04.11.03

## Cours 5

# **PROCESSUS MULTIPHOTONIQUES**

# **Processus multiphotoniques**

Processus impliquant non pas un mais plusieurs photons. Nécessitent plusieurs interactions atome – champ et n'apparaissent donc pas à l'ordre le plus bas de la théorie des perturbations.

## **Exemples**

Passage de l'atome d'un niveau a à un niveau b par absorption (ou émission), non pas d'un, mais de <u>plusieurs</u> photons, avec conservation globale de l'énergie, du moment cinétique et de l'impulsion.

Non linéarités dans la réponse d'un atome à un champ, donnant naissance à des susceptibilités non linéaires.

## **Optique non linéaire**

## Importance de ces processus

- Apparaissent dans tous les domaines de fréquence.
- Systèmes modèles simples pour illustrer le traitement des effets d'ordre supérieur en mécanique quantique.
- Stimulation pour développer des traitements non perturbatifs.
- Très vaste champ d'applications pratiques: utilisation des effets non linéaires pour
  - générer des nouvelles fréquences
  - coupler des ondes entre elles
  - guider des ondes
  - corriger des distorsions de phase

# 2 types de problèmes à résoudre

## <u>1 – Étude microscopique du processus multiphotonique</u>

- (à l'échelle atomique)
- Amplitude de transition
- Caractéristiques de la résonance
- Susceptibilités non linéaires

## 2 – Étude de la propagation dans un milieu matériel

Par exemple, comment les ondes nouvelles générées de manière non linéaire par chaque atome se propagentelles dans un milieu matériel constitué de plusieurs atomes?

- Accord de phase
- Auto focalisation
- Équations de Bloch Maxwell

Ici, on insistera surtout sur le problème 1.



**Bref historique** 

### Processus multiphotoniques dans le domaine RF

Premières observations expérimentales Importance des lois de conservation Élargissement et déplacement radiatifs

#### Processus multiphotoniques optiques entre états discrets

Effets nouveaux par rapport au domaine RF Conservation de l'impulsion. Diagrammes énergie impulsion Transitions à 2 photons sans effet Doppler Absorption saturée

Suite de cette étude au cours 6

## Les premiers travaux

### **Théoriques**

M. Göppert Mayer, Ann. Phys. (Leipzig), 9, 273 (1931)

## **Expérimentaux**

V. Hughes, L. Grabner, Phys. Rev. <u>79</u>, 314 et 829 (1950)



Spectre RF de molécules RbF (résonance électrique sur un jet moléculaire). Observation d'un groupe de raies non prévues et que les auteurs essaient d'expliquer en termes de transitions à 2 photons.

Observation à l'ENS de transitions à plusieurs photons sur des atomes de sodium pompés optiquement (thèses de B. Cagnac et J.M. Winter). Travaux décrits plus loin.

# PROCESSUS MULTIPHOTONIQUES DANS LE DOMAINE DES RADIOFRÉQUENCES

# Transition à 2 photons entre 2 sous niveaux Zeeman m<sub>F</sub> et m<sub>F</sub>+2

Sous niveaux non équidistants à cause de l'effet Paschen Back



# Transitions à 1 photon

$$E_{m_F+1} - E_{m_F} = \hbar \omega_1$$

$$E_{m_F+2} - E_{m_F+1} = \hbar \omega_2$$

## Transition à 2 photons

- Conservation de l'énergie  $E_{m_{E}+2} E_{m_{E}} = 2\hbar\omega$
- Conservation du moment cinétique (photons RF de polarisation  $\sigma_+$ )  $(m_F + 2)\hbar - m_F\hbar = \hbar + \hbar$

## Quelques niveaux du système atome +photons RF

- Atome dans m<sub>F</sub>, m<sub>F</sub>+1, m<sub>F</sub>+2 en présence de N photons
   Même écart entre niveaux que sur la figure précédente.
- Atome dans m<sub>F</sub> en présence de N+1 photons
   Même position que le niveau en pointillé sur la figure précédente.
- Atome dans  $m_F$  en présence de N+2 photons Même énergie que le niveau atome dans  $m_F$ +2 en présence de N photons
- Atome dans  $m_{F+1}$  en présence de N+1 photons Même écart  $\delta E$  entre  $m_F+1$ , N=+1 et  $m_F,N+2$  qu'entre  $m_F+1,N$  et  $m_F,N+1$



## Signification de la ligne en pointillés de la figure p. 5-8

Ce n'est pas un « niveau virtuel ». C'est un niveau  $m_F$ , N+1 du système spin+photons RF.

