

Incertitudes expérimentales

par **François-Xavier BALLY**

Lycée Le Corbusier - 93300 Aubervilliers

et **Jean-Marc BERROIR**

École normale supérieure - 75005 Paris

berroir@lpa.ens.fr

RÉSUMÉ

Cet article s'intéresse aux problèmes liés à l'évaluation des incertitudes expérimentales que l'on peut rencontrer lors d'une séance de travaux pratiques, dans l'enseignement secondaire, en classes préparatoires ou à l'université. Issu d'un enseignement en préparation à l'agrégation de physique, il est davantage centré sur la pratique que sur des considérations théoriques. Les points suivants sont abordés : définition de l'incertitude expérimentale, étude statistique, propagation des incertitudes, modélisation et vérification d'une loi physique. De nombreux exemples pratiques sont présentés.

INTRODUCTION

La notion d'incertitude est essentielle dans la démarche expérimentale. Sans elle, on ne peut juger de la qualité d'une mesure, de sa pertinence ou de sa compatibilité avec une loi physique. Cet article vise à fournir les outils nécessaires à l'analyse de résultats expérimentaux. On y introduit d'abord la notion d'incertitude. Puis, on montre comment, à l'aide d'une étude statistique, on peut quantifier les incertitudes associées au caractère aléatoire des processus de mesure. On montre ensuite comment évaluer l'incertitude sur une grandeur obtenue par calcul à partir d'un certain nombre d'autres grandeurs mesurées. Enfin, on aborde le problème de la modélisation et de la vérification d'une loi physique. On fournit les outils nécessaires à une approche quantitative de ce problème. Dans tous les cas, l'accent est mis sur la pratique et de nombreux exemples concrets sont présentés.

1. ERREUR ET INCERTITUDE

Beaucoup de scientifiques confondent ces deux termes et parlent de calculs d'erreurs au lieu de calculs d'incertitudes.

1.1. Erreurs

1.1.1. Définition de l'erreur

Lors de la mesure d'une grandeur physique x , l'erreur est la différence entre la valeur

mesurée⁽¹⁾ x et la valeur vraie X . *La valeur vraie est en général inconnue* (puisqu'on la cherche).

1.1.2. Erreurs aléatoires et erreurs systématiques

1.1.2.1. Erreurs aléatoires

Lorsqu'on mesure la période d'oscillation d'un pendule en opérant avec un chronomètre manuel, on constate qu'en répétant les mesures on trouve des résultats légèrement différents, dus surtout aux retards de déclenchement qui vont réduire ou accroître la valeur de la période suivant qu'ils ont lieu au début ou à la fin de la mesure. Ce phénomène sera détecté par une étude statistique. On parle d'erreur aléatoire. Le résultat de la mesure est caractérisé par une distribution de probabilité⁽²⁾ répartie autour de la valeur vraie dans le cas d'erreurs purement aléatoires.

1.1.2.2. Erreurs systématiques

Supposons maintenant qu'on mesure la période d'oscillation d'un pendule avec un chronomètre faussé qui indique toujours des temps 2 % trop faibles. L'étude statistique ne le détectera pas. On parle d'erreur systématique : c'est la composante de l'erreur qui ne varie pas dans des conditions de mesure répétées. Plus généralement les erreurs systématiques ont des origines diverses :

◆ Erreur d'étalonnage

Exemple : MILLIKAN a trouvé une valeur inexacte de la charge de l'électron parce qu'il avait pris une valeur fautive de la viscosité de l'air.

◆ Oubli d'un paramètre

Exemple : Influence de la température sur la vitesse du son (si on ne précise pas la température il est impossible de comparer la mesure à une valeur de référence).

◆ Procédure erronée

Exemple : Mesure d'une résistance sans tenir compte des résistances de l'ampèremètre et du voltmètre...

Les erreurs systématiques sont difficiles à détecter *a priori*, mais une fois détectées, on peut souvent les corriger (par exemple en tenant compte des résistances de l'ampèremètre et du voltmètre lors de la mesure d'une résistance).

On représente classiquement les rôles respectifs des erreurs aléatoires et systématiques par une analogie avec un tir sur cible (*cf.* figure 1, page ci-contre), le centre de la cible représentant la valeur vraie de la grandeur à mesurer :

- si tous les impacts sont proches du centre : faibles erreurs aléatoires et faible erreur systématique ;
- si les impacts sont très étalés, mais centrés en moyenne sur la cible : fortes erreurs aléatoires et faible erreur systématique ;

(1) Pour simplifier les notations, dans toute la suite on désigne par la même lettre x la grandeur physique et sa valeur mesurée.

(2) Des rappels élémentaires de statistiques sont présentés en annexe.

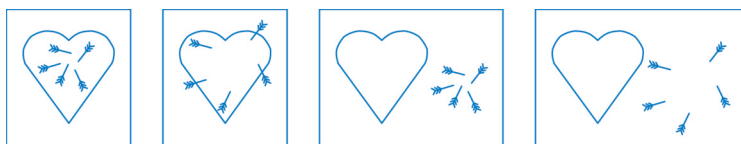


Figure 1 : Rôles respectifs des erreurs aléatoires et systématiques.

- si les impacts sont groupés, mais loin du centre : faibles erreurs aléatoires et forte erreur systématique ;
- si les impacts sont étalés et loin du centre : fortes erreurs aléatoires et forte erreur systématique.

Le défaut de cette analogie est qu'en général, dans les mesures physiques on ne connaît pas le centre de la cible !

Un exemple plus complexe : Si on mesure une distance avec une règle en métal souple, la flexion de la règle va introduire une erreur systématique (la distance lue est toujours trop grande) et aléatoire (la flexion de la règle est variable).

1.2. Incertitude

L'incertitude δx traduit les tentatives scientifiques pour estimer l'importance de l'erreur aléatoire commise. En absence d'erreur systématique, elle définit un intervalle autour de la valeur mesurée qui inclut la valeur vraie avec un niveau de confiance déterminé. La détermination de l'incertitude n'est pas simple *a priori*. On rencontre en pratique deux situations :

◆ **δx est évalué statistiquement : on parle alors d'évaluation de type A de l'incertitude.**

On cherche dans ce cas à caractériser la distribution de probabilité des valeurs de x , en évaluant le mieux possible la valeur moyenne et l'écart-type de cette distribution. Ceci se fait par l'analyse statistique d'un ensemble de mesures de x , présentée en détail au paragraphe 2. En l'absence d'erreur systématique, l'estimation de la valeur moyenne est la meilleure estimation de la valeur vraie X tandis que l'incertitude δx , directement reliée à l'estimation de l'écart-type de la distribution, définit un intervalle dans lequel la valeur vraie de X se trouve avec un niveau de confiance connu. On choisit le plus souvent comme incertitude l'estimation de l'écart-type de la distribution. On parle alors d'*incertitude-type*.

◆ **δx est évalué par d'autres moyens : on parle alors d'évaluation de type B de l'incertitude.**

Si on ne dispose pas du temps nécessaire pour faire une série de mesures, on estime δx à partir des spécifications des appareils de mesures et des conditions expérimentales.

Exemple 1 : Dans une expérience d'interférences avec les fentes d'Young, on mesure

la distance d (de l'ordre du mètre) entre les bifentes et l'écran avec une règle graduée en centimètres. On estime alors généralement l'incertitude-type δx sur la mesure à $1/4$ de graduation⁽³⁾. Et si on utilise une règle graduée en millimètres ? Décider d'une incertitude-type égale à 0,25 mm serait illusoire, en effet au fur et à mesure que la précision d'affichage de l'instrument augmente, il faut accroître l'analyse des causes d'erreur. Ainsi dans le cas présent la position de la bifente placée dans son support est difficile à repérer précisément à l'échelle du millimètre alors qu'elle était facile à repérer à l'échelle du centimètre.

