

→ S. Salsi, J.C. Cnockaert,
A. Mayer, J.C. André, centre de
recherche de l'INRS, Nancy
et
A. Brun, P. Georges, Institut
d'optique théorique et appliquée,
université Paris XI, Orsay

Equipement de protection contre les lasers

Comportement non linéaire induit par des flux lumineux élevés

PERSONAL PROTECTIVE EQUIPMENT AGAINST LASER BEAMS

NON LINEAR BEHAVIOUR INDUCED BY HIGH IRRADIANCE

Oculars generally used in industry for laser protecting goggles are made either of organic material with absorbing organic dyes or of mineral material doped with metallic aggregates. High irradiance can lead the ocular absorbers to upper excited electronic states causing thus a possible decrease in the light absorption by the material. In such cases the user is no longer efficiently protected. The purpose of this article is to evidence and interpret this effect and to make users aware of the possible limits of the equipment as well.

• laser • protective goggles • efficiency

Les lunettes de protection contre les lasers les plus utilisées dans l'industrie comportent soit des oculaires organiques dans lesquels sont dissous des colorants organiques absorbants soit des oculaires minéraux dopés par des agrégats métalliques. A haute densité de flux lumineux, les absorbeurs contenus dans les oculaires de protection peuvent être promus sur des états électroniques excités supérieurs ; de ce fait, l'absorption de la lumière par le matériau peut diminuer et l'utilisateur n'est alors plus protégé efficacement. L'objet du présent article est de mettre en évidence et d'interpréter cet effet et d'alerter les utilisateurs sur les limites possibles de ces équipements.

• laser • lunettes de protection • efficacité

Le danger présenté par les sources de rayonnement optique intense telles que les lasers est bien connu ; il fait l'objet d'une normalisation à l'échelle européenne [1, 2]. Différents types d'équipements de protection individuelle (EPI) sont utilisés pour protéger les utilisateurs des rayonnements optiques dangereux ; ces EPI utilisent différents principes de limitation de l'énergie transmise : absorption par des colorants organiques dissous dans des polymères ou par des agrégats métalliques dopant un verre minéral (absorbeurs), interférences, aluminisation... [3, 4, 5].

Les matériaux optiques organiques, dans lesquels sont dissous un ou plusieurs colorants et minéraux dopés par des agrégats métalliques sont les plus utilisés comme filtre en raison de leur faible coût. Au laboratoire, comme dans les applications industrielles [6], les lasers pulsés à durées d'impulsions courtes de l'ordre de la nanoseconde (ns), qui correspondent à des puissances instantanées très élevées,

sont de plus en plus utilisés. Dans ces conditions, des effets optiques non linéaires apparaissent qui peuvent entraîner la saturation optique du milieu absorbant ; il s'ensuit que la transparence des filtres peut augmenter et dégrader très fortement la protection oculaire. Ce phénomène, connu des spécialistes des lasers [7, 8], est prévisible.

L'objectif du présent article est triple :

- mettre en évidence et interpréter la saturation des absorbeurs sous l'action de hautes densités de flux;
 - alerter les utilisateurs potentiels sur les limites de la protection offerte par les EPI équipés de filtres organiques à colorants dissous et minéraux dopés par des agrégats métalliques;
 - envisager de nouvelles voies de recherche pour rendre ces EPI beaucoup plus efficaces (en tout cas, définir leurs limites d'utilisation).
- Pour ce faire, des modèles simples d'absorption ont été développés et validés sur des EPI du marché.

1. Modèles simplifiés d'absorption

Dans des conditions classiques illustrées par la *figure 1*, l'absorption est définie par la diminution de la densité de flux lumineux (dF), à une longueur d'onde λ , d'un faisceau lumineux parallèle traversant orthogonalement une lame absorbante d'épaisseur dx :

$$dF = -\alpha \cdot F \cdot c \cdot dx$$

où α représente le coefficient d'absorption ($\text{mole}^{-1} \cdot \text{m}^2$), c la concentration de l'absorbé ($\text{mole} \cdot \text{m}^{-3}$), F la densité de flux, à la distance x (m), exprimée en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$.

Si c est stationnaire dans tout le milieu, alors :

$$F = F_0 \exp[-\alpha \cdot c \cdot x]$$

Pour une épaisseur l connue de milieu traversé, l'absorbance A de ce dernier a pour expression :

$$A = \ln\left[\frac{F_0}{F}\right] = \alpha \cdot c \cdot l$$

Si la température est fixe, α est une constante; sinon, compte tenu des différences entre populations énergétiques dans le milieu absorbant, α peut être une fonction de la température.

Par ailleurs, la vitesse d'absorption de la lumière R_a (appelée aussi intensité lumineuse absorbée) est définie comme suit :

$$R_a = \left| \frac{dF}{dx} \right| = \alpha \cdot c \cdot F$$

(en $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$ ou $\text{E} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ où E représente un einstein, soit $6,023 \cdot 10^{23}$ photons à la longueur d'onde λ . E correspond ici à une unité énergétique (joules)).

La lumière absorbée en un point de l'espace conduit une certaine population de molécules à un état électronique excité qui se relaxe par un processus non radiatif pour retourner à l'état initial (cas idéal). Dans ce cas, on fait alors l'hypothèse de l'absence d'un processus photochimique irréversible (rendement quantique $\phi = 0$). Compte tenu de la durée de vie τ de l'état électronique excité et dans le cas de densités de flux élevées, la lumière peut être absorbée alors que les molécules ne sont pas retournées à l'état initial; cette situation permet le peuplement d'états excités supérieurs (*fig. 2*). Ainsi, dans les condi-

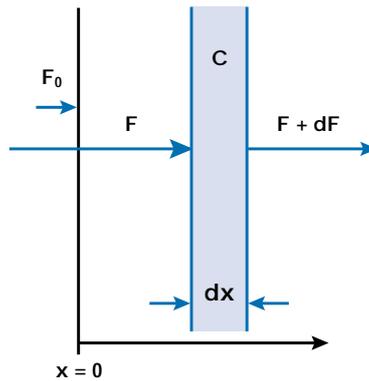


Fig. 1. Processus d'absorption

tions de la figure 1 et dans l'hypothèse d'une photostabilité du milieu, c_i représente la concentration d'un état excité Si pour une valeur x donnée, au temps t , il vient :

$$\frac{dc_i}{dt} = \alpha_{i-1} \cdot c_{i-1} \cdot F - \frac{1}{\tau_i} \cdot c_i - \alpha_i \cdot c_i \cdot F \quad (i \geq 1)$$

$$\frac{dc_0}{dt} = -\alpha_0 \cdot c_0 \cdot F + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{c_i}{\tau_i}$$

avec

$$\sum_{i=0}^{\infty} c_i = c^0$$

En théorie, pour un absorbé donné, α_i et τ_i sont connus, il s'ensuit que la connaissance de $F_0(t)$ doit permettre de

déterminer les évolutions temporelles de la transmission d'un filtre. Or, en pratique ces données ne sont pas disponibles.

