Integration lässt sich deshalb nicht initialisieren. Man kann jedoch zeigen, dass im Ausgangspunkt ( $T=0, A=1$ ) näherungsweise Gl. (14) gilt. Die numerische Lösung von Gleichung (11) ist in Bild 2 als  $A(T)$  für verschiedene, typische Werte von  $\sigma$  dargestellt; daraus lässt sich unmittelbar die Austrittshöhe  $a$  in Abhängigkeit der Zeit  $t$  entnehmen. Die gestrichelte Gerade entspricht dabei einem unendlich grossen  $\sigma$ -Wert, für den keine Verzögerungserscheinungen gegenüber dem freien Speicherwasserspiegel eintreten ( $z=a$ ). Hingegen stellt sich für  $\sigma \rightarrow 0$  die Horizontale  $A=1$  entsprechend  $a=H$  ein, das Dammedium ist dann undurchlässig.

$$A = 1 - \frac{\sigma T}{1+\sigma}, \quad T \ll 1 \quad (14)$$

Für  $T > 1$  wird  $Z=0$  nach Gleichung (13)<sub>2</sub>. Die Gleichung des Austrittspunktes ist dann nach Beziehung (11)

$$A' = \frac{-\sigma A}{1-A}, \quad T > 1, \quad (15)$$

wobei sich die zugehörige Anfangsbedingung,  $A(T=1) = A_1$ , aus dem Resultat für  $T=1$  ergibt, siehe Bild 2. Als Lösung folgt

$$T = 1 + \frac{1}{\sigma} \{ A - A_1 + \ln(A_1/A) \}, \quad T > 1 \quad (16)$$

### Diskussion der Resultate

Aus Bild 2 folgt die zeitliche Lage des Austrittspunktes  $a(t)$  in Abhängigkeit des Parameters  $\sigma$ . Nimmt man als typische

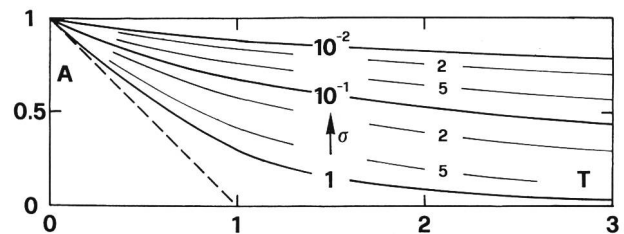


Bild 2. Zeitlicher Verlauf  $A(T)$  des Austrittspunktes C nach Bild 1 für verschiedene, signifikante Verzögerungsparameter  $\sigma$ ; für  $\sigma \rightarrow \infty$  wird  $A=Z$  (gestrichelte Gerade).

Werte  $k = 10^{-5}$  m/s,  $n = 0,3$ ,  $\alpha = 30^\circ$  also  $\tan^2 \alpha = 1/3$  und  $v_0 = 6 \cdot 10^{-5}$  m/s an (Absenkung eines 150 m hohen Speichers innerhalb eines Monats), so entsteht für  $\sigma = 0,19$ . Der Austrittspunkt liegt somit nach der Zeit  $\Delta T = 1,6$ , entsprechend  $\Delta t = 46$  [d] auf halber Höhe  $a = H/2 = 75$  m.

Neben der zeitlich variablen Lage  $a(t)$  muss zusätzlich Punkt D nach Bild 1, also die Höhe  $h_0 = h_0(t)$  bekannt sein, um den ungefähren Verlauf des Wasserspiegels im Damm zu kennen. Diese Information lässt sich nicht mehr wie  $A(T)$  nach Gleichung (11) berechnen. Die Differenz  $(h_0 - a)$  nimmt mit zunehmendem Wert von  $\sigma$  offensichtlich ab. Für die Spezialfälle  $\sigma = 0$  und  $\sigma \rightarrow \infty$  wird dabei  $h_0 = H$  und  $h_0 = a$ . Die quantitative Berechnung des Funktionsverlaufs  $Y_0 = Y_0(T, \sigma)$  mit  $Y_0 = h_0/H$  lässt sich lediglich durch Lösung der Gleichung (6) erzielen. *Dvinoff* und *Harr* [3] haben diese Rechnung durchgeführt; Bild 3 zeigt die entsprechenden Resultate. Vergleicht man die Bilder 2 und 3, so stellt man fest, dass der Wasserspiegel in Punkt D in Bild 1 immer höher oder gleich der Höhe des Austrittspunktes C ist. Nach [3] kann der Kurvenverlauf zwischen den Punkten C und D genügend genau durch eine nach oben gekrümmte Parabel approximiert werden. Diese Lösung wird zudem durch die Gleichung (6) für pseudostationären Fließzustand ( $\delta/\delta t = 0$ ) erzielt.

Mit den Randbedingungen  $h'(h=a) = \tan \alpha$  und  $h(x=0) = h_0$  ergibt sich dann

$$h(x) = \sqrt{h_0^2 - 2a \cdot \tan \alpha \cdot x} \quad (17)$$

wobei  $x=0$  der Lagekoordinate der Dammkrone entspricht und  $x$  in Fließrichtung positiv gezählt wird.