Exemple 2 - Utilisation d'un voltmètre numérique : En ouvrant la notice d'un voltmètre numérique, on trouve typiquement les indications suivantes : la précision Δ de la mesure est donnée par ± 2 fois le dernier digit $\pm 0,1 \%$ de la valeur lue. On peut considérer que l'indication donnée par le fabricant a deux origines⁽⁴⁾ :

- Celle qui provient d'une erreur de calibrage (variable d'un appareil à l'autre, d'un calibre à l'autre...). Cette erreur est systématique quand on utilise le même calibre d'un même appareil. Elle devient aléatoire quand on utilise plusieurs calibres ou plusieurs appareils, même de modèles identiques. Elle est essentiellement présente dans les $\pm 0,1 \%$ de la valeur lue.
- Celle qui provient d'erreurs aléatoires (bruit...). Elle est essentiellement présente dans les ± 2 fois le dernier digit.

Pour évaluer l'incertitude-type sur une mesure, on procède à une évaluation de type B. On convient de diviser la précision Δ indiquée par le fabricant par $\sqrt{3}$ ⁽⁵⁾.

1.3. Présentation d'un résultat expérimental

L'écriture rapportant la mesure d'une grandeur physique x est :

$$\boxed{\text{valeur mesurée de } x = \bar{x} \pm \delta x}$$

où \bar{x} est la meilleure estimation de la valeur vraie X et δx l'incertitude-type sur la mesure (incertitude absolue).

En l'absence d'erreurs systématiques, la valeur vraie de x se trouve probablement dans (ou proche de) l'intervalle allant de $\bar{x} - \delta x$ à $\bar{x} + \delta x$. On définit aussi l'incertitude-type relative ou fractionnaire : $\delta x / |\bar{x}|$.

Exemple : Dans une expérience d'ondes stationnaires en acoustique on mesure la distance

- (3) Pour formaliser ce résultat, on peut supposer que la répétition de la mesure conduirait à une distribution de probabilité uniforme centrée sur la valeur vraie et de demi-largeur 0,5 cm. Le calcul de l'écart-type de cette distribution donne une incertitude-type de $0,5/\sqrt{3} = 0,29$ cm.
- (4) cf. paragraphe 2.2.7.
- (5) Comme dans le cas de la règle, cela revient à supposer une distribution de probabilité uniforme de largeur 2Δ .

entre sept nœuds de pression, on trouve 862 mm avec une incertitude-type absolue estimée à 20 mm (parce qu'on a du mal à repérer précisément les nœuds). À la calculatrice on obtient pour la longueur d'onde et pour l'incertitude-type absolue les résultats suivants : $862 / 3 = 287,333$ mm et $20 / 3 = 6,667$ mm.

- ◆ Compte tenu du nombre de chiffres significatifs de la mesure initiale on garde : $\lambda = 287,3$ mm.
- ◆ L'incertitude-type étant toujours évaluée grossièrement, on garde un à deux chiffres significatifs : $\delta\lambda = 7$ mm.
- ◆ Le dernier chiffre significatif de la mesure doit être cohérent avec l'incertitude-type, on écrira donc :
valeur mesurée de $\lambda = 287 \pm 7$ mm et valeur mesurée de $\lambda = 287 \pm 2 \%$.

1.4. Comparaison entre valeur mesurée et valeur acceptée

Ayant obtenu la valeur mesurée avec son intervalle d'incertitude, on la compare à la valeur de référence (pour une valeur expérimentale de référence, ne pas parler de valeur exacte, parler de *valeur tabulée*). Il n'est pas anormal que l'intervalle ne contienne pas la valeur de référence. Ainsi dans le cas fréquent d'une distribution gaussienne, le tableau 4 donné en annexe montre qu'il y a 32 % de chances, soit environ une chance sur trois, d'être dans ce cas. On commencera à douter de la mesure lorsque l'écart atteint plus de $2 \delta x$ (probabilité que la mesure soit bonne : une chance sur vingt au-delà de $2 \delta x$ et une chance sur cent au-delà de $2,5 \delta x$ pour une distribution gaussienne). Si c'est le cas, il faut invoquer des erreurs systématiques.

Exemple pratique : On mesure la vitesse du son dans l'air à 20 °C. On effectue une série de mesures qui conduit à $\bar{v} = 335 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et à une incertitude-type $\delta v = 5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. On a donc : $v = 335 \pm 5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. La valeur tabulée indique à cette température : $v = 343 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Elle est en-dehors du domaine d'incertitude, mais l'écart entre 343 et 335 vaut $1,6 \delta v$. La table donnée en annexe (paragraphe A3) indique qu'il y a environ une chance sur dix pour qu'un écart supérieur ou égal à $1,6 \delta v$ se produise. On pourra considérer que la mesure est valide, mais néanmoins pas très satisfaisante. Il n'est pas possible de tenir compte des erreurs systématiques dans un calcul d'incertitude, c'est pourquoi on les supposera négligeables, quitte à revenir à la fin sur cette supposition en cas de désaccord entre la valeur trouvée et la valeur tabulée ⁽⁶⁾.

(6) *A contrario*, le fait de trouver un bon accord ne prouve pas qu'il n'y a pas d'erreur systématique : il peut y en avoir plusieurs qui se compensent.

2. ÉVALUATION DES INCERTITUDES PAR DES MÉTHODES STATISTIQUES (ÉVALUATION DE TYPE A)

L'évaluation d'une incertitude expérimentale à partir de l'étude statistique directe de la grandeur physique recherchée est présentée dans la partie 1. Dans la partie 2, on donne les méthodes de calcul d'une incertitude dans le cas où une formule mathématique relie la grandeur physique étudiée aux diverses grandeurs effectivement mesurées.

2.1. Analyse statistique d'une série de mesures

On s'occupe ici de la mesure d'une grandeur physique x dont les sources de variabilité sont uniquement aléatoires. Dans les deux premiers paragraphes, on décrit les méthodes statistiques qui permettent d'évaluer la valeur vraie de x et l'incertitude-type. Dans le paragraphe suivant, on montre comment réduire l'incertitude sur la détermination de x .

Le traitement statistique est basé sur la répétition des mesures de x . Si on était capable de réaliser une infinité de mesures, on déterminerait la distribution de probabilité de x , en particulier sa valeur moyenne X (ou valeur vraie) et son écart-type σ . Dans la pratique, on réalise un nombre fini n de mesures, de résultats respectifs x_1, x_2, \dots, x_n , dont on cherche à extraire les meilleures estimations de X et σ . Les méthodes statistiques qui permettent d'obtenir ces meilleures estimations sont présentées dans les paragraphes suivants, sans démonstration.

2.1.1. Meilleure estimation de la moyenne de la distribution des valeurs de x

La meilleure estimation de la valeur vraie X , notée \bar{x} , obtenue à partir des n mesures x_1, x_2, \dots, x_n est la moyenne de ces mesures ⁽⁷⁾.

$$\text{Meilleure estimation de } X = \bar{x} = \frac{x_1 + x_2 + \dots + x_n}{n}$$

2.1.2. Meilleure estimation de l'écart-type de la distribution des valeurs de x

La meilleure estimation de σ déduite des n mesures x_1, x_2, \dots, x_n , notée σ_x , est donnée par (cf. note 7) :

(7) La démonstration de ce résultat est assez simple dans le cas où la grandeur à mesurer a une distribution de probabilité gaussienne (cf. J.R. TAYLOR ([1], paragraphe 5.5, p. 128 et annexe E1, p. 280). Les meilleures estimations pour X et σ maximisent la probabilité $P_{X,\sigma} \propto 1/\sigma^n e^{-\sum(x_i - X)^2 / 2\sigma^2}$ d'obtenir les résultats x_1, \dots, x_n lors de n mesures. On obtient \bar{x} (resp. σ_x) en dérivant $P_{X,\sigma}$ par rapport à X (resp. σ) à x_i fixés.

$$\text{Meilleure estimation de } \sigma = \sigma_x = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}$$

Note : Le facteur $n - 1$, et non pas n , vient du fait que la formule ci-dessus utilise \bar{x} , seule quantité accessible à l'expérience, et non pas X . Il est aisé de s'en souvenir : on conçoit bien qu'il n'est pas possible d'estimer l'écart-type d'une distribution à partir d'une seule mesure.

Il est maintenant légitime de se poser la question de la précision de ces estimations, en particulier de celle de la moyenne.

