

SPECTROSCOPIE DE VIBRATION DU DI-tert-BUTYLBÉRYLLIUM À L'ÉTAT GAZEUX LIQUIDE ET SOLIDE

J. MOUNIER

Laboratoire des Acides Minéraux associé au C.N.R.S., Université des Sciences et Techniques du Languedoc,
34, Montpellier (France)

(Reçu le 10 novembre 1971)

SUMMARY

IR spectra of di-tert-butylberyllium in vapour, liquid and solid states, and Raman spectra of these compounds in liquid and solid states are given. Taking account of existing papers related to tert-butyl chloride, di-tert-butyl sulfide and selenide, and the work by Coates on di-tert-butylberyllium in liquid state, a new frequencies assignment is suggested from 4000 to 200 cm^{-1} . Liquid and gaseous di-tert-butylberyllium belong to the D_{3d} symmetry point group. On crystallisation there is loss of symmetry shown by vibration analysis. The D_3 point group is assigned although a lower symmetry (C_{2v}) could not be excluded.

RÉSUMÉ

Les spectres d'absorption infrarouge à l'état gazeux, liquide et solide du di-tert-butylbéryllium, ainsi que les spectres de diffusion Raman à l'état liquide et solide sont donnés. Compte tenu des travaux effectués sur le chlorure de butyle tertiaire, sur les di-tert-butylsoufre et sélénium, et des travaux de Coates sur le di-tert-butylbéryllium dans l'état liquide, une nouvelle attribution des fréquences de vibration est proposée, dans le domaine 4000–200 cm^{-1} . Le di-tert-butylbéryllium gazeux et liquide est de symétrie D_{3d} , tandis que par cristallisation il y a perte de symétrie et l'analyse des vibrations du produit à l'état solide doit être faite dans le groupe D_3 sans qu'il soit possible d'écarter une symétrie plus basse (groupe C_{2v}).

INTRODUCTION

Dans le cadre de l'étude des organobérylliens et de leurs interactions avec des bases de Lewis, on a été amené à reprendre l'étude de la structure du di-tert-butylbéryllium ($\text{t-Bu}_2\text{Be}$) par spectroscopie infrarouge et Raman. Coates et Roberts¹ avaient déjà étudié ce composé, uniquement dans l'état liquide. Une analyse descriptive des spectres qui a révélé un changement important quand on passe de l'état gazeux à l'état solide, a conduit à réviser leurs attributions.

La pauvreté des études sur $\text{t-Bu}_2\text{Be}$ est partiellement compensée par l'existence du travail d'Evans et Lo sur le chlorure de butyle tertiaire² et de Gaufres et Pérez³

