

# Фемтосекундын импульсын лазерын өдөөлтөөр шахагдсан устөрөгчийн хийд албадмал комбинац сарнилыг ажиглах боломж

Х.Цоохүү<sup>а</sup>, Д.Өнөрбилэг<sup>а</sup>, Д.Баярцэнгэл<sup>а</sup>, В.А.Орлович<sup>с</sup>, Ж.Даваасамбуу<sup>а,б,\*</sup>

<sup>а</sup>ШУА-ийн Физик Технологийн Хүрээлэн

<sup>б</sup>МУИС-ийн Лазерын судалгааны төв

<sup>с</sup>Беларусын Үндэсний ШУА-ийн Физикийн Институт

\*Э-шуудан: [davaasambu@mas.ac.mn](mailto:davaasambu@mas.ac.mn)

Устөрөгчийн молекулын албадмал комбинац сарнилыг нано болон пикосекундийн лазер ашиглаж гаргаж авсан байна. Харин бид энэхүү ажлаар харьцангуй өндөр энергитэй фемтосекундын лазерын өдөөлтөөр ~10 бар өндөр даралтад шахсан устөрөгчийн хийд албадмал комбинац сарнилыг бий болгож, давтамжийн хувиргалтыг нил улаан болон хэт ягаан туяаны мужид гаргаж авах боломжийг судлах зорилготой. Энэ өгүүлэлд хэт богино импульсын лазерын өдөөлтөөр бий болох албадмал сарнилын физик үзэгдлийг сонгодог электродинамик болон квант онолоор тайлбарлан, цаашид хэрэгжүүлэх туршилтын дизайныг боловсруулсан талаар дурдсан.

**Түлхүүр үгс:** устөрөгчийн хий, фемтосекундийн лазер, Раман сарнил, Стокс, анти-Стоксын спектрын шугам, спектроскоп

## УДИРТГАЛ

Устөрөгч бол орчлонд хамгийн их тархалттай элемент. Нарны массын хагас орчим хувийг плазм төлөвт орших устөрөгч эзэлнэ. Дэлхийн цардасны массын 16% нь устөрөгчөөс тогтоно. Түүнээс гадна устөрөгч бүх ургамал, амьд организм, чулуун нүүрс, байгалийн хий, чулуулаг, ус, төрөл бүрийн минералд агуулагдана. Устөрөгчийн их агууламж нь өндөр даацын бетон, ваар болон зарим металлын физик үзүүлэлтүүдийг муутгадаг[1]. Иймд устөрөгчийн агууламжийг тодорхойлох өндөр мэдрэх чадвар, сонгомол үйлчилгээтэй спектроскопын экспресс арга боловсруулах нь онол, практикийн чухал ач холбогдолтой байдаг. Ийм аргын нэг нь устөрөгчийн молекулд явагдах Албадмал Комбинац Сарнил (АКС) ашиглах явдал юм. Албадмал комбинац сарнилыг Раман сарнил гэж бас нэрлэдэг. Гэрэл бодисоос сарнихдаа давтамж нь өөрчлөгдөхгүй байхыг Релей сарнил гэдэг. Харин гэрлийн Раман сарнилын үед шинэ давтамж гарч ирдэг.

Спектрийн шугамын энэ шилжилтийг комбинац сарнил гэж нэрлэдэг бөгөөд шинээр үүссэн давтамжууд Релейн шугамын хоёр талаар тэгш хэмтэй байрлана. Тухайлбал нэг давтамж нь  $\nu_p^c = \nu_0 - \nu_\nu$  гэж шилждэг бол нөгөө давтамж нь  $\nu_p^a = \nu_0 + \nu_\nu$  утга авна. Энд

$\nu_0$  -туссан гэрлийн давтамж бөгөөд  $\nu_p^c$  -г стокс,  $\nu_p^a$  -г антистокс шугам /давтамж / гэж нэрлэнэ. Давтамж  $\nu_\nu$  нь гэрэл-бодисын харилцан үйлчлэлээс үүсжээ. Комбинац сарнилын үед гэрэл – бодисын харилцан үйлчлэлийн улмаас нэг тохиолдолд  $h\nu_0$  энергитэй квант, бодисын молекулыг  $h\nu_\nu$  энергитэй хэлбэлзэх төлөвт нь шилжүүлж өөрөө  $h\nu_p^s$  энергитэй болон сарнисан байх ба нөгөө тохиолдолд анхны  $h\nu_0$  квант  $\nu_\nu$  давтамжтай хэлбэлзэж байгаа молекултай мөргөлдөж дараах энергийг авч сарнисан гэж үзэж болно.