L'écart  $\delta E$  entre les lignes en traits pleins et pointillés de la figure p. 5-8 est donc égal à l'écart entre m<sub>F</sub>,N+1 et m<sub>F</sub>+1,N, ou encore entre m<sub>F</sub>,N+2 et m<sub>F</sub>+1,N+1.

L'atome dans  $m_F$  en présence de N+2 photons ne peut aller directement dans  $m_F$ +2,N. II doit d'abord absorber un photon et aller dans  $m_F$ +1,N+1. Le système effectue donc une transition vers cet état intermédiaire, transition dite « virtuelle » à cause du défaut d'énergie  $\delta E$ .

La durée de cette transition virtuelle est de l'ordre de  $\hbar/\delta E$ .

# Les 2 représentations diagrammatiques



#### Avantages de (1)

Fait apparaître clairement le défaut d'énergie  $\delta E$  dans l'état intermédiaire

### Avantages de (2)

Fait apparaître clairement quel est l'état intermédiaire.



La résonance à 2 photons  $m_F \rightarrow m_F+2$  apparaît à une valeur  $B_{02}$  du champ intermédiaire entre les valeurs  $B_{01}$  et B'<sub>01</sub> du champ où apparaissent les résonances à 1 photon  $m_F \rightarrow m_F+1$  et  $m_F+1 \rightarrow m_F+2$ .

# Cas du niveau hyperfin F=2 de l'état fondamental de l'atome de sodium



5- 13



FIG. 10. — Orientation produite par de la lumière circulaire gauche  $\sigma^-$ . En abscisse, champ magnétique H en Gs ; en ordonnée, variation relative  $\rho$  du signal d'orientation.

Première observation expérimentale claire des transitions à plusieurs photons RF

J. Brossel, B.Cagnac, A.Kastler Compt. Rend. Acad. Sci. **237**,984 (1953) J.Phys.Rad. **15**,6 (1954)

# Transitions à plusieurs photons entre $m_F$ et $m_F$ +1



 $\hbar\omega_0$  = écart d'énergie entre m<sub>F</sub>+1 et m<sub>F</sub>

# Conservation du moment cinétique global



**B**<sub>0</sub> : champ statique b : champ RF

- Pour les photons associés à la composante  $\mathbf{b}_{//}$  du champ RF  $\mathbf{b}$  parallèle au champ statique  $\mathbf{B}_{\mathbf{0}}$  $J_z = 0$
- Pour les photons associés à la composante  $\mathbf{b}_{\perp}$  du champ RF  $\mathbf{b}$  perpendiculaire à  $\mathbf{B}_0$  $J_z = +\hbar$  ou  $-\hbar$

Si le champ RF **b** est oblique par rapport à  $B_0$ , toutes les valeurs de  $J_z$  (0, +ħ, -ħ) sont possibles pour les photons RF.

Si le champ RF **b** est perpendiculaire à **B**<sub>0</sub>, seules les valeurs +ħ et -ħ sont possibles. Pour augmenter le J<sub>z</sub> de l'atome de +ħ dans une transition m<sub>F</sub>  $\rightarrow$  m<sub>F</sub>+1, il faut alors un nombre impair de photons: (n+1) $\sigma_+$  et n $\sigma_-$  avec n=0,1,2,...

## Observation des transitions à plusieurs photons entre m<sub>F</sub> et m<sub>F</sub>+1 (champ RF oblique par rapport à $B_0$ )



J. Margerie, J.Brossel, Compt. Rend. Acad. Sci. **241**, 373 (1955) J.Winter, Compt. Rend. Acad. Sci. **241**, 375 (1955)

## Transitions à plusieurs photons entre m<sub>F</sub> et m<sub>F</sub>+1 (champ RF perpendiculaire à B<sub>0</sub>)





S. Haroche, Thèse de 3<sup>ème</sup> cycle, Paris (1966)

# Déplacement et élargissement radiatifs des transitions multiphotoniques

Apparaissent clairement sur les courbes expérimentales.