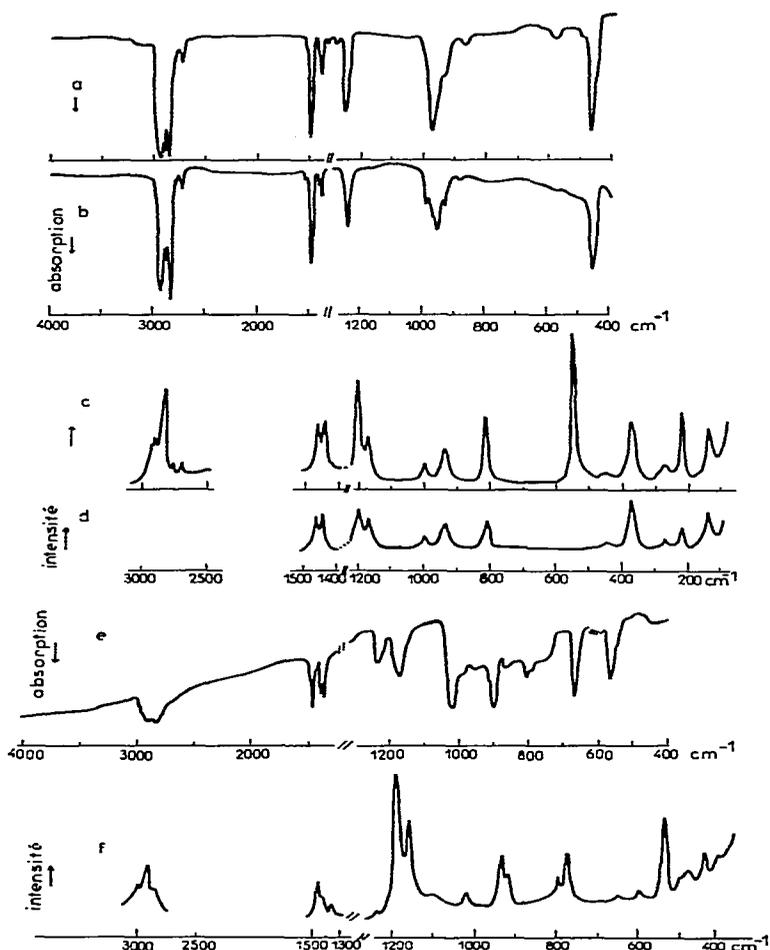


Fig. 1. (a) Spectre d'absorption infrarouge de $t\text{-Bu}_2\text{Be}$ gazeux $4000\text{--}400\text{ cm}^{-1}$. (b) Spectre d'absorption infrarouge de $t\text{-Bu}_2\text{Be}$ liquide $4000\text{--}400\text{ cm}^{-1}$. (c) Spectre de diffusion Raman de $t\text{-Bu}_2\text{Be}$ $3500\text{--}200\text{ cm}^{-1}$: "I". (d) Spectre de diffusion Raman de $t\text{-Bu}_2\text{Be}$ $3500\text{--}200\text{ cm}^{-1}$: "i". (e) Spectre d'absorption infrarouge de $t\text{-Bu}_2\text{Be}$ dans l'état solide. (f) Spectre de diffusion Raman de $t\text{-Bu}_2\text{Be}$ dans l'état solide.

sur $t\text{-Bu}_2\text{S}$ et Se . Sur les Figs. 1 et 2 sont reproduits les spectres obtenus dans les trois états. La modification subie par les spectres lors du changement d'état est si importante que l'étude du produit dans l'état solide est disjointe de celle des deux autres états; l'essentiel de la discussion est faite sur le spectre à l'état gazeux.

Ce travail est une suite normale de thèse⁴.

DI-ter-BUTYLBÉRYLLIUM À L'ÉTAT GAZEUX ET LIQUIDE

L'examen des spectres obtenus, reproduits sur la Fig. 1 montre qu'il y a activité sélective IR et Raman ainsi que le montre l'alternance des deux séries, par exemple $1245, 980, 945, 460\text{ cm}^{-1}$ (IR) et $1170, 995, 936, 813$ et 549 cm^{-1} (Raman). Cette alternance est la preuve *a priori* de l'existence d'un centre de symétrie dans la molécule.

Comme de plus Haaland⁷ a montré, par diffraction électronique, que cet organobéryllien est linéaire, il semble logique d'adopter le groupe D_{3d} comme groupe de symétrie de base.

La représentation des modes normaux de vibration est :

$$\Gamma_{D_{3d}} = 8 A_{1g} + 5 A_{1u} + 4 A_{2g} + 8 A_{2u} + 12 E_g + 13 E_u$$

si la représentation de groupe est adoptée, il est possible de les classer beaucoup plus facilement, comme le montre le Tableau 1.

Analyse des spectres

Domaine 4000–1300 cm^{-1} . Les fréquences fondamentales de vibrations d'élongation et de déformation des liaisons CH sont parfaitement concordantes avec les données de la littérature. Elles sont reproduites dans le Tableau 3.

Domaine 1300–500 cm^{-1} . Dans ce domaine sont attendues les vibrations du squelette $C_3C-Be-CC_3$ pour lesquelles la représentation des modes normaux est :

$$\Gamma_{D_{3d}} = 3 A_{1g} + 1 A_{1u} + 3 A_{2u} + 3 E_g + 4 E_u$$

Afin de faciliter la discussion, les fréquences sont numérotées de 1 à 14 comme l'a fait Coates⁵ (*loc. cit.*) avec leurs symétries que l'on retrouve dans les Tableaux 1 et 2.