2.1.3. Écart-type de la moyenne

En répétant de nombreuses fois l'expérience consistant à mesurer n valeurs de la grandeur x dont on prend ensuite la valeur moyenne, on obtient la distribution de probabilité de \bar{x} . La valeur moyenne de cette distribution est X . Son écart-type, noté σ_x et aussi appelé écart-type de la moyenne, est donné par :

$$\text{Incertitude-type sur de } \bar{x} = \sigma_x = \frac{\sigma}{\sqrt{n}}$$

σ_x représente l'incertitude-type sur la détermination de la valeur vraie X à partir de la moyenne de n mesures. Cette détermination est donc \sqrt{n} fois plus précise que celle obtenue à partir d'une mesure unique (cf. figure 2, page ci-après). Dans la pratique, \sqrt{n} croît lentement et améliorer la précision d'un facteur 10 oblige à effectuer cent fois plus de mesures.

Un exemple simple pour illustrer cette propriété : si on a besoin d'une résistance de 1 k Ω il vaut mieux utiliser dix résistances de 100 Ω à 1 % en série plutôt qu'une seule résistance de 1000 Ω à 1 %.

En pratique σ n'est pas connu et on utilise son évaluation σ_x pour déterminer σ_x . Dans le cas où on effectue une moyenne sur un petit nombre de mesures, σ_x n'est pas une bonne estimation de σ et la théorie montre qu'il faut alors utiliser $\sigma_x = t \times \frac{\sigma_x}{\sqrt{n}}$ où t est appelé *coefficient de Student*. Ce coefficient, qui est tabulé, dépend du nombre de points moyennés et du niveau de confiance⁽⁸⁾. En TP usuel, il est suffisant de ne pas parler de ce coefficient ce qui revient à le prendre égal à 1 quel que soit le nombre de mesures (voir l'exemple du paragraphe suivant).

(8) Ici on utilise un niveau de confiance correspondant à un écart-type (68 %), certains auteurs préfèrent utiliser un niveau de confiance correspondant à deux écarts-types (95 %).

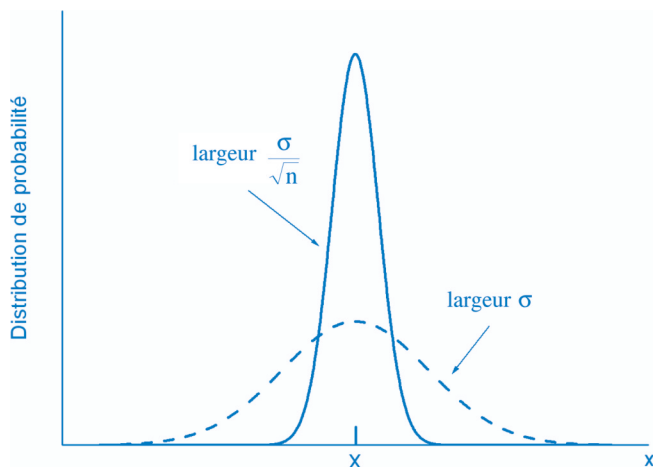


Figure 2 : Lorsqu'on effectue une mesure unique, la valeur trouvée suit la distribution de probabilité représentée en pointillés. n mesures indépendantes se répartissent aléatoirement sur cette courbe. Lorsqu'on prend la valeur moyenne de ces n mesures, les écarts à la valeur vraie se compensent statiquement, avec d'autant plus d'efficacité que n est grand. Si on réalise plusieurs déterminations de la moyenne de n mesures, elles suivent la distribution en trait plein.

En résumé, si on réalise n mesures de x , avec les résultats x_1, x_2, \dots, x_n , on écrira le résultat final sous la forme :

$$x = \bar{x} \pm \frac{\sigma_x}{\sqrt{n}}$$

où \bar{x} et $\frac{\sigma_x}{\sqrt{n}}$ sont les meilleures estimations de la valeur vraie et de l'incertitude-type.

2.1.4. Exemple pratique d'analyse statistique d'une série de mesures

Huit étudiants mesurent la longueur d'onde de la raie verte du mercure en utilisant une fente fine éclairée par la lampe, une lentille et un réseau. Ils obtiennent les résultats suivants :

i (n° de l'étudiant)	1	2	3	4	5	6	7	8
λ trouvée (nm)	538,2	554,3	545,7	552,3	566,4	537,9	549,2	540,3

Tableau 1 : Mesures indépendantes de la raie verte du mercure.

En utilisant un logiciel de traitement des données⁽⁹⁾, on obtient : $\bar{\lambda} = 548,04$ nm et $\sigma_{\lambda} = 9,72$ nm. On en déduit que l'incertitude sur la moyenne des huit mesures vaut : $\delta\lambda = \sigma_{\lambda} = 9,72/\sqrt{8} = 3,44$ nm. On peut donc écrire : meilleure estimation de $\lambda = 548 \pm 3$ nm ou $545 \leq \lambda \leq 551$ nm. On peut comparer à la valeur tabulée : $\lambda_{tab} = 545,07$ nm et conclure qu'il y a une bonne concordance.

Remarque : L'incertitude-type $\delta\lambda$ est calculée à partir de σ_{λ} qui est une estimation de l'écart-type de la distribution des mesures de λ . Cette estimation, correcte dans le cas d'un grand nombre de mesures, devient imprécise si ce nombre est faible. La loi de Student mentionnée au paragraphe 2.1.3. permet de tenir compte de cet effet. Le tableau 2 donne les valeurs du coefficient t en fonction du nombre de mesures pour un intervalle de confiance de 68 %.

Nombres de mesures n	2	3	4	5	6	7
Coefficient de Student t	1,84	1,32	1,20	1,14	1,11	1,09
Nombres de mesures n	8	9	10	20	40	∞
Coefficient de Student t	1,08	1,07	1,06	1,03	1,01	1,00

Tableau 2 : Coefficient de Student.

Le tableau 2 donne $t = 1,08$ pour huit mesures (pour un nombre infini de mesures, $t = 1$). On doit donc écrire en toute rigueur :

$$\lambda = \bar{\lambda} \pm t \times \frac{\sigma_{\lambda}}{\sqrt{n}} = 548,04 \pm 1,08 \times 9,72/\sqrt{8} = 548 \pm 4 \text{ nm.}$$

Cet exemple montre qu'on peut oublier la correction de Student dans le cadre des TP usuels.

2.2. Propagation des incertitudes

On s'intéresse ici au problème suivant : on connaît les grandeurs expérimentales x ,

(9) – Sous *Igor*, utiliser (Analysis → Statistics : $V_{avg} = \bar{x}$ et $V_{std} = \sigma_x$).

– Sous *Synchronie*, le module « Statistiques » ne donne pas σ_x mais $\sqrt{\frac{n-1}{n}} \sigma_x$, qui est en pratique très voisin de σ_x .

– Sous *Excel*, utiliser (Insertion → Fonction : MOYENNE = \bar{x} et ECARTYPE = σ_x).

– Sous *Kaleidagraph*, utiliser (Fonctions → Statistics : Mean et Std Deviation).

y, \dots avec les incertitudes-types $\delta_x, \delta_y, \dots$ ⁽¹⁰⁾. Quelle est l'incertitude-type δ_q sur la grandeur $q = f(x, y, \dots)$?

2.2.1. Cas général : $q = f(x, y, \dots)$

Si les erreurs sur x et y sont indépendantes, on peut montrer que⁽¹¹⁾ :

$$\delta_q = \sqrt{\left[\frac{\partial f}{\partial x}\right]^2 (\delta_x)^2 + \left[\frac{\partial f}{\partial y}\right]^2 (\delta_y)^2 + \dots}$$

On dit que les incertitudes-types s'ajoutent en quadrature⁽¹²⁾.

2.2.2. Cas de la somme : $q = x + y$

$$\delta_q = \sqrt{(\delta_x)^2 + (\delta_y)^2}$$

L'addition en quadrature donne un résultat plus faible que l'addition en module : $\sqrt{(\delta_x)^2 + (\delta_y)^2} \leq \delta_x + \delta_y$. On peut le comprendre physiquement : la probabilité pour que $x + y$ s'écarte de sa valeur moyenne de plus d'un écart-type est plus faible que la somme des probabilités correspondantes pour x et y . En effet, x et y peuvent s'écarter simultanément de leur valeur moyenne de plus d'un écart-type sans qu'il en soit de même pour leur somme.