Compte tenu de la complexité du système décrit ci-dessus et de l'absence de données pratiques de α_i et τ_i , il semble difficile d'effectuer une modélisation qui permette de définir précisément les effets de saturation des absorbés.

C'est pour cette raison que nous avons choisi deux cas typiques qui permettent d'une part d'illustrer les phénomènes précités, d'autre part d'orienter la recherche de nouvelles substances absorbantes utilisables pour la protection contre les lasers.

1^{er} Cas : $\alpha_i = \alpha, \forall i$

Dans ces conditions idéales, tous les états électroniques sont occupés et dF a pour expression :

$$dF = - \left[\sum_{i=0}^{\infty} \alpha_i \cdot c_i \right] F \cdot dx$$

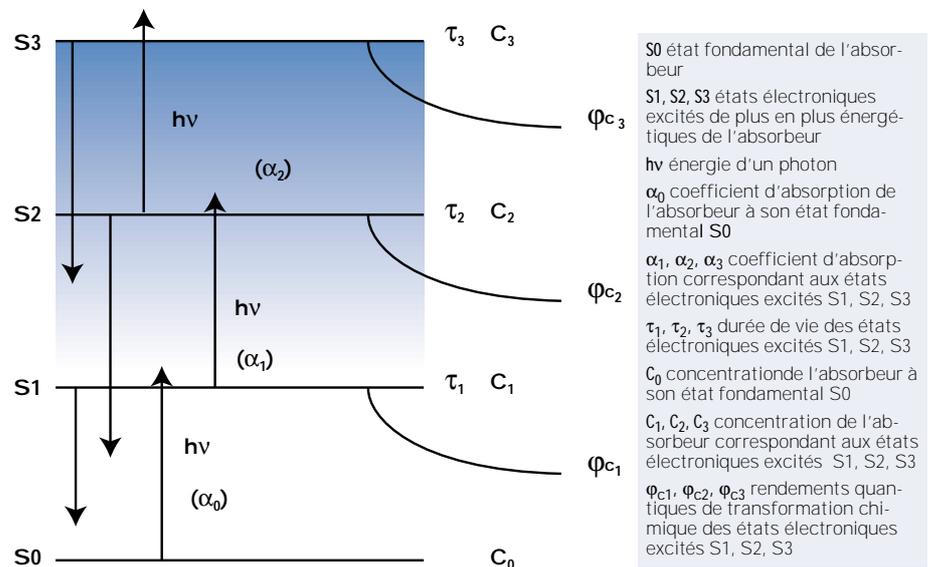
ou encore

$$dF = - \alpha \sum_{i=0}^{\infty} c_i \cdot F \cdot dx$$

comme

$$c^0 = \sum_{i=0}^{\infty} c_i \quad \text{alors } dF = - \alpha \cdot c^0 \cdot F \cdot dx$$

Le matériau conserverait donc théoriquement ses propriétés d'absorption dans le temps. Dans la réalité, en peuplant des états de plus en plus énergétiques S_2, S_3, \dots , les processus photochimiques ne peuvent plus être considérés comme



S_0 état fondamental de l'absorbé
 S_1, S_2, S_3 états électroniques excités de plus en plus énergétiques de l'absorbé
 $h\nu$ énergie d'un photon
 α_0 coefficient d'absorption de l'absorbé à son état fondamental S_0
 $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ coefficient d'absorption correspondant aux états électroniques excités S_1, S_2, S_3
 τ_1, τ_2, τ_3 durée de vie des états électroniques excités S_1, S_2, S_3
 C_0 concentration de l'absorbé à son état fondamental S_0
 C_1, C_2, C_3 concentration de l'absorbé correspondant aux états électroniques excités S_1, S_2, S_3
 $\phi_{c1}, \phi_{c2}, \phi_{c3}$ rendements quantiques de transformation chimique des états électroniques excités S_1, S_2, S_3

Fig. 2. Processus multiphotoniques séquentiels

négligeables. En effet, ils peuvent entraîner une dégradation du matériau protecteur dont l'importance dépend du nombre de tirs laser.

Dans les conditions du modèle, l'absorbance A du matériau a pour expression :

$$A = A_0 = \ln\left[\frac{F_0}{F}\right]$$

ou encore

$$A = \alpha_0 \cdot c^0 \cdot l$$

quelle que soit la densité de flux incidente.

2^e Cas : $\alpha_1 = 0$

Dans ce cas, l'état S1 n'absorbe pas l'énergie correspondant à la longueur d'onde λ , le système photophysique se limite donc à S0 et à S1; alors :

$$\frac{dc_0}{dt} = \alpha_0 \cdot c_0 \cdot F - \frac{1}{\tau_1} (c^0 - c_0)$$

et

$$F(x, t) = F_0(t) \cdot \exp\left[-\alpha_0 \int_0^x c_0 dx\right]$$

Dans ces conditions, à $t = 0$, toutes les molécules absorbantes sont dans l'état fondamental S0. Le flux de photons les fait passer de S0 à S1 au voisinage de $x = 0$ jusqu'à l , épaisseur du filtre. C'est ainsi que la densité de flux est une fonction de l'espace et du temps.

Pour illustrer les phénomènes de saturation d'absorption, il a été fait appel à une hypothèse complémentaire simplificatrice mais majorant l'effet physique, à savoir que le filtre est irradié pendant un temps

infini (recherche de la stationnarité); il s'ensuit :

$$\frac{dc_0(x)}{dt} = 0 \quad \forall x \in [0, l]$$

$$F_0(t) = F_0 \quad \forall t \geq 0$$

On aboutit alors à l'expression implicite suivante :

$$\alpha_0 \cdot c^0 \cdot x = -\left[\frac{c^0 - c_0}{c_0}\right] + \alpha_0 \cdot F_0 \cdot \tau_1 + \ln\left[\alpha_0 \cdot F_0 \cdot \tau_1 \frac{c_0}{c^0 - c_0}\right]$$

qui peut être mise sous forme adimensionnelle :

$$\Omega = \mu - \frac{1 - \gamma}{\gamma} + \ln\left[\frac{\mu \gamma}{1 - \gamma}\right]$$

$$\Omega = A_0 \frac{x}{l} \quad \text{et} \quad A_0 = \alpha_0 \cdot c^0 \cdot l$$

$$\gamma = \frac{c_0}{c^0} \quad \text{et} \quad \mu = \alpha_0 \cdot F_0 \cdot \tau_1$$

La *figure 3* donne à titre d'exemple les variations de γ en fonction de Ω pour différentes valeurs de μ . Cette figure illustre l'évolution spatiale de la concentration, dans le filtre, de l'absorbant dans son état électronique fondamental.