$$h\nu_p^a = h\nu_0 + h\nu_\nu$$

Устөрөгчийн молекулын комбинац сарнилыг нано болон пикосекундийн лазер ашиглаж гаргаж авсан талаар [2-4] ажлуудад дурдсан байна. Харин бидний зорилго бол фемтосекундын лазерын өдөөлтөөр албадмал комбинац сарнилыг бий болгож, инфра улаан болон хэт ягаан туяаны мужид хувьсан өөрчлөгдөх давтамжууд бүхий цацаргалтыг гаргаж авах явдал юм. АКС бол ижил атомт шугаман молекулуудын хэлбэлзэх болон эргэлтийн өдөөгдсөн төлөвүүдийг гаргаж авах цорын ганц эффектив арга болж чадна. Учир нь устөрөгч, азот, хүчилтөрөгч гэх мэт ижил атомт шугаман молекулуудын хувьд диполийн тогтмол момент байдаггүй. Иймд тэдгээр нь спектрийн инфра улаан мужид

оптик идэвхигүй байдаг онцлогтой. Тэдгээр молекулын хувьд диполийн ойролцоололд нэг фотонт хэлбэлзлийн болон эргэлтийн төлөвүүд дээрх инфра улаан шингээлт, цацаргалт хориотой болдог[5]. Иймд ижил атомт, шугаман молекулуудыг инфра улаан лазерын цацаргалтаар өдөөн судлах боломжгүй болно. Лазерын бусад аргууд техникийн талаас төвөгтэй бөгөөд аль нэг энергийн түвшнийг сонгон суурьшуулах нөхцөлийг хангахад бэрхшээлтэй байдаг. Харин комбинац сарнилын үед үүсдэг стокс, антистокс фотонууд нь дээрх өдөөлтийг явуулах боломжтой.

### ОНОЛЫН ХЭСЭГ

А) Комбинаци сарнилын классик онол. Бодис руу тусаж байгаа гэрлийн долгионы цахилгааны вектор дараах хуулиар өөрчлөгдөнө гэж үзье.

$$E = E_0 \sin 2\pi\nu_0 t$$

Үүнд бодисын молекулыг туйлшруулж диполийн моментыг үүсгэх ба энэ нь туссан долгионтой адил  $\nu_0$  давтамжтайгаар хэлбэлзэнэ. Ийнхүү цахилгаан диполийн албадмал хэлбэлзэл нь гэрлийн Релей сарнилын шалтгаан болно. Гэвч индукцээр үүссэн диполийн цацаргалттай зэрэгцэж молекулыг бүрдүүлж байгаа атомуудын хэлбэлзэх болон эргэлдэх хөдөлгөөнүүд гарч ирнэ. Атомын хэлбэлзэх хөдөлгөөн электроны хэлбэлзэх хөдөлгөөнөөс их удаан явагдах учраас молекулын туйлшралд өөрчлөлт оруулах ба үүний улмаас сарнисан гэрлийн давтамж өөрчлөгдөнө. Молекулын хэлбэлзлээс үүссэн туйлшралын коэффициентийг

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 \sin 2\pi\nu_p t$$

гэж бичье. Үүнд:  $\nu_p$  - цөмийн хэлбэлзлийн давтамж,  $\alpha_0$  - хэлбэлзэл байхгүй үеийн туйлшрал,  $\alpha_1$  - хэлбэлзлээс үүссэн туйлшралын далайц. Тэгвэл туссан гэрлээр индукцлагдсан молекулын диполийн нийт момент

$$P = \alpha_0 E_0 2\pi\nu_0 t + E_0 \sin 2\pi\nu_0 t \cdot \sin 2\pi\nu_p t$$

болно. Синусуудын үржвэрт хувиргалт хийвэл

$$P = \alpha_0 E_0 \sin 2\pi\nu_0 t + \frac{\alpha_1 E_0}{2} \{ \cos 2\pi(\nu_0 + \nu_p)t - \cos 2\pi(\nu_0 - \nu_p)t \} \quad (1)$$

хэлбэрт шилжинэ. Томьёо (1)-ээс үзэхэд туссан гэрлийн нөлөөгөөр молекулын туйлшрал өөрчлөгдсөнөөр сарнисан гэрэл  $\nu_0$  давтамжтай (Релейн сарнил) байхаас гадна  $\nu_0 + \nu_p$ ,  $\nu_0 - \nu_p$  гэсэн комбинац (хосолмол) давтамжуудтай бллно. Энэ бол  $\nu_0$  - ийн хоёр талд тэгш хэмтэй байрлах Стокс болон анти-Стокс шугамууд юм.