Damit ist das Problem der instationären Sickerströmung im homogenen, ebenen Damm vom hydraulischen Standpunkt aus gelöst. Der Stabilitätsnachweis ist nun bei bekannter Oberfläche, gegebener Damngeometrie und bekannten Bodenkennwerten sowie unter den vorgegebenen Belastungsverhältnissen anhand einer anerkannten Stabilitätsberechnung durchzuführen.

### Beispiel

Man betrachte einen Damm der Höhe  $H = 50$  m,  $\alpha = 25^\circ$ , mit einer Durchlässigkeit nach *Darcy*  $k = 5 \cdot 10^{-3}$  cm/s und einer

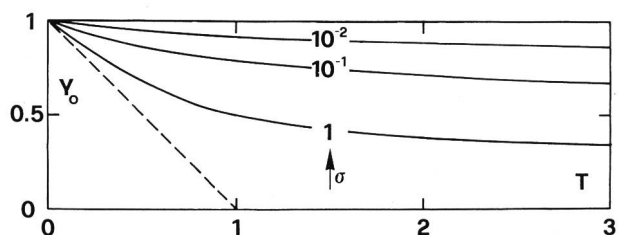


Bild 3. Zeitliche Lage des Punktes D nach Bild 1,  $Y_0(T)$ , mit  $Y_0 = h_0/H$  für verschiedene, typische Werte von  $\sigma$ .

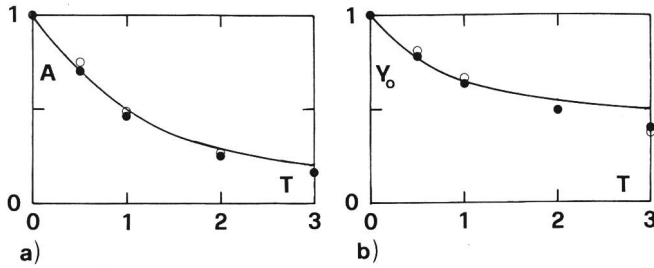


Bild 4. Vergleich der Absenksfunktionen a)  $A(T)$  und b)  $Y_0(T)$  anhand (—) der Bilder 2 und 3, (●) Gl.(6) und (○) Gl. (19).

Porosität  $\bar{n} = 0,55$ . Welcher Strömungsvorgang ist zu erwarten, falls der Speicher innerhalb von 3 Tagen vollständig unter konstanter Sinkgeschwindigkeit entleert wird?

Nach Zeller [7] muss bei instationären Grundwasserströmungen die effektive Porosität  $n$  berücksichtigt werden. Sie hängt (neben anderen, nicht näher untersuchten Einflüssen) insbesondere vom  $k$ -Wert ab und lässt sich durch

$$\frac{n}{K} \frac{\partial h}{\partial t} = h_m \cdot \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \quad (18)$$

darstellen. Somit ergibt sich  $n = 0,26 \cdot 0,55 = 0,15$ .

Die Absenkungsgeschwindigkeit beträgt  $v_0 \cong 50 / (260\,000) = 2 \cdot 10^{-4}$  m/s, also  $\sigma = 5 \cdot 10^{-5} \cdot 0,466^2 / (0,15 \cdot 2 \cdot 10^{-4}) = 0,36$  nach Gleichung (12). Nach Bild 2 werden somit Verzögerungseinflüsse auf die Funktionen  $a(t)$  und  $h_0(t)$  signifikant. Bild 4 zeigt sie als ausgezogene Linien. Gleichzeitig in die Darstellung eingetragen sind Lösungen anhand der Gl. (6) und der zugehörigen, linearisierten Beziehung

$$n = \left\{ \frac{K}{1 + \sqrt{K} + K} \right\}^{1/4} \cdot \bar{n} \quad (19)$$

mit  $h_m$  als mittlere (konstante) Höhe,  $h_m = H/2$ . Die numerischen Resultate sind mit dem finite Elementenprogramm ADINAT [1] erzielt worden. Daraus ist ersichtlich, dass grundsätzlich Übereinstimmung zwischen den drei Berechnungsmodellen herrscht. Jedoch liegen insbesondere für die Funktion  $Y_0(T)$  Abweichungen von der Grössenordnung  $|\Delta Y_0| \leq 0,1$  vor. Die Abweichungen zwischen den Beziehungen (6) und (19) betragen bis zu  $|\Delta Y_0| \leq 0,05$ . Wird somit die Absenkungscharakteristik anhand von numerischen Modellen berechnet, so ist die nicht-lineare Version zu berücksichtigen.

Eine zusätzliche Information über den ebenen Absenkvorgang zeigt Bild 5, in der die freie Oberfläche  $h(x)$ , typische Equipotentiallinien ( $\Delta\Phi = 2$  m) sowie hydraulische Gradienten  $i$  zu verschiedenen Zeiten  $T$  eingetragen sind ( $t^* = 3$  Tage). Insbesondere aus Bild 5a) ist ersichtlich, dass die Strömung während der Anfangsphase nur näherungsweise als horizontal betrachtet werden darf.