Par ailleurs, il est possible de calculer l'évolution de l'absorbance A_s en fonction de μ , à partir de $\gamma(\Omega)$ selon l'équation :

$$A_s = \ln\left[\frac{\gamma(A_0)}{1 - \gamma(A_0)} \mu\right]$$

Les variations de A_s/A_0 en fonction de μ sont présentées à la *figure 4*. Cette figure met en évidence l'effet du flux sur la transparence du filtre, elle montre en particulier qu'il existe un seuil «approximatif» de saturation qui définit les conditions maximales d'utilisation du protecteur individuel; elles correspondent sensiblement à $\mu \leq 1$ et donc à $\frac{A_0 \cdot F_0 \cdot \tau_1}{c^0 \cdot l} \leq 1$.

Principaux paramètres définissant une protection acceptable

Compte tenu de ce qui précède et sachant que, dans les conditions classiques, $A_0 \approx 10$ (absorbance népérienne) et, $l \approx 1$ mm, alors :

$$F_0 \cdot \tau_1 \leq 10^{-4} C^0$$

Cette relation fait apparaître que les principaux paramètres qui définissent une protection acceptable sont :

- le flux incident $[F_0]$,
- la durée de vie de l'état S1 $[\tau_1]$,
- la concentration $[C^0]$ de l'absorbant.

Elle met en évidence la nécessité d'utiliser des absorbeurs à faible coefficient d'absorption pour que C^0 soit le plus élevé possible (au problème de solubilité de l'absorbant près) et des durées de vie de S1 $[\tau_1]$, les plus faibles possibles. Ainsi, cette relation simplifiée permet d'orienter la recherche de nouveaux absorbeurs susceptibles de mieux protéger.

Ordre de grandeur :

Si $\tau_1 = 10^{-9}$ s et $C^0 = 100$ mole.m⁻³
alors $F_0 \leq 10^{-7}$ E.m⁻².s⁻¹
ou $F_0 \leq 10^8$ W.m⁻²

Dans ces conditions, pour une durée d'impulsion de 10 ns, la fluence doit être inférieure à 1 J.cm⁻².

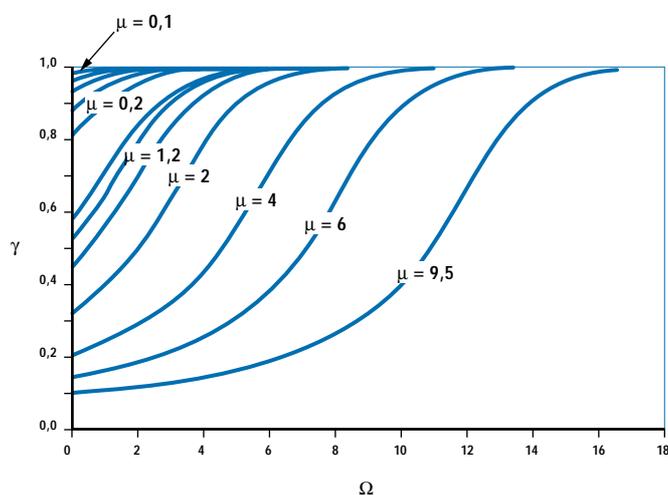


Fig. 3. Variations de γ en fonction de Ω pour différentes valeurs de μ

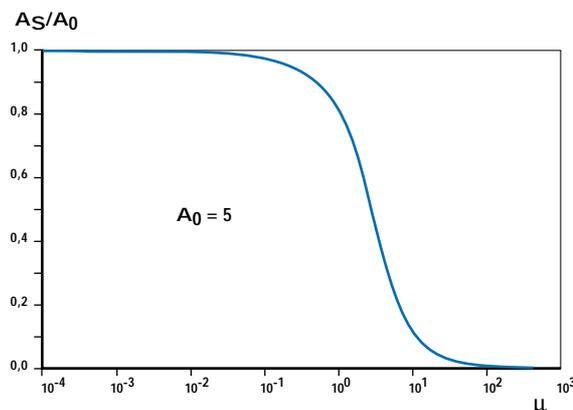


Fig. 4. Variations de A_s/A_0 en fonction de μ

2. Expérimentation

Les densités optiques de trois filtres et quatre lunettes de protection, dont les caractéristiques sont données dans le [tableau I](#), ont été mesurées en fonction de la densité de puissance incidente. Ces mesures ont été réalisées en régime monocoup (pour l'ensemble des EPI) et à une cadence de tirs laser de 20 Hz (cas des EPI repérés FA, FB et FD), en incidence normale (pour l'ensemble des EPI) et rasante (cas des lunettes repérées LC). Ces tests avaient pour but de mettre en évidence et de quantifier d'éventuels effets de saturation d'absorption des EPI, de vérifier l'influence de la cadence de tirs sur leurs qualités d'absorption et leur stabilité au flux et enfin de déterminer la densité de puissance du flux incident qui les détruit.

2.1. Variations de la densité optique des EPI en fonction de la densité d'énergie incidente en régime monocoup

Les densités optiques des trois filtres FA, FB, FC et des quatre lunettes de protection contre les lasers LC, LE, LF et LG (tableau I) ont été mesurées en fonction de la densité de puissance incidente en régime monocoup. Le montage expérimental utilisé est décrit à la [figure 5](#).

Le laser utilisé était un laser Nd:YAG émettant des impulsions à 532 et 1064 nm (durées d'impulsion 10 ns) ; l'énergie d'une impulsion était respectivement égale à 3,3 et 16 mJ.

Un jeu de filtres neutres (D1), placé avant l'échantillon, permettait de faire varier l'intensité du faisceau laser incident. Un second jeu de filtres neutres (D2), placé après l'échantillon, permettait de respecter la plage de linéarité du système de photo-détection. Ces deux jeux de filtres neutres étaient étalonnés à 532 nm et 1064 nm.