В) Комбинац сарнилын квант онол.  $h\nu_0$  энергитэй гэрлийн квант хийн молекул руу тусах үед гэрэл-бодисын харилцан үйлчлэлийн 3 төрөл гарч ирдэг. Үүнд эхнийх нь молекул туссан гэрлийн давтамжийг өөрчлөхгүйгээр сарниах үзэгдэл юм. Энэ нь түгээмэл явагдах ердийн сарнил буюу гэрлийн харимхай сарнил болно. Хоёрдахь төрөл нь харимхай бус сарнил бөгөөд  $h\nu_0$  энергитэй квант нэг хэсэг энергээ молекулд шилжүүлж давтамж нь багасан сарних үзэгдэл юм. Молекулын авсан энерги түүний хэлбэлзэх хөдөлгөөнд шилжин хэлбэлзэх хөдөлгөөн квантлагдана. Молекул хэлбэлзлийн үндсэн ( $v = 0$ ) төлөвөөсөө анхны өдөөгдсөн төлөвт ( $v = 1$ ) шилжсэн гэвэл энерги хадгалагдах хуулиар

$$h\nu_0 + W_{v=0} = h\nu_p + W_{v=1} \quad (2)$$

болно. Энд,  $W$  - хэлбэлзлийн энерги,  $v$  - хэлбэлзлийн квант тоо. (2) томьёонд молекул хэлбэлзлийнхээ нэг төлөвөөс нөгөө төлөвт шилжихэд үүссэн квантын давтамжийг  $h\nu_p = W_{v=1} - W_{v=0}$  гэж тодорхойлбол сарнисан долгионы давтамж

$$\nu_p = \nu_0 - \nu_p \quad (3)$$

болно. Гэрэл бодисын харилцан үйлчлэлийн гуравдахь төрөл нь гэрлийн квант өдөөгдсөн молекултай мөргөлдөхөд харгалзана. Энэ үед туссан гэрэл молекулаас энерги авах боломжтой бөгөөд энерги хадгалагдах хууль бичвэл

$$h\nu_0 + W_{v=1} = h\nu_p + W_{v=0} \quad (4)$$

буюу

$$\nu_p = \nu_0 + \nu_p \quad (5)$$

болно. (3) ба (5) нь комбинац сарнилын спектр дахь Стокс болон анти-Стокс шугамууд мөн юм.

Гэрлийн үйлчлэлээр молекул хэлбэлзэхээс гадна эргэлдэх хөдөлгөөн хийж болно. Өндөр ялгах чадвартай спектрометр ашиглан хэлбэлзэх хөдөлгөөнд харгалзах спектрийн шугамуудыг дагасан эргэлтийн шугамуудыг илрүүлж болдог. Ийнхүү устөрөгч дэх комбинац сарнил нь алсын инфра улаанаас

үзэгдэх гэрлийн муж хүртэлх өргөн мужид лазерын цацаргалт гарган авах боломжийг олгодог.

Молекулын хэлбэлзэх болон эргэлдэх хөдөлгөөний үед диполийн цацаргалтын сонгох дүрэм дараах байдлаар өгөгдөнө.

$$\Delta v = \pm 1, \Delta J = 0 \pm 2 \quad (6)$$

Энд:  $v$  - хэлбэлзлийн болон  $J$ -эргэлтийн квант тоонууд.

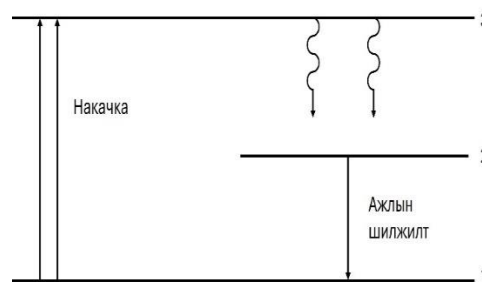
Цааш нь гэрлийн параллель цацраг лазерын идэвхтэй орчинд тарах үзэгдлийг авч үзье. Идэвхтэй орчны шингээлтийн коэффициентийг  $K(v)$  гэж тэмдэглэвэл гэрлийн урсгалын эрчим зайнаас Бугерт-Ламбертийн хуулиар өөрчлөгдөнө.