Application : Le résultat ci-dessus permet de retrouver la formule, donnée au paragraphe 2.1.3., reliant l'écart-type de la valeur moyenne de n mesures indépendantes de la même variable à l'écart-type de la variable : $\sigma_{\bar{x}} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}}$.

2.2.3. Exemple : $q = 2/x + 3/y^2$

Pour calculer δq , on prend la différentielle des deux membres :

$$dq = (-2/x^2) dx + (-6/y^3) dy.$$

On remplace d par δ , l'addition par une addition quadratique et on prend la racine carrée pour obtenir :

$$\delta_q = \sqrt{[-2/x^2]^2 (\delta_x)^2 + [-6/y^3]^2 (\delta_y)^2}$$

(10) Par exemple, si on a mesuré n valeurs de x , on a $\delta_x = \sigma_x$.

(11) On trouvera une justification de ce résultat dans [1], paragraphe 5.6, p. 132.

(12) De même qu'en optique, on additionne les intensités de deux sources incohérentes et pas leurs amplitudes.

2.2.4. Calcul direct de l'incertitude relative

Lorsque q contient des produits, rapports ou puissances, on a intérêt à utiliser la différentielle logarithmique pour exprimer directement l'incertitude relative sur q en fonction des incertitudes sur x, y, \dots

Premier exemple : $q = -3xy^2/z$

On prend le logarithme népérien de la valeur absolue des deux membres :

$$\ln|q| = \ln|-3| + \ln|x| + 2\ln|y| - \ln|z|$$

puis on calcule la différentielle :

$$dq/q = (1/x) dx + (2/y) dy + (-1/z) dz$$

On en déduit : $\delta_q/|q| = \sqrt{[1/x]^2 (\delta_x)^2 + [2/y]^2 (\delta_y)^2 + [-1/z]^2 (\delta_z)^2}$

Deuxième exemple : $q = (x - y) / (x + y)$ (on suppose $x - y > 0$ et $x + y > 0$)

Cet exemple est intéressant, car les influences de x au numérateur et au dénominateur se compensent partiellement (si x augmente, numérateur et dénominateur augmentent donc q varie peu). La différentielle logarithmique conduit à :

$$dq/q = [1/(x - y)] dx - [1/(x - y)] dy - [1/(x + y)] dx + [1/(x + y)] dy.$$

La formule de propagation des incertitudes n'étant valable que pour des variables indépendantes, il faut impérativement mettre en facteur dx et dy avant d'évaluer δ_q :

$$dq/q = [1/(x - y) - 1/(x + y)] dx + [-1/(x + y) - 1/(x - y)] dy$$

d'où : $\delta_q/|q| = \sqrt{[1/(x - y) - 1/(x + y)]^2 (\delta_x)^2 + [-1/(x + y) - 1/(x - y)]^2 (\delta_y)^2}$

La compensation évoquée ci-dessus se traduit par le signe $-$ dans le terme en facteur de $(\delta_x)^2$.

2.2.5. Exemples pratiques

a. On détermine la période T d'un pendule en chronométrant manuellement vingt oscillations. On déclenche et arrête le chronomètre aux instants t_1 et t_2 où le pendule passe par la position d'équilibre. On a $T = (t_2 - t_1)/20$. On a mesuré $t_1 = 0$ et $t_2 = 13,8$ s avec $\delta_{t_1} = \delta_{t_2} = 0,3$ s. La formule générale donne :

$$\delta_T = \sqrt{[1/20]^2 (\delta_{t_2})^2 + [-1/20]^2 (\delta_{t_1})^2} = 0,02 \text{ s.}$$

Si on admet que la distribution de probabilité est gaussienne, on peut dire qu'il y a deux chances sur trois (68 %) pour que l'erreur aléatoire sur T soit inférieure à cette valeur (cf. tableau 4, donné en annexe).

- b. On détermine une puissance électrique par la formule $P = RI^2$. On mesure $R = 15,7 \Omega$ avec $\delta_r = 1 \Omega$ (à cause de problèmes de contact) et $I = 0,274 \text{ A}$ avec $\delta_i = 0,002 \text{ A}$ (d'après le fabricant de l'appareil). On en déduit la formule de propagation des incertitudes indépendantes :

$$\delta_p/P = \sqrt{(\delta_r/R)^2 + 4(\delta_i/I)^2} = \sqrt{4 \cdot 10^{-3} + 2 \cdot 10^{-4}} \approx \sqrt{4 \cdot 10^{-3}} \approx 0,06 \text{ ou } 6 \%$$

On remarque que l'incertitude sur l'intensité est négligeable. **De manière générale, il est important de comparer les incertitudes des différentes grandeurs mesurées.** Il est clair que dans l'exemple ci-dessus, la principale cause d'erreur porte sur la résistance et que si on veut améliorer la mesure de P , c'est sur elle qu'il faut porter ses efforts. Il ne servirait à rien d'acheter un ampèremètre haut de gamme.

- c. Pour trouver la capacité thermique massique c d'un liquide lors d'une expérience de calorimétrie, on mesure l'élévation de température d'une certaine quantité de ce liquide dans laquelle on dissipe une énergie électrique connue. On obtient la capacité thermique cherchée par la formule : $c = UIt/[m(\theta_2 - \theta_1)]$ où U , I , t , m et $(\theta_2 - \theta_1)$ représentent respectivement une tension, une intensité, une durée, une masse et une variation de température. On a estimé : $\delta_U/U = 1 \%$, $\delta_I/I = 2 \%$, $t = 153 \text{ s}$, $\delta_t = 2 \text{ s}$, $m = 345 \text{ g}$, $\delta_m = 5 \text{ g}$, $\theta_1 = 19,3 \text{ }^\circ\text{C}$, $\theta_2 = 20,3 \text{ }^\circ\text{C}$ et $\delta_\theta = 0,1 \text{ }^\circ\text{C}$. Le calcul d'incertitude montre que la seule incertitude qui joue un rôle est celle sur les températures ; on obtient finalement : $\delta_c/c \approx \sqrt{2} \delta_\theta/(\theta_2 - \theta_1) = 14 \%$. Les commentaires du paragraphe précédent s'appliquent encore ici. On constate aussi qu'il faut si possible éviter l'apparition de petites différences : l'incertitude relative sur la différence de deux nombres très voisins est grande. Pour améliorer cette expérience, il faudrait accroître nettement la variation de température en augmentant la durée de l'expérience et/ou l'intensité du courant.

2.2.6. Cas où les incertitudes ne sont pas au même niveau de confiance

Certains fabricants indiquent la précision de leurs appareils en utilisant l'*incertitude-type* qui correspond à un écart-type donc à un niveau de confiance de 68 %⁽¹³⁾. D'autres utilisent l'*incertitude-élargie* qui correspond à un niveau de confiance de 95 % soit environ deux *écart-types*⁽¹⁴⁾.

Exemple : On détermine une puissance par la relation $P = UI$. On mesure $I = 1,27 \text{ A}$ avec une incertitude-type égale à 0,02 A. On mesure $U = 15,24 \text{ V}$ avec une incertitude-

(13) En supposant la statistique gaussienne.

(14) En réalité, la norme définissant les incertitudes des instruments est plus complexe que ce qui est présenté ici (cf. [2]).

élargie égale à 0,06 V. On peut donc poser : $\delta_I = 0,02$ A et comme l'incertitude-élargie vaut le double de l'incertitude-type : $\delta_V = 0,03$ V. On en déduit l'incertitude-type sur P : $\delta_P/P = \sqrt{(0,02/1,27)^2 + (0,03/15,24)^2} \approx 2\%$.

2.2.7. Cas d'erreurs aléatoires liées

La loi de propagation des incertitudes indépendantes suppose que les variables x, y, \dots ont des erreurs aléatoires indépendantes. Si cette condition n'est pas vérifiée, la formule de combinaison quadratique ne s'applique pas. Par contre, l'inégalité non quadratique suivante est toujours vérifiée :

$$\delta q \leq \left| \frac{\partial q}{\partial x} \right| \delta x + \left| \frac{\partial q}{\partial y} \right| \delta y + \dots$$

On va voir cependant sur un exemple pratique que cette inégalité risque d'être de peu d'intérêt.