Bien que non nécessaire, un traitement quantique du champ RF permet des calculs plus simples, car l'hamiltonien du système global atome+photons RF est <u>indépendant du temps</u>.

Possibilité d'introduire des vrais niveaux d'énergie et d'utiliser la théorie des perturbations indépendantes du temps.

Niveaux d'énergie de l'atome « habillé » par les photons.

Dans ce point de vue, les résonances multiphotoniques apparaissent associées à des « anticroisements » de niveaux. Compréhension qualitative de la déformation du diagramme d'énergie aux intensités très élevées.

## Niveaux du système global atome+photons

#### Niveaux initial et final de la transition à p photons

 $|\alpha\rangle = |a, N + p\rangle$   $|\beta\rangle = |b, N\rangle$ Conservation de l'énergie :  $E_a + p\hbar\omega = E_b$  $\rightarrow \quad E_{\alpha} = E_{\beta} = E_0$ 

Les 2 états, initial et final, du système global ont la même énergie  $E_0$  quand  $\omega$  (ou  $B_0$ ) a la valeur correspondant à la résonance à p photons.

Niveaux intermédiaires

 $|\gamma\rangle = |c, N'\rangle$ En général,  $E_{\gamma} \neq E_{\alpha}, E_{\beta}$ cité  $\{|\alpha\rangle |\beta\rangle\}$  du système global bier

Multiplicité  $\{ |\alpha\rangle, |\beta\rangle \}$  du système global bien isolée des autres états  $|\gamma\rangle$  de ce système.

## Amplitude de transition

 $\langle b, N | \hat{U}(t) | a, N + p \rangle = \langle \beta | \hat{U}(t) | \alpha \rangle$   $\hat{U}(t)$ : opérateur d'évolution

Pour t>0, on peut montrer que (voir P.I. Chap. III A):

Le sous-espace  $\mathcal{E}_0 = \{ |\alpha\rangle, |\beta\rangle \}$  est bien isolé (pas de résonance intermédiaire). Il s'agit de calculer la restriction de G(z)à  $\mathcal{E}_0$ .  $\hat{P}\hat{G}(z)\hat{P}$   $\hat{P} = |\alpha\rangle\langle\alpha| + |\beta\rangle\langle\beta|$ 

Un tel calcul peut être fait (voir P.I. Chap. III B)

Résultat obtenu pour  $\hat{P}\hat{G}(z)\hat{P}$ 

$$\hat{P}\,\hat{G}(z)\,\hat{P} = \frac{\hat{P}}{z - \hat{P}\,\hat{H}_0\hat{P} - \hat{P}\,\hat{R}(z)\hat{P}}$$
$$\hat{R}(z) = \hat{V} + \hat{V}\frac{\hat{Q}}{z - \hat{Q}\,\hat{H}_0\hat{Q} - \hat{Q}\,\hat{V}\hat{Q}}\,\hat{V} \qquad \hat{Q} = \hat{1} - \hat{P}$$

Développement de R(z) en puissances de V

$$\hat{R}(z) = \hat{V} + \hat{V} \frac{\hat{Q}}{z - \hat{H}_0} \hat{V} + \hat{V} \frac{\hat{Q}}{z - \hat{H}_0} \hat{V} \frac{\hat{Q}}{z - \hat{H}_0} \hat{V} \frac{\hat{Q}}{z - \hat{H}_0} \hat{V} + \dots$$

Éléments de matrice de R(z): produits d'éléments de matrice de V et de dénominateurs d'énergie relatifs aux états intermédiaires, tous ces états n'appartenant pas à  $\mathcal{E}_0$ et étant loin des états de  $\mathcal{E}_0$ 

Si l'on pouvait négliger la dépendance en *z* de  $\hat{R}(z)$ ,  $\hat{P}\hat{H}_0\hat{P} + \hat{P}\hat{R}(z)\hat{P}$  aurait la signification d'un hamiltonien effectif à l'intérieur de  $\mathcal{E}_0$ .

# Approximation

PG(z)P a des pôles situés aux valeurs propres de H et prend donc des valeurs très importantes au voisinage des valeurs propres des états perturbés associés aux états  $\alpha$  et  $\beta$  de la transition multiphotonique, d'énergies  $E_{\alpha}=E_{\beta}=E_{0}$ 

Comme toutes les autres valeurs propres  $E_{\gamma}$  de  $H_0$  sont très éloignées, PR(z)P varie très peu avec z au voisinage de  $z=E_0+i \ \varepsilon$ , puisque tous les dénominateurs d'énergie, de l'ordre de  $E_0-E_{\gamma}$ , sont alors très grands.