De plus, une lentille permettait de focaliser le faisceau laser sur l'échantillon afin d'obtenir de fortes densités d'énergie. Il était ainsi possible de faire varier le diamètre du faisceau incident en changeant la position de cette lentille.

Le cadre du présent travail ne concernant que les effets de saturation d'absorption, il était donc nécessaire de collecter tout le flux transmis par l'échantillon, quel que soit le profil spatial du faisceau après traversée de ce dernier. Pour ce faire, une lentille de collimation collectait le flux transmis, lequel est mesuré à l'aide du photo-détecteur n° 2. Dans le montage expérimental décrit à la figure 5, le photo-

TABLEAU I

CARACTÉRISTIQUES DES FILTRES ET DES LUNETTES DE PROTECTION CONTRE LES LASERS ÉTUDIÉS

EPI	λ (nm)	Densité optique (*)	Caractéristiques générales Matière	Couleur
FA (e = 1 mm)	532	> 5	verre minéral	rouge
FA (e = 2 mm)		> 5	verre minéral	rouge
FB		> 5	verre minéral	orange
LC		5	verre minéral, film organique	orange
FD	1064		verre minéral	gris bleu
LE		16	organique	vert foncé
LF		4	verre minéral	gris bleu
LG		6	organique	vert

(*) Données fabricant. La densité optique est définie en logarithme décimal par $A_{10} = A_{\text{néper}} / 2,3$.

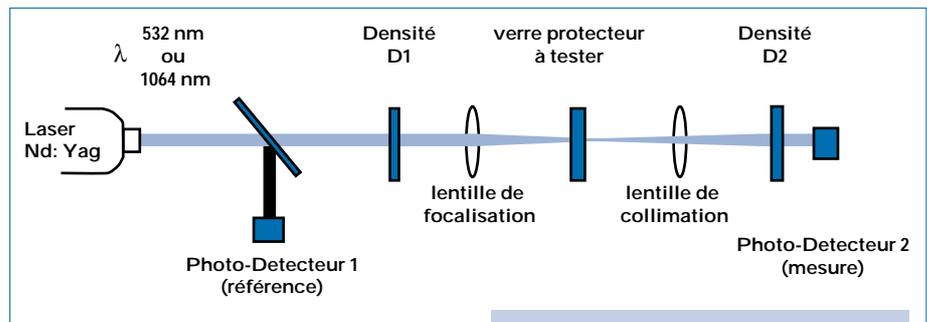


Fig. 5. Montage expérimental utilisé pour la mesure de la saturation d'absorption des EPI en régime monocoup

Étalonnage du banc de mesure sans échantillon
mesure de S_0 mV pour une densité optique $D_0 = D_1 + D_2$

Mesure

La densité optique D de l'échantillon s'exprime, en fonction des divers paramètres, comme suit

$$D = D_0 - D_1 - D_2 - \log(S/S_0)$$
pour une densité de puissance incidente P connue

$$P = P_0/S \cdot 10^{-D_1}$$
où P_0 est la puissance du laser et S la surface du faisceau

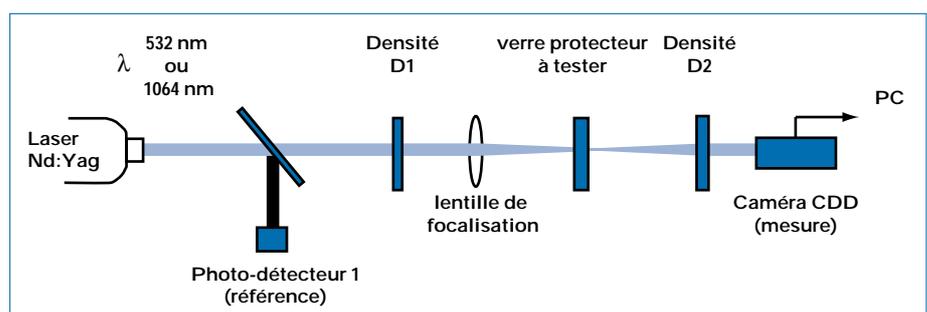


Fig. 6. Montage expérimental utilisé pour visualiser des réfractions non linéaires

détecteur n° 1 permettait de contrôler l'énergie émise par le laser.

Les mesures ont été effectuées en régime monocoup (après un tir laser seulement) et après destruction du matériau. Le faisceau laser était focalisé en incidence normale sur un diamètre de 80 μm pour les EPI utilisés à 532 nm et 160 μm pour ceux utilisés à 1064 nm (tableau I).

Conditions expérimentales particulières pour les lunettes LC, LE et LF :

■ Les oculaires en verre minéral des lunettes LC comportent un film organique côté œil. Les mesures ont été réalisées en focalisant le faisceau laser incident, d'une part sur la partie de l'oculaire en verre minéral (sens normal), d'autre part sur le film organique (sens inverse). Ces mesures ont permis de vérifier si le sens d'utilisation des oculaires influence leur saturation d'absorption.

■ Pour les mesures réalisées sur les lunettes LE et LG, le faisceau laser était focalisé en incidence normale sur deux diamètres (160 μm et 1800 μm) afin d'obtenir une large dynamique de densité de puissance.

2.2. Variations de la densité optique des lunettes LC en fonction de l'angle d'incidence du rayon laser

Afin de vérifier l'hypothèse de l'effet de l'angle d'incidence du faisceau laser sur le comportement non linéaire des EPI, les variations de la densité optique des

lunettes LC ont été mesurées en incidence rasante ($i = 70^\circ$). Le montage expérimental ainsi que les conditions d'essai sont ceux des mesures en incidence normale (fig. 5).

2.3. Variations de la densité optique des filtres de protection FA, FB, et FD en fonction de la densité d'énergie incidente en excitation 20 Hz

Pour étudier les effets de l'accumulation du nombre de tirs laser sur une même surface de l'EPI, la variation de la densité optique des trois filtres de protection FA, FB et FD en fonction de la densité d'énergie incidente a été mesurée en régime pulsé à une cadence de tirs laser de 20 Hz. Le montage expérimental et les conditions d'essai sont ceux des mesures en régime monocoup (fig. 5).