Exemple pratique : Un fabricant de voltmètres grand public effectue un test statistique sur ses appareils et trouve que l'incertitude-type relative vaut 1 %. Il l'indique dans la notice en précisant que l'incertitude aléatoire de chaque appareil est négligeable (si on fait dix fois la même mesure avec le même appareil, on obtient le même résultat) et que l'incertitude annoncée provient des défauts d'étalonnage d'un appareil à l'autre (par mesure d'économie, les appareils ne sont pas réglés en sortie de la chaîne de production). Il faut comprendre que pour l'utilisateur d'un appareil, il s'agit d'une incertitude aléatoire (sauf s'il procédait à un étalonnage de son appareil, ce qu'il ne fait pas, ne dispose pas d'un appareil de référence).

L'utilisateur mesure deux tensions voisines : $V_1 = 12,71$ V et $V_2 = 9,32$ V afin de déterminer $V_3 = V_1 - V_2$ et $V_4 = V_1 + V_2$.

- ◆ S'il utilise deux voltmètres, l'un pour mesurer V_1 , l'autre pour mesurer V_2 , les incertitudes aléatoires $\delta V_1 = 12,71 \times 0,01 = 0,13$ V et $\delta V_2 = 9,32 \times 0,01 = 0,09$ V sont indépendantes et il applique donc la combinaison quadratique :

$$\delta V_3 = \delta V_4 = \sqrt{(0,13)^2 + (0,09)^2} = 0,16 \text{ V.}$$

- ◆ S'il utilise le même voltmètre sur le même calibre pour mesurer V_1 et V_2 , les deux incertitudes deviennent liées (si V_1 est trop grand, V_2 est trop grand en proportion). En utilisant la notation différentielle, on peut écrire : $dV_3 = dV_1 - dV_2$ avec $dV_2/V_2 = dV_1/V_1$ puisqu'il y a uniquement une erreur de calibrage. On en déduit $dV_3 = dV_1(1 - V_2/V_1)$ puis, en passant aux incertitudes, $\delta V_3 = \delta V_1[1 - V_2/V_1] = 0,035$ V qui est très inférieur à la valeur obtenue avec deux voltmètres, car on est sûr que les erreurs sur V_1 et V_2 se retranchent. De même, on trouve $\delta V_4 = \delta V_1[1 + V_2/V_1] = 0,22$ V.

Pour V_4 , l'incertitude obtenue avec un voltmètre est supérieure à celle obtenue avec deux voltmètres, car on est sûr que les erreurs s'additionnent. En réalité, chaque appareil a en plus une incertitude aléatoire qui lui est propre et qui vient compliquer l'étude, mais atténuer l'effet des erreurs liées.

3. VÉRIFICATION D'UNE LOI PHYSIQUE AJUSTEMENT DE DONNÉES EXPÉRIMENTALES PAR UNE FONCTION

On cherche souvent à vérifier une loi physique reliant deux grandeurs distinctes. Ainsi, dans une expérience sur les semiconducteurs, on est amené à vérifier que la tension de Hall V_H aux bornes d'un échantillon semiconducteur est reliée de manière linéaire au champ magnétique B par $V_H = (I/qbn_p)B$ où I est le courant qui traverse l'échantillon, q la charge d'un porteur, b l'épaisseur dans la direction de B et n_p est le nombre de porteurs par unité de volume du semiconducteur. En mesurant V_H pour différentes valeurs de B à I fixé, on souhaite d'une part vérifier expérimentalement que la relation liant V_H à B est linéaire et d'autre part déterminer la valeur de n_p . Plus généralement, on cherche à vérifier que deux grandeurs x et y sont reliées par une loi du type $y = f(x)$ où f est une fonction dépendant d'un certain nombre de paramètres. On mesure une série de n valeurs x_1, x_2, \dots, x_n et les valeurs correspondantes y_1, y_2, \dots, y_n . L'objet des paragraphes suivants est de montrer comment on détermine les meilleures valeurs des paramètres de la fonction f à partir de ces mesures, d'abord dans le cas linéaire puis dans le cas général. On présente également des outils qui permettent d'estimer dans quelle mesure la fonction f ainsi déterminée s'ajuste aux données expérimentales.

3.1. Régression linéaire

Dans de nombreux cas, on cherche à savoir dans quelle mesure des données expérimentales s'accordent avec une loi linéaire⁽¹⁵⁾ du type $y = a + bx$. On cherche également une estimation des paramètres a et b et on souhaite connaître la précision de cette estimation. On supposera ici que les incertitudes sur x sont négligeables devant celles sur y (on peut très souvent se ramener à cette situation, car il est très fréquent que les incertitudes relatives sur une variable soient beaucoup plus faibles que les incertitudes relatives sur l'autre). On dispose donc d'un tableau de n mesures $(x_1, y_1), (x_2, y_2), \dots, (x_n, y_n)$ et éventuellement pour chacune de ces mesures, de l'incertitude associée à la mesure de y (on note alors σ_i^{exp} l'incertitude-type sur y_i). On commence par représenter graphique-

(15) Le cas d'une loi du type $y = bx$ n'est pas détaillé ici car la démarche est exactement la même. Les deux types d'ajustement linéaire sont proposés par tous les programmes de traitement de données.

ment les différents couples de points. À titre d'exemple, on a représenté sur la figure 3a les données du tableau 3 (ici $n = 12$).

x	0	2	4	6	8	10
y	14,79	33,52	36,50	51,88	63,11	66,94
x	12	14	16	18	20	22
y	74,58	92,46	89,50	109,29	117,40	118,37

Tableau 3 : Données utilisées pour les exemples de régression linéaire.

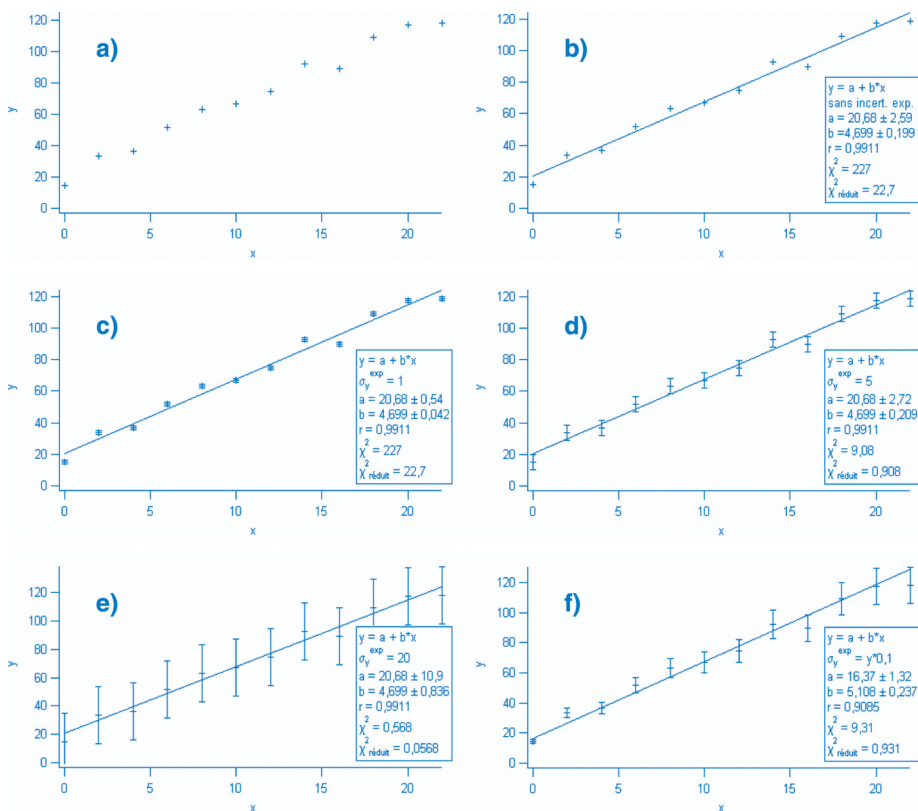


Figure 3 : Régression linéaire : exemples.