On peut donc, dans l'expression de *G(z)*, remplacer *PR(z)P* par:  $\hat{P}\hat{R}(E_0 + i\varepsilon)\hat{P} = \hat{\overline{R}}$ 

ce qui donne finalement

$$\hat{P}\,\hat{G}(z)\hat{P} \simeq \frac{\hat{P}}{z-\hat{P}\hat{H}_0\hat{P}-\hat{\overline{R}}}$$

# Cas simple d'une résonance à 1 photon $\sigma_+$ entre 2 sous niveaux ± 1/2

L'hamiltonien d'interaction n'a alors qu'un seul élément de matrice non nul :

$$\langle +1/2, N \left| \hat{V} \right| -1/2, N+1 \rangle = V_{\beta\alpha}$$

À l'intérieur du sous-espace { $\beta$  = +1/2, N ;  $\alpha$  = -1/2, N+1}, l'évolution est décrite sans approximation par l'hamiltonien:

$$\begin{pmatrix} E_{\beta} & V_{\beta\alpha} \\ V_{\alpha\beta} & E_{\alpha} \end{pmatrix}$$

On suppose qu'on fait varier linéairement  $E_{\alpha}$  et  $E_{\beta}$  au moyen d'un champ magnétique.

Comment varie l'amplitude  $\langle \beta | \hat{U}(t) | \alpha \rangle$  avec  $E_{\beta} - E_{\alpha}$ ?

# **Anticroisement simple**



# Résonance à p photons

Au voisinage de la résonance, c'est à dire au voisinage du point de croisement entre  $E_{\alpha}$  et  $E_{\beta}$ , l'évolution est décrite par l'hamiltonien effectif

$$\begin{pmatrix} E_{\beta} + \overline{R}_{\beta\beta} & \overline{R}_{\beta\alpha} \\ \overline{R}_{\alpha\beta} & E_{\alpha} + \overline{R}_{\alpha\alpha} \end{pmatrix}$$

 $\overline{R}_{\alpha\alpha}$  et  $\overline{R}_{\beta\beta}$  sont d'ordre 2 en *V* et représentent le déplacement des états  $\alpha$  et  $\beta$  dû au couplage non résonnant avec les états  $\gamma$  autres que  $\alpha$  et  $\beta$ .La résonance a lieu maintenant quand :

$$E_{\alpha\alpha} + \overline{R}_{\alpha\alpha} = E_{\beta} + \overline{R}_{\beta\beta}$$

Le couplage  $\overline{R}_{\alpha\beta}$  entre les 2 niveaux qui se croisent est au moins d'ordre p en  $\hat{V}$  et est égal à une somme de produits de p éléments de matrice de  $\hat{V}$  et de p-1dénominateurs d'énergie  $1/(E_0 - E_{\gamma})$ où  $\gamma \neq \alpha, \beta$ .

# Anticroisement d'ordre supérieur



 $R_{\alpha\alpha}$ ,  $R_{\beta\beta}$ : déplacements radiatifs  $R_{\alpha\beta}$ : élargissement radiatif

# Application au cas d'un spin 1/2 couplé à un champ RF de polarisation $\sigma$



Règles de sélection de  $\hat{V}$ :  $\Delta m_F = \pm 1$ ,  $\Delta N = \pm 1$ 

#### Effets nouveaux par rapport au cas d'un champ RF $\sigma_+$

- Déplacement de Bloch-Siegert de la résonance  $\omega_0 = \omega$
- Spectre impair de transitions multiphotoniques  $\omega_0 = (2p+1)\omega$  p=1,2,3,...
- Par contre, les croisements pairs en  $\omega_0$ =2p $\omega$  demeurent des croisements ( $\Delta m_F$  = +1 est impossible avec p pair).