De plus, les fréquences de vibration des groupements (CC_3) dans t-Bu₂Be doivent être peu différentes de celles de ClC(CH₃)₃. Par ailleurs, il ne faut pas oublier que chaque vibration de groupe terminal donne naissance à deux vibrations, une en phase et une hors de phase. Généralement, celles-ci vibrent à des fréquences voisines. Entre autre, la vibration d'élongation antisymétrique du groupe CC_3 est à 1240 cm^{-1} dans ClC(CH₃)₃. Elle donne naissance par couplage en phase et hors de phase à 2 vibrations ν_{11} et ν_8 d'espèce E_u et E_g que nous attribuons à 1250 et 1171 cm^{-1} , comme le montre le Tableau 2. De même pour la vibration d'élongation symétrique qui donne deux vibrations ν_5 et ν_1 (A_{1g}) à 870 et 813 cm^{-1} , ν_1 est polarisée (ρ 0.60). Cette attribution constitue une différence importante avec le travail de Coates.

Il est possible d'établir un schéma analogue aux précédents pour les vibrations BeC₂ attribuées ici à 580 et 545 cm^{-1} . Il y a désaccord avec Coates. Tous les résultats sont consignés dans le Tableau 3.

TABLEAU 1

SYMÉTRIES DES VIBRATIONS DU t-Bu₂Be DANS LE GROUPE D_{3d}

Type de vibration	Espèce de symétrie
Valence	$\nu(CH_3)$ 2 A_{1g} + 1 A_{1u} + 1 A_{2g} + 2 A_{2u} + 3 E_g + 3 E_u
	$\nu(CC_3)$ 1 A_{1g} + 1 A_{2u} + E_g + E_u
	$\nu(BeC_2)$ 1 A_{1g} + 1 A_{2u}
Déformation	$\delta(CH_3)$ 2 A_{1g} + 1 A_{1u} + 1 A_{2g} + 2 A_{2u} + 3 E_g + 3 E_u
	$\rho(CH_3)$ 1 A_{1g} + 1 A_{1u} + 1 A_{2g} + 1 A_{2u} + 2 E_g + 2 E_u
	$\delta(CC_3)$ 1 A_{1g} + 1 A_{2u} + 1 E_g + 1 E_u
	$\rho(CC_3)$ 1 E_g + 1 E_u
	$\delta(BeC_2)$ 1 E_u
Torsion	$\tau(CH_3)$ 1 A_{1u} + 1 A_{2g} + 1 E_g + 1 E_u
	$\tau(CC_3)$ 1 A_{1u}

TABLEAU 2
VIBRATION DU SQUELETTE C_3CBeCC_3

	$(CH_3)_3CCl$	<i>Ce travail</i>	<i>Coates</i>
$\nu_2(CC_3)$	1240 $\begin{cases} \nu_{11} (E_u) \\ \nu_8 (E_g) \end{cases}$	1250 (IR) 1171 (R)	1256 1169
$\nu_3(CC_3)$	810 $\begin{cases} \nu_5 (A_{2u}) \\ \nu_1 (A_{1g}) \end{cases}$	870 (IR) 813 (R)	~1200 1201
$\nu(BeC_2)$	$\begin{cases} \nu_6 (A_{2u}) \\ \nu_2 (A_{1g}) \end{cases}$	580 (IR) 545 (R)	449 545
$\delta_a(CC_3)$	480 $\begin{cases} \nu_{12} (E_u) \\ \nu_9 (E_g) \end{cases}$	460 373	475 367
$\delta_s(CC_4)$	372 $\begin{cases} \nu_7 (A_{2u}) \\ \nu_3 (A_{1g}) \end{cases}$	^a 220 (R)	 212

^a Non observé.

Pour les vibrations de balancements $\rho(CH_3)$, il y a couplage avec la vibration d'élongation ν_{11} à 1250 cm^{-1} et 940 cm^{-1} notamment. Les autres balancements sont à $1050 (A_{2u})$ et $975\text{ cm}^{-1} (E_u)$ en infrarouge et $1205 (A_{1g})$, $998 (E_g)$ et $936 (E_g)\text{ cm}^{-1}$ en Raman. La vibration à 1205 cm^{-1} est polarisée ($\rho=0.40$).

Domaine inférieur à 500 cm^{-1} . On retrouve dans ce domaine les vibrations de déformation des groupes CC_3 dont les éclatements sont donnés dans le Tableau 2. Il reste les 2 balancements $\rho(CC_3)\nu_{10} (E_g)$ à 270 cm^{-1} et $\nu_{13} (E_u)$ non observé. La raie à 139 cm^{-1} en Raman pourrait être attribuée à une déformation du squelette $C_3C-Be-CC_3$.