On appelle ensuite le programme de modélisation mathématiques (ou fit⁽¹⁶⁾) du logiciel utilisé⁽¹⁷⁾. Celui-ci trace la meilleure droite passant par les points en utilisant les résultats du paragraphe suivant.

3.1.1. Meilleure estimation des paramètres a et b

Deux cas différents se présentent :

a. Cas où toutes les mesures de y ont la même incertitude-type σ_y^{exp}

C'est en particulier ce qui est supposé implicitement si on n'a pas précisé les incertitudes-types σ_i^{exp} . La méthode utilisée, appelée *méthode des moindres carrés*, consiste à chercher les valeurs de a et b qui rendent minimum :

$$\sum_{i=1}^n (y_i - (a + bx_i))^2$$

Cette minimisation conduit directement à :

$$a = \frac{\sum_{i=1}^n x_i^2 \sum_{i=1}^n y_i - \sum_{i=1}^n x_i \sum_{i=1}^n x_i y_i}{\Delta} \quad (1)$$

$$b = \frac{n \sum_{i=1}^n x_i y_i - \sum_{i=1}^n x_i \sum_{i=1}^n y_i}{\Delta} \quad (2)$$

où

$$\Delta = n \sum_{i=1}^n x_i^2 - \left(\sum_{i=1}^n x_i \right)^2$$

Note : Ces formules ne sont bien entendues applicables que pour $n > 2$. D'ailleurs, pour $n = 1$ elles donnent des formes indéterminées pour a et b .

La figure 3b (cf. page précédente) montre les résultats obtenus pour les données du tableau 3 sans avoir précisé les incertitudes sur y . Les figures 3c, 3d et 3e présentent les mêmes données avec des incertitudes-types respectives $\sigma_y^{\text{exp}} = 1$, $\sigma_y^{\text{exp}} = 5$ et $\sigma_y^{\text{exp}} = 20$. On peut vérifier sur ces quatre figures que les valeurs de a et b obtenues sont identiques (et donc indépendantes de l'incertitude σ_y^{exp}).

b. Cas où toutes les mesures de y ont des incertitudes-types différentes

On peut généraliser les résultats ci-dessus au cas où on précise pour chaque mesure

(16) En anglais, fit = ajuster, mettre à la bonne dimension.

(17) – Sous *Igor* : Analysis → Curve Fitting → Fonction = line.

Pour prendre en compte les incertitudes : onglet Data Option → Weighting → nom de la wave dans laquelle on a mis les incertitudes. Laisser par défaut l'option « Standard Dev. » (l'autre option sert à la compatibilité avec une ancienne version d'*Igor*). Attention, la prise en compte des incertitudes est indépendante de l'affichage des barres d'erreur sur le graphe.

– Sous *Synchronie* : Traitement → Modélisation.

Synchronie ne permet pas d'afficher les barres d'erreur !

l'incertitude-type σ_i^{exp} . On introduit le poids $w_i = 1/(\sigma_i^{\text{exp}})^2$ de la $i^{\text{ème}}$ mesure qui est d'autant plus grand que cette mesure est précise. En rendant minimum :

$$\sum_{i=1}^n w_i (y_i - (a + bx_i))^2$$

On obtient :

$$a = \frac{\sum_{i=1}^n w_i x_i^2 \sum_{i=1}^n w_i y_i - \sum_{i=1}^n w_i x_i \sum_{i=1}^n w_i x_i y_i}{\Delta}$$

$$b = \frac{\sum_{i=1}^n w_i \sum_{i=1}^n w_i x_i y_i - \sum_{i=1}^n w_i x_i \sum_{i=1}^n w_i y_i}{\Delta}$$

où

$$\Delta = \left(\sum_{i=1}^n w_i \right) \left(\sum_{i=1}^n w_i x_i^2 \right) - \left(\sum_{i=1}^n w_i x_i \right)^2$$

La figure 3f présente les résultats obtenus pour les données du tableau 3 avec $\sigma_i^{\text{exp}} = y/10$. On constate que les valeurs de a et b sont cette fois-ci différentes de celles obtenues avec des incertitudes identiques.

Le programme de fit fournit également les valeurs des incertitudes-types σ_a et σ_b sur a et b . Pour cela, il utilise les résultats du graphique suivant.

3.1.2. Incertitudes-types σ_a et σ_b sur les paramètres a et b

Pour évaluer σ_a et σ_b , on utilise les formules 1 et 2 et les techniques de propagation des incertitudes indépendantes décrites au paragraphe 2.2.

a. Cas où toutes les mesures de y ont la même incertitude

On obtient alors ⁽¹⁸⁾ : $\sigma_a = \sigma_y \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n x_i^2}{\Delta}}$ et $\sigma_b = \sigma_y \sqrt{\frac{n}{\Delta}}$ où :

- ◆ Si on a fourni l'incertitude-type σ_y^{exp} sur les mesures de y

$$\sigma_y = \sigma_y^{\text{exp}}$$

On peut ainsi vérifier sur les figures 3c, 3d et 3e que σ_a et σ_b sont proportionnelles à σ_y^{exp} .

- ◆ Si on n'a pas indiqué d'incertitudes sur les mesures de y

$$\sigma_y = \sigma_y^{\text{stat}}$$

où σ_y^{stat} est l'estimation statistique décrite ci-dessous de l'incertitude-type sur les mesures de y .

Comme chaque mesure y_i se distribue autour de la valeur vraie $a + bx_i$ avec la

⁽¹⁸⁾ Remarquer que $\frac{\sigma_a}{\sigma_y}$ et $\frac{\sigma_b}{\sigma_y}$ ne dépendent que des x_i .

même incertitude-type σ_y , les écarts $y_i - (a + bx_i)$ se distribuent autour de la valeur nulle avec une incertitude-type σ_y . De la répartition des points de mesure autour de la droite d'équation $y = a + bx$, on peut donc remonter à l'incertitude-type σ_y sur les mesures de y . On peut montrer que la meilleure estimation de cette incertitude-type est ⁽¹⁹⁾ :

$$\sigma_y^{stat} = \sqrt{\frac{1}{n-2} \sum_{i=1}^n (y_i - (a + bx_i))^2}$$

b. Cas où toutes les mesures de y ont des incertitudes-types différentes

Les incertitudes-types sur a et b sont alors données par :

$$\sigma_a = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n w_i x_i^2}{\Delta}} \quad \text{et} \quad \sigma_b = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n w_i}{\Delta}}$$

3.1.3. Accord de données expérimentales avec une loi linéaire

À partir de l'exemple présenté ci-dessus, on discute ici qualitativement de l'accord entre des données expérimentales (incluant éventuellement leurs incertitudes) et la loi linéaire du type $y = a + bx$ déterminée dans les paragraphes précédents.

Sur la figure 3d, les incertitudes sont comparables aux écarts à la droite. Les données et leurs incertitudes sont en bon accord avec une loi linéaire ⁽²⁰⁾.

Sur la figure 3c, les incertitudes sont en moyenne petites par rapport aux écarts à la droite. Les données et leurs incertitudes ne peuvent être modélisées par une loi linéaire ⁽²¹⁾. Soit la loi n'est pas linéaire, soit on a sous-estimé les incertitudes.

Sur la figure 3e, les incertitudes sont grandes par rapport aux écarts à la droite. Les données et leurs incertitudes peuvent être modélisées par une loi linéaire. Il est cependant probable qu'on a surestimé les incertitudes.

Comme on n'a pas précisé les incertitudes, le cas présenté figure 3b ne permet pas de valider la loi linéaire. Par contre, si on admet cette loi, on a l'incertitude statistique sur a et b .

En conclusion : La discussion qualitative ci-dessus suffit bien souvent. Le paragraphe 3.1.5. propose néanmoins une version quantitative de cette discussion.

3.1.4. Coefficient de corrélation linéaire

Dans tous les cas, le programme de fit donne la valeur du coefficient de corrélation

(19) Voir [1] paragraphe 8.3, p. 174.

(20) Attention, ce n'est pas une preuve de linéarité, c'est juste une compatibilité.