## Déplacement de Bloch-Siegert



Croisement en  $\omega_0 = \omega$ de - ,N+1 et +,N

- ,N+1 est couplé non seulement à +, N, mais aussi à +,N+2  $\rightarrow$  déplacement de - ,N+1 vers le bas +,N est couplé non seulement à -, N+1, mais aussi à - ,N-1  $\rightarrow$  déplacement de +,N vers le haut Déplacement vers la gauche du croisement  $\omega_0 = \omega$ 

# Allure du diagramme d'énergie



Spectre impair d'anticroisements Spectre pair de croisements



### Énergie d'un niveau habillé pour des valeurs croissantes de l'amplitude du champ RF

- Courbes théoriques calculées par diagonalisation numérique de H
- Points expérimentaux obtenus par mesure des fréquences de Bohr du spin habillé (pompage optique transversal avec modulation de la polarisation) C. Landré-Lhuillier

Thèse de 3ème cycle

On voit que les annulations du moment magnétique correspondent aux arrivées en  $\omega_0=0$  des croisements pairs déplacés. Compréhension qualitative d'effets non perturbatifs.

# PROCESSUS MULTIPHOTONIQUES OPTIQUES ENTRE ÉTATS DISCRETS

# Processus multiphotoniques dans le domaine optique

N'ont pu être observés qu'après l'apparition des sources laser suffisamment intenses.

#### Premières expériences

Excitation à 2 photons dans des cristaux de CaF<sub>2</sub> W. Kaiser, C. Garrett, Phys. Rev. Lett. 7, 229 (1961) <u>Premières observations sur une vapeur de Cs</u>



Excitation à 2 photons de la transition  $6S_{1/2}$ - $9D_{3/2}$  et détection de la fluorescence à 5847 Å

I. Abella Phys. Rev. Lett. <u>9</u>, 453 (1962)

# Éléments nouveaux par rapport au domaine RF

- Les échanges d'impulsion entre atomes et photons ne sont plus négligeables comme dans le domaine RF
- Des processus à plusieurs photons peuvent être utilisés pour annuler l'impulsion globale échangée et supprimer donc l'effet Doppler et l'effet de recul.
- L'émission spontanée n'est plus négligeable et des photons émis spontanément peuvent apparaître dans un processus multiphotonique.
- Plus grande richesse de niveaux atomiques. Transitions multiphotoniques entre états discrets et états du spectre continu (Ionisation multiphotonique).

# **Diagrammes énergie – impulsion**

Une représentation commode pour décrire les échanges d'impulsion avec des photons se propageant dans la même direction ou dans des directions opposées

#### États atomiques

Paraboles E=p<sup>2</sup>/2m pour chaque état interne a,b,...



#### <u>Photons</u>

C. Bordé

Droites de pentes +c ou -c

# Transitions à 2 photons sans effet Doppler

Absorption de 2 photons de même énergie se propageant dans des directions opposées.



Les impulsions des 2 photons sont opposées. L'impulsion <u>globale</u> transférée à l'atome est donc nulle, quelle que soit la vitesse initiale de l'atome.

> Plus d'effet Doppler Plus d'énergie de recul

- L. Vasilenko, V. Chebotayev, A. Shishaev
  - **B.** Cagnac

#### Exemple de résultats expérimentaux



#### Généralisation à des processus à p photons (p>2)

# $\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \ldots + \vec{k}_p = \vec{0}$

#### Perturbations associées aux déplacements lumineux

Nécessité d'en tenir compte dans les mesures de haute précision.

#### Exemple des transitions 2S-8S/D de l'hydrogène



B; de Beauvoir, F. Nez, L. Julien, B. Cagnac, F. Biraben, D. Touahri, L. Hilico, O. Acef, A. Clairon, J.J. Zondy Phys. Rev. Lett. <u>78</u>, 440 (1997)

Les déplacements lumineux varient aussi dans l'espace à cause de l'inhomogénéité spatiale de l'intensité laser et sont donc également responsables d'un élargissement inhomogène de la raie à 2 photons dont il faut tenir compte.

Corrections encore plus importantes pour la raie 1s-2s de l'hydrogène à cause de la très faible largeur de l'état métastable 2s.