DISCUSSION

Les désaccords d'attribution de ce travail et de celui de Coates portent essentiellement sur les fréquences de vibration ν_1 , ν_5 et ν_6 .

La vibration ν_1 à 813 cm^{-1} est polarisée comme le montre le spectre Raman (d) de Fig. 1; elle est donc d'espèce A_{1g} et correspond à la composante symétrique de la vibration symétrique du groupement CC_3 qui est à 810 cm^{-1} dans $ClC(CH_3)_3$, Gauffrès et Pérez la retrouve à 812 cm^{-1} dans $[(CH_3)_3C]_2S$ et 808 cm^{-1} dans $[(CH_3)_3C]_2Se$. La bande à 870 cm^{-1} (ν_5) est plus difficile à voir en infrarouge, c'est la composante antisymétrique de la vibration symétrique du groupement CC_3 . L'éclatement pour ces deux composantes (60 cm^{-1}) est de l'ordre de celui observé pour les 2 composantes de la vibration antisymétrique (1250 et 1171 cm^{-1}).

Pour les vibrations d'élongation de la liaison BeC , s'il est logique d'attribuer, comme l'ont fait Coates et Roberts à 545 cm^{-1} la fréquence correspond à la vibration symétrique, totalement polarisée, donc d'espèce A_{1g} , par contre il est plus difficile de reprendre pour ν_6 leur attribution. En effet, la vibration antisymétrique doit se trouver à une fréquence supérieure, on a donc préféré lui attribuer la fréquence 580 cm^{-1} de faible intensité en infrarouge, plutôt que la très forte bande à 460 cm^{-1} qu'il semble plus logique d'attribuer à une déformation antisymétrique du groupement CC_3 et qui se retrouve dans $ClC(CH_3)_3$ à 408 cm^{-1} ; ceci est conforme aux conclusions de Gauffrès et Pérez qui placent les fréquences de vibration anti et symétrique des liaisons SC_2 et SeC_2 respectivement à 608 et 584 cm^{-1} , 527 et 528 cm^{-1} .

TABLEAU 3

VIBRATIONS ET ATTRIBUTIONS DU t-Bu₂Be À L'ÉTAT GAZEUX ET LIQUIDE

Infrarouge		Attributions	Raman	
Gaz	Liquide		Liquide	ρ^a
2975 F				
2950 F	2950 f	$\nu_{as}(\text{CH})$ } Élongation $\nu_s(\text{CH})$ }	2920 mF	0.20
2940 F	2940 F			
	2920 f			
2900 m				
2860 F	2880 m	$\nu_s(\text{CH})$ } Élongation $\nu_s(\text{CH})$ }	2840 mF	0.15
	2850 F			
2798 f		1390 + 1410		
2738 m		1490 + 1250		
1495 F	1485 F	$\delta_a(\text{CH})$ } Déformation CH $\delta_s(\text{CH})$ }	1469 F	1.90
1490 m	1480 m			
1420 m	1460 f			
1390 mF	1400 f			
	1380 f		1446 F	1.50
1287 f	1290 f			
1250 F	1245 F	$\nu_a(\text{CC}_3) (\nu_{11}) + \rho(\text{CH}_3) (E_u)$		
1200 trace		$\rho(\text{CH}_3) (A_{1g})$	1205 F	0.41
1170 trace	1170 trace	$\nu_a(\text{CC}_3) (\nu_8)$	1171 mF	0.90
1050 mF	1050 mF	$\rho(\text{CH}_3) (A_{2u})$		
970 TF	990 F	$\rho(\text{CH}_3) (E_g)$	995 f	0.90
	970 F	$\rho(\text{CH}_3) (E_u)$		
940 F	955 F	$\rho(\text{CH}_3) (E_u) + \nu_a(\text{CC}_3) (\nu_{11})$		
	930 F	$\rho(\text{CH}_3) (E_g)$	936 m	1.40
870 m	870 m	$\nu_a(\text{CC}_3) (\nu_5)$		
		$\nu_s(\text{CC}_3) (\nu_1) (A_{1g})$	813 F	0.60
580 m	580 m	$\nu_s(\text{BeC}) (\nu_6)$		
		$\nu_s(\text{BeC}) (\nu_2) (A_{1g})$	549 TF	0.10
490 f	490 m	$\delta_s(\text{CC}_3) (\nu_{12})$ $\delta_a(\text{CC}_3) (\nu_9) (E_g)$ $\rho(\text{CC}_3) (\nu_{10}) (E_g)$ $\delta_s(\text{CC}_3) (\nu_3) (A_{1g})$	450 tf	1.70
465 TF	460 TF			
			373 F	
			270 f	1.20
			220 mF	0.30

^a Facteur de dépolarisation.