$$I(v) = I_0 e^{-K(v)x} \quad (7)$$

Энд:  $v$  – гэрлийн давтамж. Идэвхтэй орчин энергийн зөвхөн 2 түвшинтэй тохиолдолд шингээлт болон аяндаа албадмал цацаргалтуудыг тооцож балансын тэгшитгэл бичсэнээр стационар өдөөлтийн үе дэхь шингээлтийн коэффициент

$$K(v) = (N_1 - N_2)Bh\nu/c \quad (8)$$

гэж олдоно. Үүнд  $N_1, N_2$  - энергийн түвшиний суурьшил (дүүргэлтийн тоо),  $B$  - хоёр түвшиний хооронд явагдах албадмал шилжилтийн коэффициент (Эйнштейний коэффициент),  $c$  - гэрлийн хурд болно. (8) томьёоноос үзвэл шингээлтийн коэффициент  $N_1 - N_2$  ялгаврын тэмдгээс хамаарч өөрчлөгдөх нь харагдаж байна. Тухайлбал  $N_1 > N_2$  үед  $K(v) > 0$  болох ба туссан гэрэл тархан явах замдаа (7) ёсоор экспоненциал хуулиар суларна. Харин  $N_2 > N_1$  буюу урвуу суурьшил үүссэн үед  $K(v) < 0$  болж туссан гэрлийн эрчим экспоненциалаар өснө. Энэ бол лазер ажиллах нөхцөл юм. Идэвхтэй орчинд урвуу суурьшлыг янз бүрийн аргаар үүсгэж болдог. Гэрлийн болоод гэрлийн бус үйлчлэлээр, жишээ нь атом хоорондын мөргөлдөөн, нуман цахилалтаар үүсгэж болно. Лазерын хувьд долгион-бодисын харилцан үйлчлэлээр урвуу суурьшлыг бий болгодог. Идэвхтэй орчинг энергийн хоёр түвшинтэй гэж загварчилж байгаа үед цахилгаан соронзон долгионы нягт  $\rho$  хичнээн ч их байгаад урвуу суурьшил үүсдэггүй. Их сайндаа  $N_2 \approx N_1$  болохоос хэтэрдэггүй. Иймд багадаа энергийн 3 түвшинт тохиолдлыг авч үзэх шаардлага гарна. Зураг 1-т энергийн 3 түвшинт квант системийн бүдүүвчийг үзүүлэв.



Зураг 1. Энергийн 3 түвшинт квант системийн бүдүүвч

Энд: 1- үндсэн төлөв, 2- ба 3- өдөөгдсөн төлөвүүд. Лазерын өдөөлтөөр системийг үндсэн төлөвөөс нь хамгийн дээр орших 3-төлөвт шилжүүлнэ. Энэ төлөвөөс буцаж 1-төлөв рүү шилжих магадлал бага гэж саная. Өөрөөр хэлбэл  $1 \rightarrow 3$  шилжилт долгион шингээлтийн бус замаар (мөргөлдөөнөөр эсвэл цахилгаан ниргэлэгээр) явагдсан байг. Тэгвэл  $3 \rightarrow 1$  шилжилт цацаргалтаар явагдах нь хориотой учраас шилжилтийн магадлал нь бага болно. Бас завсрын 2 гэсэн төлөвийн амьдрах нас  $\tau_2$  нь 3 төлөвийн амьдрах нас  $\tau_3$ -аас олон дахин их байг. Энэ тохиолдолд 1 ба 2 гэсэн дугаартай төлөвүүд дээр үүсэх суурьшлын ялгавар

$$\frac{N_2 - N_1}{N} = \frac{(\tau_2 - \tau_3)\rho B - 1}{1 + (2\tau_3 + \tau_2)} \quad (9)$$

болно.