# Absorption saturée

C. Bordé T. Hänsch

Couplage non linéaire entre 2 ondes laser de même fréquence se propageant dans des directions opposées



L'onde pompe « sature » l'atome, c-à-d modifie les populations des 2 niveaux e et f de la transition, quand la condition de résonance  $\omega$ -kv= $\omega_0$  est satisfaite. L'onde sonde détecte les atomes de vitesse v résonnante pour elle:  $\omega$ +kv= $\omega_0$ 

Balayons  $\omega$ . Quand  $\omega = \omega_0$ , l'onde sonde détecte des atomes, de vitesse v proche de 0, qui sont saturés par l'onde pompe. L'absorption de l'onde sonde diminue sur un intervalle déterminé par la <u>largeur naturelle  $\Gamma$  de <u>e</u> et non plus par l'effet Doppler.</u>

### Résonance de croisement

Cas de 2 sous niveaux excités  $e_1$  et  $e_2$ , correspondant à 2 fréquences atomiques  $\omega_{01}$  et  $\omega_{02}$ .

Comme plus haut, résonances en  $\omega = \omega_{01}$  et  $\omega = \omega_{02}$ , correspondant à la détection sur une transition donnée, f $\rightarrow e_1$  ou f $\rightarrow e_2$ , d'atomes saturés par l'onde pompe sur la même transition.

En plus, l'onde sonde peut maintenant détecter, sur une transition, par exemple  $f \rightarrow e_1$ , des atomes saturés par l'onde pompe sur l'autre transition  $f \rightarrow e_2$ .

Conditions de résonance:

 $ω+kv=ω_{01}$  $ω-kv=ω_{02}$ 

Ces équations admettent pour solution :

 $kv = (\omega_{01} - \omega_{02})/2$  et donc  $\omega = (\omega_{01} + \omega_{02})/2$ 

Il apparaît donc une nouvelle résonance d'absorption saturée, en  $\omega = (\omega_{01} + \omega_{02})/2$ , à mi-chemin entre les résonances en  $\omega = \omega_{01}$  et  $\omega = \omega_{02}$ 

# Exemple de signal d'absorption saturée obtenu sur la raie Balmer $\alpha$ de l'hydrogène



G. Series
A. Schawlow
T. Hänsch
Scientific American
Mars 1979

Le déplacement de Lamb entre  $2s_{1/2}$  et  $2p_{1/2}$  est résolu optiquement.

#### Doublet de recul



Pour  $\omega = \omega_0 + \omega_R$ , avec  $\hbar \omega_R = E_{rec} = \hbar^2 k^2 / 2m$ l'onde pompe intense crée un trou de population en p=0 dans f, qui diminue l'absorption de l'onde sonde

Pour  $\omega = \omega_0 - \omega_R$ , l'onde pompe intense crée une bosse de population en p=0 dans e, qui amplifie l'onde sonde et diminue donc son absorption

La raie d'absorption saturée est donc en fait un doublet:  $\omega = \omega_0 \pm \omega_R$ 

# **Observation du doublet de recul**

Difficile car  $\omega_R$  est général très petit devant  $\Gamma$ . Nécessité de travailler sur des niveaux e de longue durée de vie.



```
J. Hall, C. Bordé,
K. Uehara
Phys. Rev. Lett.
<u>37</u>, 1339 (1976)
```

Le doublet de recul apparaît clairement sur les 3 composantes hyperfines de la transition de  $CH_4$ à 3.39  $\mu$ m.

# Effet Raman stimulé

Processus à 2 photons, l'un absorbé, l'autre émis de manière stimulée.

Les 2 sens sont possibles



## Différences avec l'effet Raman spontané

Le photon émis l'est de manière spontanée



Processus Raman spontané Stokes Processus Raman spontané anti-Stokes

## Effet Doppler pour un processus Raman stimulé

Suivant que les 2 photons se propagent dans le même sens (Fig. a) ou dans des sens opposés (Fig. b), les effets Doppler se retranchent ou s'ajoutent.

Diagrammes E - p



## **Comparaison avec l'absorption à 2 photons**

Conclusion inverse : les effets Doppler s'ajoutent quand les 2 photons se propagent dans le même sens (Fig. a), et se retranchent quand les 2 photons se propagent dans des sens opposée (Fig. b).



# États initial et final du processus Raman

Peuvent être 2 sous niveaux internes différents de l'état fondamental (a), ou 2 états d'impulsions différentes du même état interne (b).



Les résonances associées aux processus de la figure (b) sont également appelées « résonances induites par le recul »

J. Guo, P. Berman, B. Dubetsky, G. Grynberg, Phys. Rev. <u>A46</u>, 1426 (1992)