Une remarque peut être faite sur le massif de vibration de balancement des groupes CH₃ de t-Bu₂Be à l'état liquide: on observe 4 bandes pointant à 990, 970, 955 et 930 cm⁻¹, dues probablement à l'éclatement des 2 vibrations de balancements d'espèce E_u, vues à l'état gazeux à 980 et 940 cm⁻¹.

Il faut noter également la forte intensité de la bande de vibration métal-carbone en diffusion Raman, alors qu'en absorption infrarouge, elle est peu intense.

En conclusion, on peut dire au vue de ces spectres, que l'activité sélective infrarouge-Raman, propre à l'existence d'un *centre d'inversion* est pratiquement respectée; un tel fait constitue *une preuve irréfutable de la linéarité de t-Bu₂Be dans les états gazeux et liquide.*

DI-tert-BUTYLBÉRYLLIUM À L'ÉTAT SOLIDE (-180°)

Les spectres de vibration infrarouge et de diffusion Raman du t-Bu₂Be à l'état solide (Fig. 1 (e) et 1 (f)) présentent des modifications nettes par rapport à ceux de l'état liquide, en particulier en infrarouge, il y a apparition de bandes nouvelles à 1170, 1020, 910, 668 et 565 cm⁻¹, alors que la bande très intense à 970 cm⁻¹ dans le t-Bu₂Be liquide, disparaît pratiquement. De même, en Raman, les raies à 930 et 813 cm⁻¹ se dédoublent avec apparition de 2 autres raies à 910 et 790 cm⁻¹. Elles présentent à la fois des activités en infrarouge et en Raman.

On peut en déduire qu'il y a une perte de symétrie par abaissement de la température, phénomène classique qui entraînerait la disparition du centre de symétrie; la structure du squelette C-Be-C est toujours linéaire, mais avec une position intermédiaire des groupements méthyle, par rapport à l'axe du squelette, entre la forme éclipsée et la forme alternée. L'analyse des vibrations peut être alors faite, dans le groupe de symétrie D_3 . Mais, on ne peut pas rejeter a priori une perte de symétrie plus importante, entraînant la non linéarité des liaisons C₂Be, dans ce cas là, la symétrie est C_{2v} (le plan xz étant le plan de l'angle C-Be-C).

Le Tableau 4 indique l'analyse de ces vibrations dans les deux groupes de

TABLEAU 4

SYMÉTRIE DES VIBRATIONS DE t-Bu₂Be À L'ÉTAT SOLIDE

Type de vibration		D_3	C_{2v}
Valence	$\nu(\text{CH}_3)$	$3 A_1 + 3 A_2 + 6 E$	$5 A_1 + 5 B_1 + 4 A_2 + 4 B_2$
	$\nu(\text{CC}_3)$	$A_1 + 1 A_2 + 2 E$	$2 A_1 + 2 B_1 + A_2 + B_2$
	$\nu(\text{BeC})$	$A_1 + A_2$	$A_1 + B_1$
Déformation	$\delta(\text{CH}_3)$	$3 A_1 + 3 A_2 + 6 E$	$5 A_1 + 5 B_1 + 4 A_2 + 4 B_2$
	$\rho(\text{CH}_3)$	$2 A_1 + 2 A_2 + 4 E$	$3 A_1 + 3 B_1 + 3 A_2 + 3 B_2$
	$\delta(\text{CC}_3)$	$A_1 + A_2 + 2 E$	$2 A_1 + 2 B_1 + A_2 + B_2$
	$\rho(\text{CC}_3)$	$2 E$	$A_1 + B_1 + A_2 + B_2$
	$\delta(\text{BeC}_2)$	E	A_1
Torsion	$\tau(\text{CH}_3)$	$A_1 + A_2 + 2 E$	$A_1 + B_1 + 2 A_2 + 2 B_2$
	$\tau(\text{CC}_3)$	A_1	$A_2 + B_2$
Représentation des modes normaux de vibrations		$13 A_1 + 12 A_2 + 25 E$	$21 A_1 + 20 B_1 + 17 A_2 + 17 B_2$