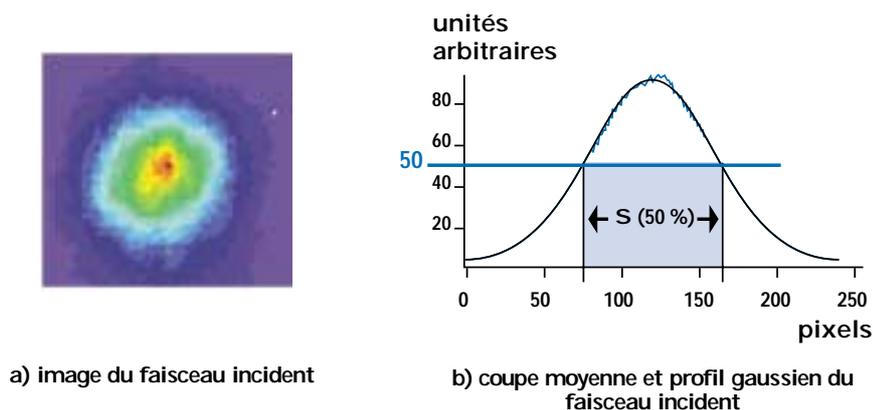
2.4. Stabilité au flux des lunettes LF

Afin de tester la stabilité au flux des lunettes LF, la densité optique de ces lunettes a été mesurée en fonction du nombre de tirs reçus. Les essais ont été réalisés pour deux densités de puissance laser, 550 $\text{MW}\cdot\text{cm}^{-2}$ et 5500 $\text{MW}\cdot\text{cm}^{-2}$, à l'aide du montage expérimental décrit à la figure 5. La cadence de tir était de 1 Hz pour permettre à l'échantillon de reprendre son état initial (thermique et spectroscopique) entre chaque tir.

2.5. Profil spatial du faisceau laser émergent des lunettes LG en fonction du nombre de tirs laser

Le profil spatial du faisceau laser émergent des lunettes LG a été mesuré en fonction du nombre de tirs laser. Ces mesures ont permis de quantifier les effets de diffusion ou de réfraction non linéaire de cet EPI. Le montage expérimental utilisé est décrit à la figure 6. Afin de pouvoir visualiser de faibles effets de réfraction non linéaire, la caméra CCD, utilisée comme photodétecteur spatial, a été placée à 0,40 m de l'échantillon à mesurer. Le faisceau laser incident avait une densité de puissance égale à 700 $\text{MW}\cdot\text{cm}^{-2}$, il était focalisé sur l'échantillon sur une tache de 160 μm de diamètre. Le profil du faisceau laser est gaussien comme le montrent les figures 7a et b. La figure 7a représente une image du faisceau incident à 1064 nm, ses dimensions réelles sont 6,86 mm de largeur et 6,45 mm de hauteur. La figure 7b est une section moyenne du faisceau. A partir des images acquises par la caméra CCD, la surface du faisceau laser émergent de l'échantillon a été mesurée à l'aide d'un analyseur de faisceau Spiricon LBA-300C. Dans ces mesures, la surface prise en compte est celle indiquée à la figure 7b (c'est-à-dire à 50 % de l'amplitude maximale du profil du faisceau). Les mesures ont été effectuées en mode pulsé à une cadence de tir de 1 Hz pour permettre à l'échantillon de reprendre son état initial (thermique et spectroscopique) entre chaque tir.

Fig. 7. Le faisceau incident



S(50%) = surface prise en compte pour la mesure de la modification du profil spatial du faisceau laser. Cette surface correspond à 50 % de l'amplitude maximale du profil du faisceau

3. Résultats

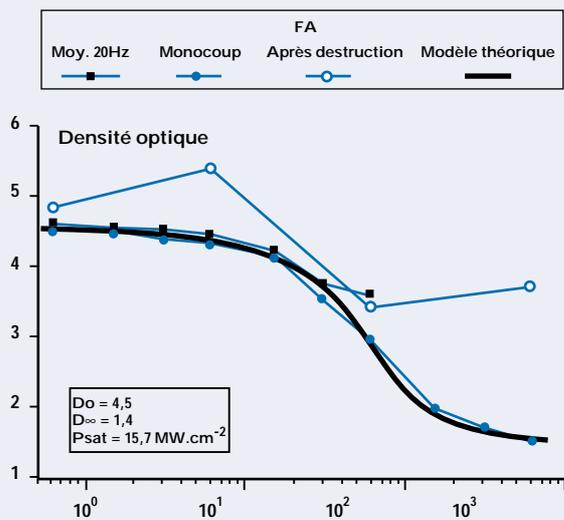
3.1. Variations de la densité optique des EPI en fonction de la densité de puissance du faisceau laser en régime monocoup

Les figures 9 a à c représentent la densité optique des EPI FA, FB et LC, utilisés pour la protection oculaire contre les lasers émettant un rayonnement visible à 532 nm, en fonction de la densité de puissance du faisceau laser incident en régime monocoup. Ces figures montrent que, en régime monocoup lequel laisse la possibilité au système de se relaxer en particulier d'un point de vue thermique, l'absorption des EPI diminue lorsque la densité du flux incident augmente. Le comportement de ces EPI est prévisible (cf. modèle simplifié du § 1) si S1 est transparent à la longueur d'onde d'utilisation.

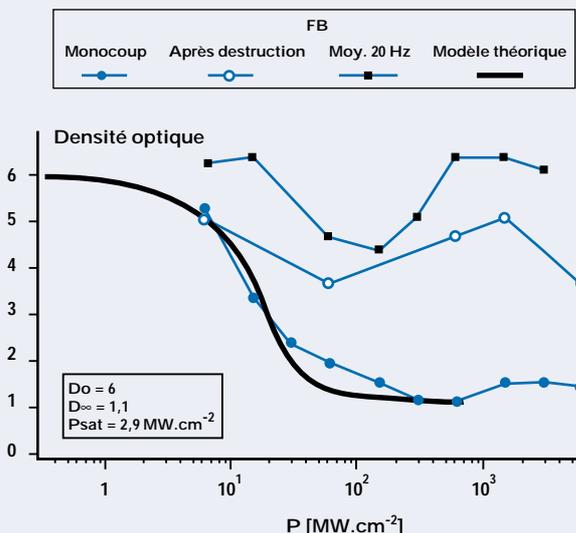
La diminution d'absorption de ces EPI est de l'ordre de 10^3 pour le filtre FA et 10^5 pour le filtre FB et les lunettes LC. Toutefois, les effets de saturation d'absorption en excitation monocoup n'apparaissent qu'avec des densités de puissance élevées de l'ordre de 16 MW.cm^{-2} pour le filtre FA, 3 MW.cm^{-2} pour le filtre FB et 5 MW.cm^{-2} pour les lunettes LC. Enfin, pour les trois EPI étudiés, il existe un seuil de destruction irréversible par effet thermique (tableau II).