(21) Paradoxalement, c'est dans ce cas que les incertitudes sur a et b sont les plus faibles. On ne peut donc pas tirer de ces incertitudes un critère de validité de la loi.

linéaire^(22, 23) :

$$r = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}}$$

où \bar{x} et \bar{y} sont respectivement les moyennes des x_i et des y_i .

$r = 0$ pour un grand nombre de points répartis au hasard et $r = \pm 1$ pour des points parfaitement alignés. r est un outil utilisé par les statisticiens qui reflète la tendance à la linéarité. En pratique, en TP, quand on fait une régression linéaire, on trouve toujours r très voisin de 1. Ce n'est pas ici un outil efficace pour discuter de la validité d'une loi linéaire.

3.1.5. Le χ^2

On définit le paramètre χ^2 par⁽²⁴⁾ :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(y_i - (a + bx_i))^2}{(\sigma_i^{\text{exp}})^2}$$

Dans le cas où tous les σ_i sont égaux, c'est la somme des carrés des écarts à la droite divisée par le carré de l'incertitude-type sur y ^(25, 26).

On définit ensuite le χ^2 réduit :

$$\chi_{\text{réduit}}^2 = \frac{\chi^2}{n - 2}$$

$n - 2$ est le nombre de degrés de liberté du problème, égal au nombre de points mesurés moins le nombre de paramètres déterminés (ici a et b)⁽²⁷⁾. Dans le cas où toutes les incertitudes-types sont égales, il est facile d'établir que :

$$\chi_{\text{réduit}}^2 = \left(\frac{\sigma_y^{\text{stat}}}{\sigma_y^{\text{exp}}} \right)^2$$

(22) La formule donnée ci-dessous est valable lorsque tous les y ont la même incertitude.

(23) Sous *Igor*, il est donné par la variable V_Pr .

Sous *Synchronie*, c'est r .

(24) Sous *Igor*, il est donné par la variable V_chisq (pour « chisque »).

(25) De manière générale, les paramètres a et b donnés par la méthode des moindres carrés sont ceux qui minimisent le χ^2 .

(26) Sur les figures 3c, 3d et 3e, on peut vérifier que le χ^2 est inversement proportionnel au carré de l'incertitude σ_y^{exp} .

(27) Dans le cas d'un ajustement par une loi du type $y = bx$, on a $\chi_{\text{réduit}}^2 = \chi^2 / (n - 1)$.

où σ_y^{stat} est l'incertitude statistique évaluée par le logiciel (cf. 3.1.2.).

Le $\chi_{réduit}^2$ fournit un bon critère quantitatif pour décider si des données et leurs incertitudes s'accordent avec une loi linéaire :

- ◆ Les données expérimentales sont en bon accord avec une loi linéaire si $\chi_{réduit}^2$ est de l'ordre de 1. C'est le cas de la figure 3d.
- ◆ Dans le cas de la figure 3c, $\chi_{réduit}^2 \gg 1$ donc $\sigma_y^{stat} \gg \sigma_y^{exp}$. La loi n'est pas validée ou σ_y^{exp} a été sous-estimé.
- ◆ Le cas $\chi_{réduit}^2 \ll 1$ correspond à la figure 3e. Les données peuvent être modélisées par une loi linéaire. Il est cependant probable qu'on a surestimé les incertitudes.

Remarque : Certains logiciels, comme *Igor*, renvoient quand même une valeur de χ^2 même si on ne leur a pas fourni les incertitudes σ_i^{exp} (cf. figure 3b). Cette valeur est calculée en prenant $\sigma_i^{exp} = 1$. On ne peut alors pas tirer grand-chose du $\chi_{réduit}^2$ si ce n'est la valeur de σ_y^{stat} (on a alors $\chi_{réduit}^2 = (\sigma_y^{stat})^2$).

3.2. Cas général d'un ajustement par une loi $y = f(x)$

Les principes développés dans le cas de la régression linéaire s'appliquent encore dans le cas d'un ajustement par une fonction quelconque $y = f(x)$, dépendant d'un certain nombre de paramètres. Les logiciels d'ajustement déterminent numériquement les valeurs des paramètres qui minimisent le χ^2 .

Remarque : Contrairement au cas linéaire, il faut ici donner des valeurs initiales aux paramètres de la fonction. Ceci doit être fait avec une précision suffisante pour que la procédure de minimisation converge.

En cas d'échec de la procédure :

- ◆ Contrôler que le fit est fait sur les bonnes variables en ordonnée et abscisse.
- ◆ Penser à tenir compte d'éventuels décalages sur x et y . Par exemple, au lieu de la fonction $y = ax^b$, il peut être judicieux d'utiliser $y = a(x - c)^b + d$.
- ◆ Améliorer les valeurs initiales des paramètres. Pour cela, tracer la fonction avec les paramètres initiaux sans opération d'ajustement jusqu'à obtenir un accord visuel suffisant.
- ◆ On peut essayer de bloquer provisoirement la valeur de certains paramètres, de procéder à l'ajustement, puis de libérer un à un les paramètres bloqués.
- ◆ Réduire la plage des données qu'on cherche à fitter en effectuant une sélection sur la courbe.

À titre d'exemple, la figure 4 présente la relation de dispersion $\omega(k)$ mesurée pour

des ondes de gravité dans une cuve d'eau de profondeur h et son ajustement par la fonction non-linéaire attendue $f(k) = (k \times g \times \tanh(k \times h))^{1/2}$ (g est l'intensité du champ de pesanteur).

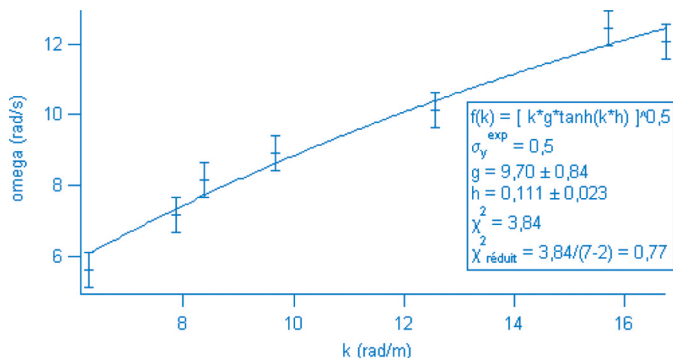


Figure 4 : Relation de dispersion des ondes de gravité.

Visuellement, on constate que les données et les incertitudes qui leur sont associées sont en accord avec la loi proposée. On obtient une détermination des paramètres g et h avec leurs incertitudes. Par ailleurs, le logiciel évalue le χ^2 . On peut en déduire le $\chi^2_{\text{réduit}}$ (on a sept points de mesures et deux paramètres à déterminer donc cinq degrés de liberté), qui confirme quantitativement l'analyse visuelle.

De manière similaire, la figure 5 présente la relation de dispersion des ondes à la surface de l'eau dans le régime intermédiaire entre le régime capillaire et le régime de gravité. On a réalisé un ajustement par la fonction :

$$f(k) = ((k \times g + (A/\rho) \times k^3) \times \tanh(k \times h))^{1/2}$$

(A et ρ sont respectivement la tension superficielle et la masse volumique de l'eau). On

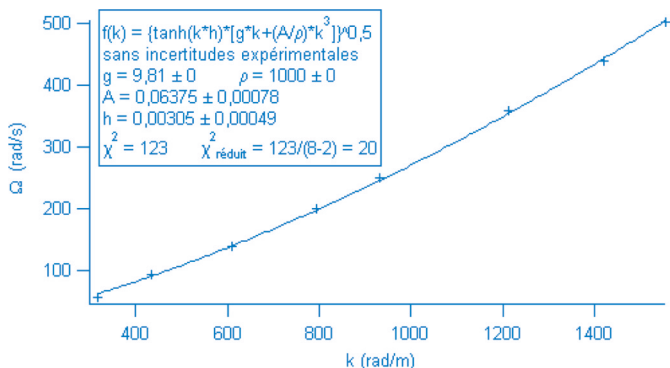


Figure 5 : Relation de dispersion des ondes à la surface de l'eau.

a choisi de bloquer les paramètres g et ρ pour deux raisons différentes :

- ◆ dans le régime étudié, la fonction $f(k)$ est très peu sensible au paramètre g qui serait, si on le laissait libre, déterminé avec une grande incertitude ;
- ◆ la fonction f ne dépend en fait que de trois paramètres g , h et A/ρ . Pour déterminer A , on a supposé ρ connu.