symétrie envisagée. Dans ce Tableau 4, si la symétrie D_3 est envisagée, la représentation des modes normaux de vibration, engendrée par les coordonnées internes, se déduit aisément de celle du groupe D_{3d} donnée dans le Tableau 1, tandis que, si le groupe C_{2v} est envisagé la symétrie des vibrations se déduit de celle du chlorure de butyle tertiaire, groupe ponctuel C_{3v} . Dans ce tableau, il faut cependant ajouter une déformation $\delta(\text{BeC}_2)$ d'espèce A_1 et 2 torsions des groupements CC_3 , d'espèce A_2 et B_2 .

Dans le cas de la symétrie D_{3d} ou D_3 , une torsion de groupe CC_3 est inexistente et est remplacée par une déformation de BeC_2 ; cette déformation est dégénérée.

Analyse des spectres

Il n'est pas question bien entendu de retrouver toutes les vibrations attendues. Par contre, la simplification que nous avons faite dans la première partie, peut également être faite ici, pour le squelette $C_3C-Be-CC_3$:

$$\Gamma_{D_3} = 4 A_1 + 3 A_2 + 7 E$$

$$\Gamma_{C_{2v}} = 7 A_1 + 6 B_1 + 4 A_2 + 4 B_2$$

Toutes ces vibrations se trouvent dans le domaine $1300-400\text{ cm}^{-1}$. Le domaine $4000-1300\text{ cm}^{-1}$ est identique au précédent. Le massif de vibration des élongations et déformations des liaisons CH n'est pas mieux résolu, contrairement à ce que l'on pourrait attendre à l'état solide.

Pour le domaine $1300-400\text{ cm}^{-1}$ nous proposons les attributions données au Tableau 5. À 1235 , 1170 , 810 et 790 cm^{-1} , on retrouve 4 bandes actives en IR et Raman; nous les attribuons aux vibrations de valence antisymétriques des groupements CC_3 pour les 2 premières, symétriques pour les 2 dernières. Dans ces vibrations d'étirement participent également des vibrations de balancement des radicaux méthyle, de même espèce de symétrie à 1235 et 910 cm^{-1} ; les autres vibrations de balancement CH_3 se trouvent à 1190 et 1020 cm^{-1} .

TABLEAU 5

VIBRATIONS DE t-Bu₂Be À L'ÉTAT SOLIDE (-180°)

Infrarouge	Attributions	Raman	
2910 m } 2860 m } 2820 m }	$\nu(CH)$	{ 2910 m 2830 m	
1480 m } 1460 m }			{ 1469 F 1450 f
1390 m } 1380 m }			
1235 F	$\nu_a(CC_3) (\nu_{11}) + \rho_a(CH_3)$	1235 f	
1190 mF	$\rho_a(CH_3)$	1188 TF	
1170 F	$\nu_a(CC_3) (\nu_8) + \rho_a(CH_3)$	1159 F	
1020 TF } 990 f }	$\rho_s(CH_3)$	1008 mF	
930 ép. } 910 F }			{ 930 F 910
860 f			
810 m } 790 f }	$\nu_s(CC_3)$	{ 806 f 785 F	
668 F			660 f
565 F	$\nu_s(BeC)$	545 F	
475 f	$\delta_a(CC_3)$	474 f	
		440 f	
	$\delta_s(CC_3)$	380 f	

Le fait remarquable est l'éclatement relativement important des 2 vibrations d'élongation BeC à 668 et 565 cm^{-1} , et l'importance de l'intensité en IR de la vibra-

tion d'élongation symétrique à 565 cm^{-1} , phénomène que l'on ne retrouve pas en Raman. L'importance de ces 2 vibrations nous fait refuter l'hypothèse que nous avons, un moment admise⁴, de l'existence du dimère à l'état solide. En fait, dans un tel cas, on devrait observer les vibrations du pont C-Be-C à une fréquence plus basse que les fréquences de vibration pure Be-C.