En ce qui concerne les lunettes LC, la figure 9c montre que le sens dans lequel l'oculaire est irradié (faisceau laser focalisé sur le verre minéral, sens normal, ou sur le film organique, sens inverse) influence très peu la saturation d'absorption de cet EPI.

a) Saturation d'absorption dans le filtre FA



b) Saturation d'absorption dans le filtre FB



c) Saturation d'absorption dans les lunettes LC

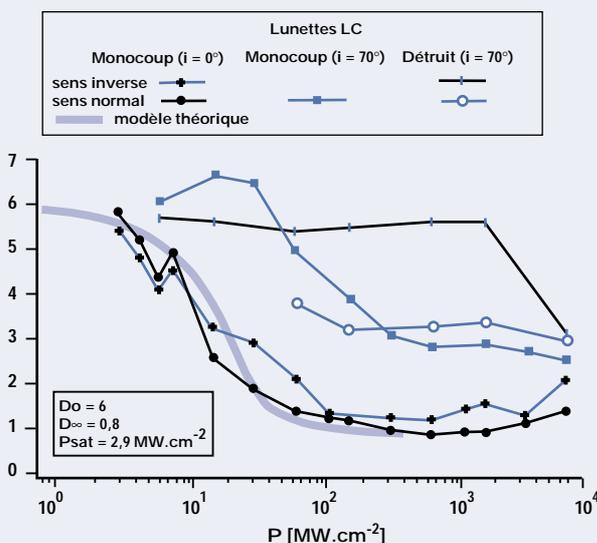


Fig. 9a à c. Saturation d'absorption dans les différents EPI testés
Les valeurs de D_0 , D_∞ , P_{sat} (densité de puissance de saturation) correspondent aux coefficients obtenus en appliquant les modèles simples présentés au § 1

TABLEAU II

SEUILS APPROXIMATIFS DE DESTRUCTION DES FILTRES OU DES LUNETTES DE PROTECTION CONTRE LES LASERS ($\lambda = 532 \text{ nm}$)

EPI	Seuil de destruction (MW.cm^{-2})
FA	5.10^2
FB	10^2
LC	2.10^3

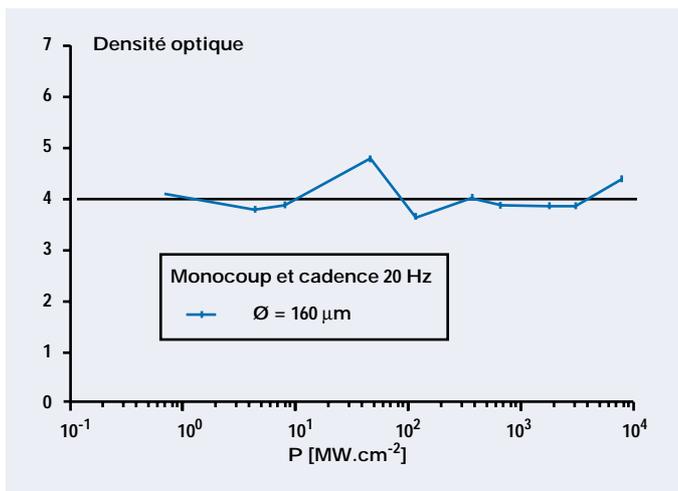


Fig. 10. Variation de l'absorption dans le filtre FD

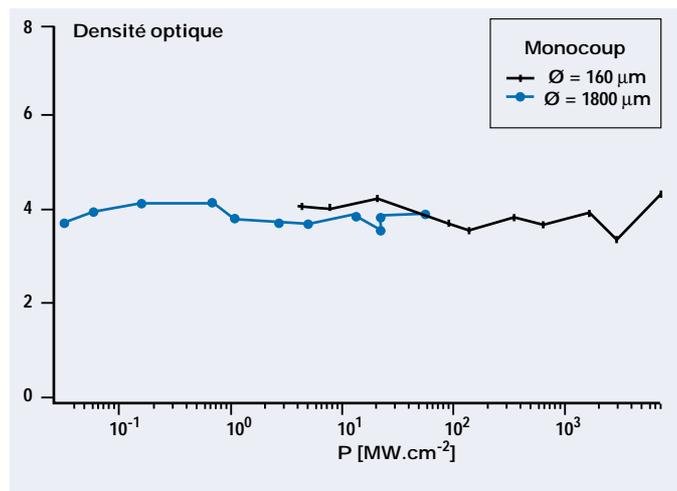


Fig. 11. Variation de l'absorption dans les lunettes LE

Les résultats des mesures réalisées sur les EPI FD, LE, LF et LG, utilisés pour la protection oculaire contre les lasers émettant un rayonnement proche infrarouge à 1064 nm, sont représentés aux figures 10 à 13. Ces figures montrent que les effets observés sur les protecteurs prévus pour les lasers émettant à 532 nm ne sont retrouvés que dans le cas des lunettes LG. Les autres protecteurs (FD, LE et LF) résistent bien aux effets de densités de flux laser élevées (cf. modèle pour $\alpha_i = \alpha, \forall i$). Par ailleurs, les seuils de destruction de ces EPI sont supérieurs à ceux des EPI à 532 nm (FA, FB et LC) comme indiqué dans le tableau III. Pour les lunettes LG, la perte d'absorption est de 10^5 et la densité de puissance de saturation correspondante est de l'ordre de 1 MW.cm^{-2} .