Ici, on n'a pas rentré d'incertitude-type expérimentale σ_y^{exp} . On ne peut pas savoir si la loi est validée. Cependant, si on admet cette loi, on a une mesure des paramètres h et A avec leurs incertitudes-types déduites de la répartition statistique des points autour de la courbe.

REMERCIEMENTS

Les auteurs remercient chaleureusement Dominique OBERT, professeur en CPGE au lycée Victor Hugo de Besançon, pour sa relecture attentive et pour ses nombreuses suggestions constructives.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] TAYLOR J.R. *Incertitudes et analyse des erreurs dans les mesures physiques*. Paris : Éditions Dunod, 2000.
- [2] BRETONNET J.-L. « Expression et évaluation des incertitudes de mesures ». *Bull. Un. Prof. Phys. Chim.*, décembre 2006, vol. 100, n° 889 (2), p. 219-236.



François-Xavier BALLY

Enseignant à la préparation à l'agrégation de physique de l'ENS
 Professeur en CPGE
 Lycée Le Corbusier
 Aubervilliers (Seine-Saint-Denis)



Jean-Marc BERROIR

Enseignant à la préparation à l'agrégation de physique de l'ENS
 Professeur
 École normale supérieure
 Paris 5^e

Annexe

Rappels élémentaires de statistique

A1. DISTRIBUTION DE PROBABILITÉ D'UNE GRANDEUR ALÉATOIRE

On appelle distribution de probabilité d'une grandeur aléatoire x ⁽²⁸⁾ à valeurs continues la fonction $f(x)$ telle que la probabilité pour que x soit comprise entre a et b s'écrive :

$$P(a < x < b) = \int_a^b f(x) dx$$

$f(x)$ est donc une densité de probabilité : $f(x)dx$ est la probabilité que la variable aléatoire x prenne une valeur comprise entre x et $x + dx$. On en déduit les deux propriétés suivantes :

$$f(x) \geq 0$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx = 1$$

A2. VALEUR MOYENNE ET ÉCART-TYPE

La valeur moyenne (ou espérance) X d'une grandeur aléatoire x à valeur continue est donnée par :

$$X = \int_{-\infty}^{+\infty} x f(x) dx$$

L'écart-type σ de la distribution des valeurs de X est défini par :

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - X)^2 f(x) dx$$

C'est une mesure de la dispersion des valeurs de x autour de sa valeur moyenne. Plus les valeurs de x se concentrent autour de la moyenne, plus l'écart-type est faible. σ^2 est appelée variance de la distribution.

Cas d'une distribution de probabilité discrète

Quand la grandeur aléatoire ne prend que des valeurs discrètes x_i avec des probabilités respectives p_i , la valeur moyenne et l'écart-type de la distribution sont respectivement donnés par : $X = \sum_i x_i p_i$ et $\sum_i (x_i - X)^2 p_i$.

(28) Pour simplifier les notations, on désigne par la même lettre x la variable aléatoire et sa valeur.

A3. EXEMPLES DE DISTRIBUTIONS DE PROBABILITÉ

La distribution de Gauss ou Loi Normale

La distribution de Gauss, de valeur moyenne X et d'écart-type σ s'écrit :

$$G_{X,\sigma}(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-(x-X)^2/2\sigma^2}$$

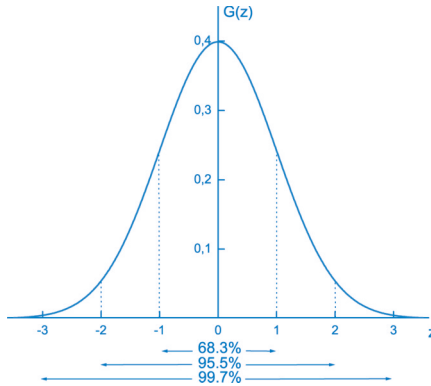


Figure 6 : La distribution de Gauss ou Loi Normale : c'est une distribution symétrique autour de la moyenne dont le graphe est présenté ci-dessus en fonction de $z = (x - X)/\sigma$. Comme indiqué sur la figure et dans le tableau 4, la probabilité que la valeur de x soit à moins d'un écart-type de la moyenne (en valeur absolue) est de 68 %. Cette probabilité passe à 99,7 % pour un écart à la moyenne de trois écarts-types. L'importance physique de la distribution gaussienne est discutée au paragraphe A4.

α	0	0,5	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4
P (%)	0	38,3	68,3	86,6	95,5	98,8	99,7	99,95	99,99

Tableau 4 : Loi Normale : probabilité P qu'une mesure de x se trouve dans l'intervalle $[X - \alpha\sigma, X + \alpha\sigma]$.

La distribution binômiale

On réalise n fois une expérience n'ayant que deux résultats possibles, l'un de probabilité p , l'autre de probabilité $1 - p$. La probabilité d'obtenir k fois le résultat de probabilité p est donnée par la distribution binômiale :

$$B_{n,p}(k) = C_n^k p^k (1 - p)^{n-k}$$

avec

$$C_n^k = \frac{n!}{k!(n - k)!}$$

Cette distribution de probabilité, définie uniquement pour les valeurs entières k pour moyenne np et pour écart-type $\sqrt{np(1 - p)}$. Elle n'est pas symétrique autour de sa

moyenne. Néanmoins, si n est grand et si les probabilités p et $1-p$ ne sont pas trop voisines de 0, la loi normale de moyenne np et d'écart-type $\sqrt{np(1-p)}$ est une très bonne approximation de la distribution binômiale. Dans la pratique, cette approximation est très convenable dès que np et $n(1-p)$ sont tous deux supérieurs à 5⁽²⁹⁾.

La distribution de Poisson

On la rencontre dans des situations où des événements rares et indépendants se produisent aléatoirement dans le temps avec une probabilité par unité de temps connue. Si les événements sont indépendants les uns des autres, le nombre n d'événements qui se produisent pendant une durée fixe est une grandeur aléatoire dont la distribution de probabilité est la loi de Poisson :
$$P_N(n) = e^{-N} \frac{N^n}{n!}$$

N est le nombre moyen d'événements observés.

On rencontre par exemple la distribution de Poisson lorsqu'on compte, pendant un temps donné, un nombre de désexcitations radioactives, ou le nombre de photons d'un faisceau laser. Elle décrit également le nombre de molécules se trouvant à l'intérieur d'un petit volume de gaz parfait.

La distribution de Poisson n'est pas symétrique autour de sa moyenne. Une de ses particularités est qu'elle ne dépend que d'un paramètre. Son écart-type est directement relié à sa moyenne par $\sigma = \sqrt{N}$. La distribution de Poisson de valeur moyenne $N = np$ est une très bonne approximation de la distribution binômiale $B_{n,p}$, lorsqu'on compte beaucoup d'événements rares, c'est-à-dire pour les grandes valeurs de n et les faibles valeurs de p (dans la pratique pour $n > 50$ et $N < 5$). Comme la loi binômiale, la distribution de Poisson est très proche d'une gaussienne dès que le nombre d'événements observés est grand.

A4. IMPORTANCE PHYSIQUE DE LA LOI NORMALE

Dans la pratique, si on répète un grand nombre de fois une mesure physique, on obtient le plus souvent pour les résultats de la mesure une distribution de probabilité gaussienne. On peut en fait démontrer ce résultat pour toutes les mesures sujettes à des erreurs systématiques négligeables, mais à de nombreuses sources d'erreurs aléatoires indépendantes (la version mathématique de ce théorème est appelée Théorème Centrale Limite)⁽³⁰⁾.

(29) Pour une analyse plus détaillée de cette approximation voir : *Physique statistique*, complément I.C, p. 62, B. DIU, C. GUTHMANN, D. LEDERER, B. ROULET, Éditions Hermann, 1995.

(30) On trouvera une illustration physique simple de ce théorème dans l'ouvrage de J.R. TAYLOR ([1], paragraphe 10.5, p. 235).