CONCLUSION

Nous avons envisagé les possibilités de structure de $t\text{-Bu}_2\text{Be}$ à l'état solide. Les spectres observés ne permettent pas de trancher entre les 2 types de structure proposés. Le domaine d'existence relativement bas (inférieur à 400 cm^{-1}) de la déformation $\delta(\text{BeC}_2)$ doublement dégénérée rend l'observation d'un effet de site sur cette vibration impossible. Il en est de même pour les torsions des groupements CC_3 . Ce domaine est compliqué par les vibrations intramoléculaires.

On peut tout au plus dire que la structure type D_3 est plus probable car les modifications apportées par un abaissement de température ne sont pas de nature à créer une distorsion importante de la liaison C-Be-C. Enfin, l'existence du dimère à l'état solide est rejetée.

PARTIE EXPÉRIMENTALE

$t\text{-Bu}_2\text{Be}$ a été préparé selon la méthode de Head et coll.⁶. Les appareils utilisés sont un infracord 337 Perkin-Elmer et un spectromètre Raman Coderg pH_1 à laser He-Ne.

Les spectres Raman ont été pris sur des échantillons contenus dans des tubes de verre pyrex de 5 mm de diamètre, de faible épaisseur, scellés sous vide.

Les spectres infrarouge du $t\text{-Bu}_2\text{Be}$ à l'état gazeux a été pris à l'aide d'une cellule de 10 cm de passage, dont les faces sont en silicium de 1 mm d'épaisseur; la pression du gaz est la tension de vapeur du produit à 25° , soit 40 mm environ.

À l'état liquide, le problème de l'échantillonnage a été beaucoup plus ardu. La Fig. 2(a) montre la cellule qui a donné finalement le plus de satisfaction: le rem-

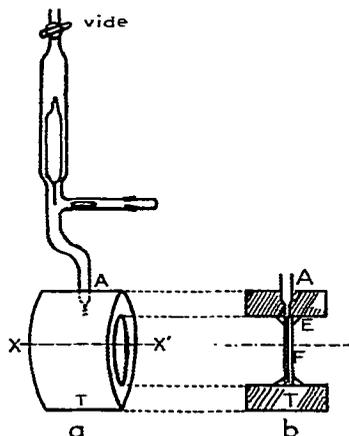


Fig. 2. (a) Cellule utilisée pour le spectre IR de $t\text{-Bu}_2\text{Be}$ liquide. (b) Cellule vue en coupe.

plissage se fait sous vide, en laissant tomber une goutte de produit par (A) sur l'interface de deux fenêtres en silicium de 1 mm d'épaisseur, plaquées l'une sur l'autre par le vide; le liquide "mouille" par tension superficielle l'intérieur des deux fenêtres (F) qui se disposent perpendiculairement à l'axe XX' de même diamètre, tracé dans un cylindre en téflon (T) (Fig. 2(b)). L'étanchéité est assurée par de la cire d'abeille et du vernis "glyptal" (E). Ce système très simple permet de travailler sous un vide statique de 10^{-1} mm.

A l'état solide, t-Bu₂Be a été condensé sur une fenêtre en silicium, à l'intérieur d'une cellule à froid classique type VLT2 RIIC à faces extérieures en iodure de césium.

REMERCIEMENTS

Nous remercions vivement la Direction des Recherches et Moyens d'Essais pour l'aide matérielle qu'elle a fournie au cours de ce travail.

Nous remercions également Monsieur le Professeur Potier et Madame Potier, Maître de recherche au CNRS, ainsi que Monsieur Rozière pour les discussions fructueuses que nous avons eues ensemble.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 G. E. Coates, P. D. Roberts et A. J. Dawns, *J. Chem. Soc. A*, (1967) 1085.
- 2 J. C. Evans et G. S. Lo, *J. Amer. Chem. Soc.*, 88 (1966) 2118.
- 3 R. Gaufres, A. Perez et J. L. Bribes, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 8 (1971) 2898.
- 4 J. Mounier, Thèse d'État 1971 no. CNRS 4731.
- 5 G. E. Coates, M. L. H. Green et K. Wade, *Organometallic Compounds*, Vol. 1, 3rd ed., Methuen, Londres, p. 108.
- 6 E. L. Head, C. E. Holley et S. W. Rabideau, *J. Amer. Chem. Soc.*, 79 (1957) 3687.
- 7 A. Almendinger, A. Haaland et J. E. Nilsson, *Acta Chem. Scand.*, 22 (1968) 972.

J. Organometal. Chem., 38 (1972)