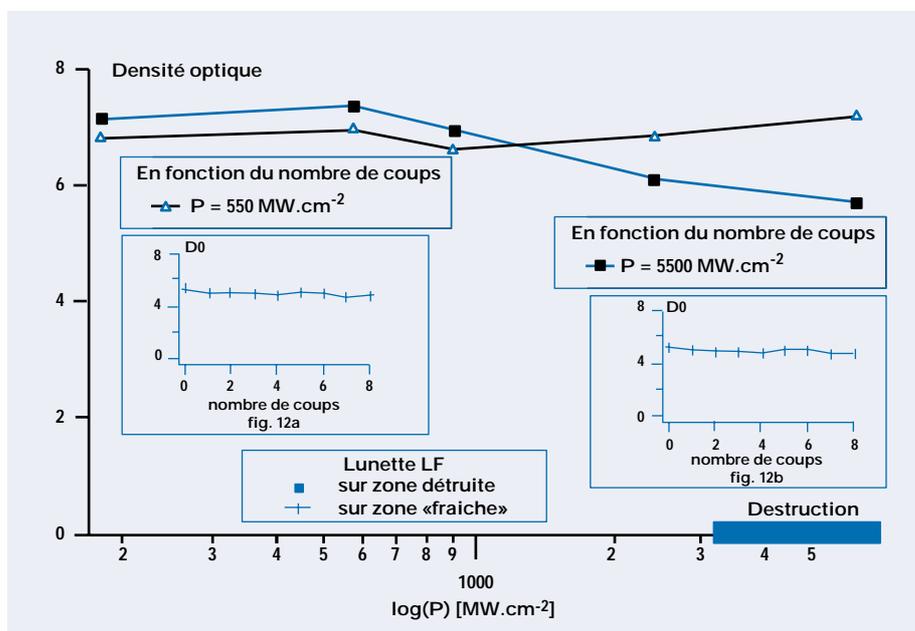


Fig. 12. Variation de l'absorption et tenue au flux (12a et 12b) des lunettes LF

TABLEAU III
SEUILS APPROXIMATIFS DE DESTRUCTION DES FILTRES OU DES LUNETTES DE PROTECTION CONTRE LES LASERS ($\lambda = 1064 \text{ nm}$)

EPI	Seuil de destruction (MW.cm^{-2})
FD	10^4
LE	3.10^3
LF	3.10^3
LG	2.10^3

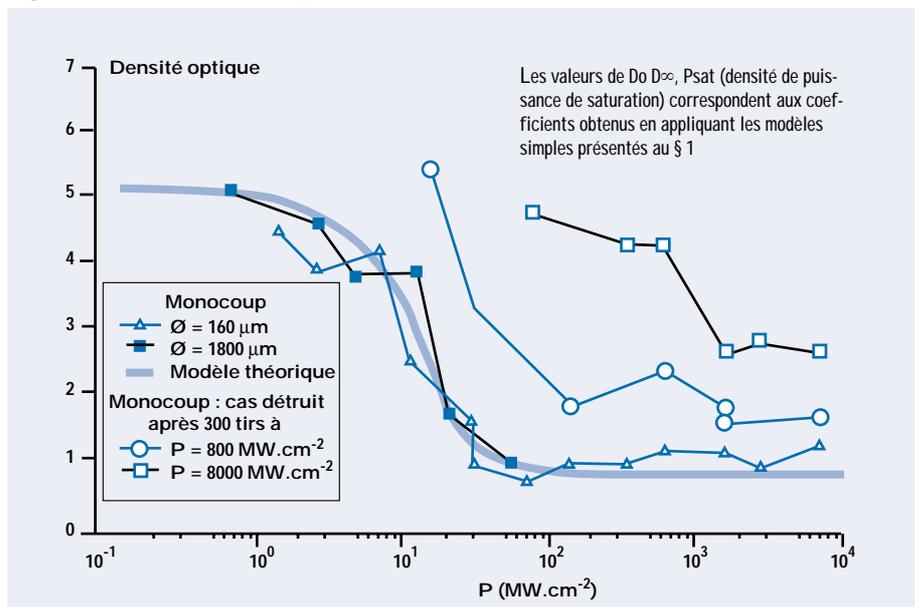


Fig. 13. Saturation d'absorption dans les lunettes LG

3.2. Variations de la densité optique des lunettes LC en fonction de l'angle d'incidence du faisceau laser

La figure 9c montre qu'en incidence rasante ($i = 70^\circ$), la densité linéaire et le seuil de comportement non linéaire des lunettes LC est plus important qu'en incidence normale. Ce résultat était prévisible, car en incidence rasante la longueur d'échantillon traversée est plus importante qu'en incidence normale. De plus, le sens dans lequel est irradié l'oculaire de cet EPI (faisceau laser focalisé sur le verre minéral dans le sens normal; ou sur le film organique dans le sens inverse) influence très peu la saturation d'absorption.

3.3. Variation de la densité optique des EPI FA, FB et FD en fonction de la densité de puissance du faisceau laser en excitation pulsée à 20 Hz

Les figures 9a et 9b représentent les variations de la densité optique des filtres FA et FB en fonction de la densité d'énergie incidente en excitation pulsée à 20 Hz. Ces figures montrent qu'en excitation pulsée, situation plus proche de la réalité industrielle ou de laboratoire, l'effet de saturation des EPI est beaucoup plus atténué. Ce résultat traduit une destruction partielle possible du matériau quand il est irradié par un grand nombre d'impulsions.

En ce qui concerne le filtre FD, la figure 10 montre que les résultats des mesures en excitation monocoup et à une cadence de 20 Hz sont identiques. Ce filtre ne sature pas, il résiste au flux élevé; de plus, il ne présente aucune dégradation après plusieurs tirs laser.

3.4. Stabilité au flux des lunettes LF

Les variations de la densité optique des lunettes LF mesurées pour deux densités de puissance (550 et 5500 MW.cm⁻²) en fonction du nombre de tirs laser reçus sont représentés aux figures 12a et 12b. Ces figures montrent que, pour ces lunettes, il n'existe pas de saturation d'absorption ni de dégradation dues aux tirs laser répétés.

3.5. Etude du profil spatial du faisceau laser émergent des lunettes LG en fonction du nombre de tirs laser

Les images de la figure 14 représentent l'évolution du profil spatial du faisceau laser émergent des lunettes LG en fonction du nombre de tirs. Cette figure montre que la surface de la tache représentant le profil spatial du faisceau laser augmente avec le nombre de tirs. Cet effet, qui cor-

respond à une destruction progressive du protecteur, peut-être expliqué par les phénomènes de diffusion et de diffraction. Ces derniers sont dus à la présence de matériaux «brûlés», résultant de la dégradation du filtre par des processus thermiques et photochimiques.

L'élargissement de la tache peut être expliqué qualitativement par deux phénomènes, à savoir l'élévation de température induite par les impulsions laser, à la saturation près, et le transfert de chaleur par diffusion thermique (loi de Fourier). Cependant, l'élévation de température entraîne une variation locale de l'indice de réfraction du matériau lequel décroît avec le nombre de tirs. Ainsi, pour un profil sensiblement gaussien du faisceau laser incident (fig. 8), l'élévation de la température induit un gradient d'indice de réfraction du milieu; ceci revient à considérer qu'une pseudo-lentille concave, dont la focale est fonction du temps, s'est fixée sur la surface du filtre. Ce phénomène est illustré à la figure 15. Dans ces conditions,



Fig. 14. Evolution du profil spatial de l'impulsion en fonction du nombre de tirs (cadence 1 Hz)

le faisceau parallèle incident traverse un milieu d'indice de réfraction variable et diverge. Par conséquent, le faisceau émergent peut être focalisé au-delà de la fovea et la densité de puissance sur cette zone sensible de l'œil est corrélativement plus faible.