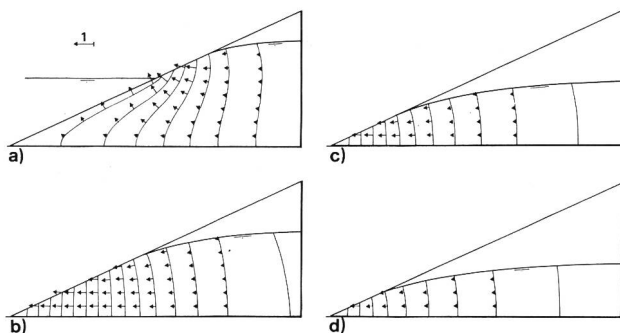


Bild 5. Absenkungscharakteristik für das Beispiel, a)  $T=0,5$ , b)  $T=1$ , c)  $T=2$  und d)  $T=3$ .

## Schlussfolgerungen

Die vorliegende Untersuchung beschäftigt sich mit dem Bewegungsvorgang der freien Oberfläche in einem homogenen, ebenen Damm infolge rascher Absenkung des Speichersees. Anhand eines eindimensionalen Ersatzmodells ergeben sich zufriedenstellende Resultate bezüglich des Austrittspunktes. Die Berechnungsmethode wird durch ein typisches Beispiel erläutert und mit Resultaten genauerer Verfahren verglichen.

### Literaturnachweis

[1] *Bathe, K.J.*, «An automatic dynamic incremental nonlinear analysis of temperature, ADINAT». Report AE81-82, ADINA Engineering, Inc., Waltham, Ma., USA, 1981.

[2] *Desai, C.S., Sherman W.C.*, «Unconfined transient seepage in sloping banks», Proc. ASCE, «J. Soil Mechanics and Foundation Division», Vol. 97, 1971, SM 2, pp. 357-373.

[3] *Dvinoff, A.H., Harr, M.E.*, «Phreatic surface location after drawdown», Proc. ASCE, «J. Soil Mechanics and Foundation Division», Vol. 97, 1971, SM 1, pp. 47-58.

[4] *Mahmood, K., Yevjevich, V.*, «Unsteady flow in open channels», Water Resources Publications, Fort Collins, Col., 1975.

[5] *Thirriot, C.*, «Ecoulement non-permanent de filtration dans les barrages en terre», XI Convegno di Idraulica e costruzioni idrauliche, Genova 25-27, Ottobre 1968, Societa Editrice Riviste Industrie Elettriche, Milano, 1969.

[6] *Zeller, J.*, «Sickerströmungen als Folge von Stauspiegelschwankungen», Mittl. Versuchsanstalt Wasser- und Erdbau, VAWE, Nr. 50, 1960, Sonderdruck «Schw. Bauzeitung», Vol. 79, 1961, Heft 4.

[7] *Zeller, J.*, «The significance of aquifer porosity in non steady seepage flow with free surface», IX<sup>th</sup> IAHR Congress, II/3, 1-10, Belgrade, 1961.

Adressen der Verfasser: Dr. sc. techn. *Willi H. Hager*, Chaire de Constructions Hydrauliques, CCH, und Dr. sc. techn. dipl. Bauing. *Laurant Vulliet*, Laboratoire de Mécanique des Sols, LMS, Département de Génie Civil, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, EPFL, CH-1015 Lausanne.

## Suisse: 40% d'électricité d'origine nucléaire

### Rapport annuel 1985 de l'Association suisse pour l'énergie atomique (ASPEA)

Presque 40% de l'électricité produite en Suisse ont été fournis l'année dernière par les cinq centrales nucléaires du pays dont la production nette, qui s'est élevée à 21,2 milliards de kWh, a augmenté de 22,5% par rapport à 1984. Les centrales nucléaires ont ainsi fourni une contribution déterminante à la sécurité de l'approvisionnement électrique. Malgré une consolidation aussi marquante de la position de l'énergie nucléaire dans les secteurs électrique et économique, l'acceptation de cette énergie a subi, en Suisse également, un énorme revers du fait de l'accident de Tchernobyl, comme le constate M. *Alain Colomb*, président de l'Association suisse pour l'énergie atomique (ASPEA), dans le rapport annuel 1985, qui vient de paraître, de cette organisation.

Dans son introduction au rapport annuel 1985 de l'ASPEA, le président *Colomb* souligne que Tchernobyl a, sans aucun doute, gravement entaché la réputation de l'énergie nucléaire. Cet accident illustre une fois de plus combien les humains dépendent les uns des autres, malgré les frontières nationales. Mais M. *Colomb* souligne également que comme par le passé, les spécialistes de l'énergie nucléaire estiment avoir un bon dossier dans les mains: «Malgré Tchernobyl, c'est toujours encore le meilleur dossier qui existe dans le secteur énergétique.» En ce qui concerne les répercussions internationales de l'accident, M. *Colomb* consi-