4. Conclusion et perspectives

La présente étude a mis en évidence des effets de saturation d'absorption dans certains types de protecteurs individuels de protection. En particulier les EPI en verre minéral dopé par des agrégats métalliques saturent dans le visible à 532 nm et ceux en matière organique à colorant dissous dans l'infrarouge à 1064 nm. On ne peut donc pas incriminer la nature du matériau seule. Ces phénomènes de saturation d'absorption surviennent pour des longueurs d'onde absorbées par le matériau et pour des densités de puissance assez élevées. De plus, tous les EPI étudiés qui présentent une saturation d'absorption, ne saturent plus avant la destruction du matériau protecteur ; la protection offerte par ces EPI est de fait améliorée. **Les opérateurs doivent donc être particulièrement vigilants dans le choix des protecteurs individuels contre les lasers.**

Dans le cas des lasers de puissances élevées, d'après les modèles simplifiés développés au § 1, les concepteurs qui souhaitent améliorer la protection apportée par des équipements de protection devront utiliser des absorbeurs disposant de coefficients d'absorption élevés dans les états électroniques supérieurs (S1, S2...). Toutefois, l'utilisation de tels absorbeurs nécessite l'identification et la connaissance des processus photochimiques susceptibles de détruire le matériau photoactif. Cette contrainte est délicate à atteindre. Une autre solution, potentiellement plus avantageuse, serait de rechercher des absorbeurs à faible coefficient d'absorption à durée de vie de l'état électronique excité la plus faible.

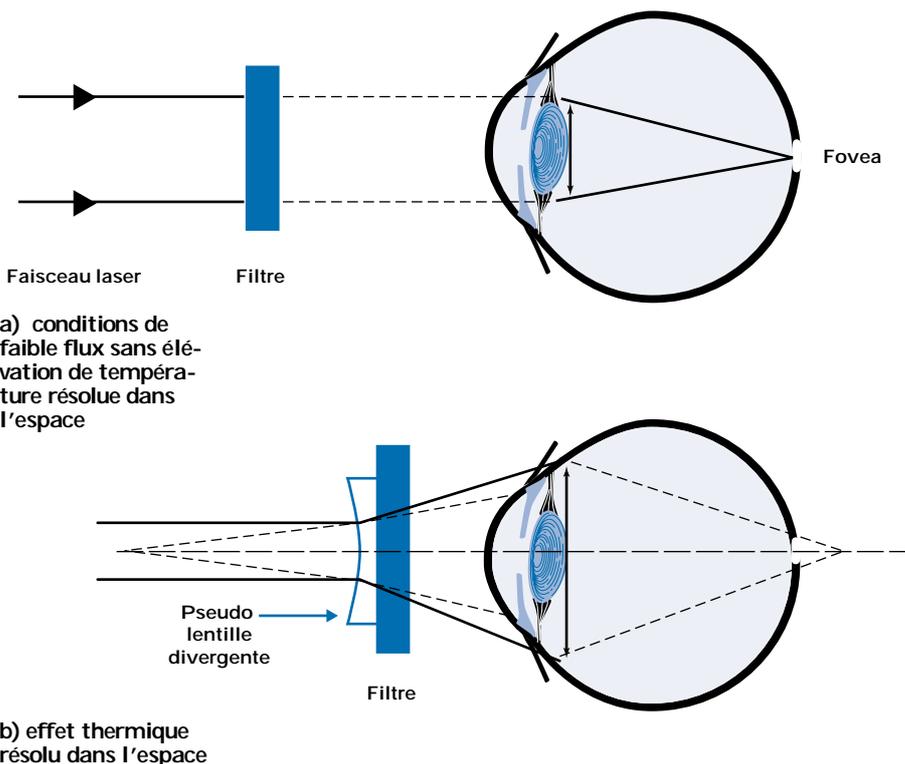


Fig. 15. Influence de l'effet thermique sur les protections de l'œil

BIBLIOGRAPHIE

1. Pr EN 207 - Protection individuelle de l'œil - Filtres et protecteurs contre les rayonnements laser (lunettes de protection laser). Bruxelles, CEN, juillet 1996, 23 p. (projet de révision de la norme EN 207 d'octobre 1993).
2. Pr EN 208 - Protection individuelle de l'œil - Lunettes de protection pour les travaux de réglage sur les lasers et sur les systèmes laser (lunettes de réglage laser). Bruxelles, CEN, juillet 1996, 23 p. (projet définitif de révision de la norme EN 208 d'octobre 1993).
3. SLINEY D.H., WOLBARSH M. - Safety with lasers and other optical sources. New York, Plenum Press, 1980, 1035 p.
4. ULYSSE J.F., MAYER A., BODO H., COURRIER G. - Les lasers, risques et moyens de protection. Cahiers de Notes Documentaires - Hygiène et Sécurité du Travail, 1986, 125, pp. 523-537.
5. FONTANELLA J.C., ANDRÉ J.C., LAUDE J.P., CHAVEL P., GAILLARD M., LENNE W., GLASSER M. - Photonique et laser. *Compte rendu SFO/CRIN/MESR*. 1993, 120 p.
6. ANDRÉ J.C. - Les relations laser-entropie. *Entropie* 133, N° spécial Laser, 1987, pp. 4-6.
7. LYON T. L., MARSHALL W. J. - Nonlinear properties of optical filters - Implications for laser safety. *Health Physics*, 51, 1, 1986, pp. 95-96.
8. ROBINSON A.A., MARSHALL W.J., DUDEVOIR S.G. - Study of saturation in commercial goggles. *SPIE, Laser safety, Eyesafe Laser Systems, and Eye protection*, 1990, 1207, pp. 202-213.

INSTITUT NATIONAL DE RECHERCHE ET DE SÉCURITÉ - 30, rue Olivier-Noyer 75680 Paris cedex 14

Tiré à part des Cahiers de notes documentaires - Hygiène et sécurité du travail, 2^e trimestre 1998, n° 171 - ND 2075 - 1 200 ex.
N° CPPAP 804/AD/PC/DC du 14-03-85. Directeur de la publication : J.-L. MARIE. ISSN 0007-9952 - ISBN 2-7389-0733-4