Энд  $\tau$  – төлөвийн амьдрах нас,  $N = N_1 + N_2 + N_3$  нийт суурьшил,  $B$  - албадмал ( $3 \rightarrow 1$ ) шилжилтийн коэффициент,  $\rho$  - цацаргалтын нягт. (9) томьёонд  $\tau_2 \gg \tau_3$  нөхцлийг тооцож  $\tau_2 \rho B > 1$  гэж үзвэл  $N_2 > N_1$  нөхцөл биелнэ. Энэ нь 2- энергийн түвшин дээр урвуу суурьшил үүсэж байна гэсэн үг юм. Тэгвэл  $2 \rightarrow 1$  шилжилт лазерын ажиллах шилжилт болно. (8) томьёо ёсоор  $N_2 > N_1$  нөхцөл нь туссан гэрлийн эрчим экспоненциал хуулиар өсөхийг заана. Томьёо (9) ёсоор суурьшлын ялгааг  $\tau_2 \rho B - 1$  хэмжигдэхүүн тодорхойлох учраас  $\tau_2$  нь хичнээн их байна, өдөөлтийн үр нөлөөтэй байдал төчнөөн өснө. Өөрөөр хэлбэл завсрын 2 гэж тэмдэглэсэн төлөв урт настай буюу метастабиль байхад өдөөлт үр дүнтэй явагдах бөгөөд  $2 \rightarrow 1$  шилжилт дээр лазер ажиллана.

Лазерын идэвхтэй орчин буюу резонатор дотор нийлмэл процесс явагдана. Резонаторт тархаж байгаа долгионы цахилгаан орон орчны цэг бүр дээр туйлшрал үүсгэнэ. Туйлшрал өөрчлөгдсөнөөр диполийн

цацаргалт буюу хоёрдогч цахилгаан соронзон долгион үүсэх ба энэ нь туйлшралыг үүсгэсэн анхдагч долгионтой суперпозицид орно. Энэ нийлбэр долгион ахиад өөр туйлшралыг резонаторт үүсгэнэ. Ингэхэд гуравдагч долгион үүснэ. Гэх мэт процесс цааш үргэлжилнэ. Ийм нийлмэл үзэгдэл хялбарчилсан тохиолдолд

$$\text{rot} + \text{rot}\vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{p}}{\partial t^2} = 0 \quad (10)$$

буюу материаллаг орчинд бичсэн Максвеллын тэгшитгэлд захирагддаг. Үүнд,  $\vec{p}$  туйлшралын вектор. Шугаман бус үзэгдлийг тооцох үед хосолмол (комбинаци) давтамжууд гарч ирдэг. Давтамж нь өөр учраас дисперси явагдаж өөр өөр хурдтай тарна. Өөр, өөр давтамжтай долгионуудын суперпозици интерференцийг үзэгдэлд хүргэхгүй учраас сонирхолтой биш. Бидэнд идэвхтэй орчны янз бүрийн цэгээс “боссон” долгионууд ижил фазтай байх явдал чухал. Туссан долгионоос өөр давтамж дээр долгион өсөх тохиолдол түгээмэл байдаг. Тухайлбал хоёрдогч гармоник үүсэх тохиолдолд

$$n(\omega_1) = n(2\omega_1) \quad (11)$$

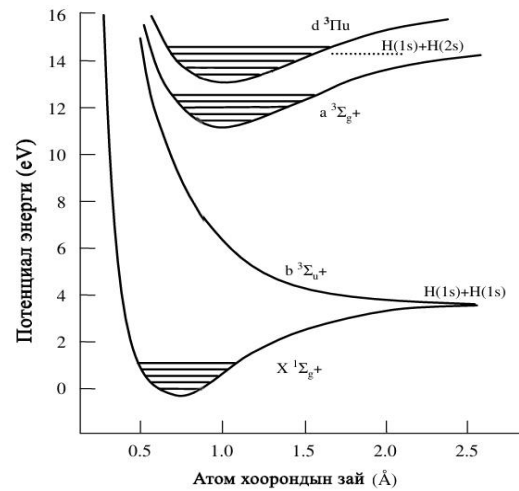
нөхцөл хоёр долгион, огторгуйн цэг бүр дээр ижил фазтай байхыг илэрхийлнэ. Энэ нь дүнгийн хэлбэлзэл нь өсөж байна гэсэн үг. (11)-г давтамжийн огторгуйн синхрончлолын нөхцөл гэнэ. Лазерын гэрлийн чадал хангалттай үед резонаторт 2 фотоны шингээлт явагдаж хоёрдогч давтамж үүснэ. Огторгуйн синхрончлолын нөхцөлийг өөрөөр тодорхойлж болно. Үүний тулд когерент урт гэдэг ойлголтыг оруулдаг. Когерент урт ( $l_k$ )

$$l_k = \frac{\lambda}{4\Delta n}$$

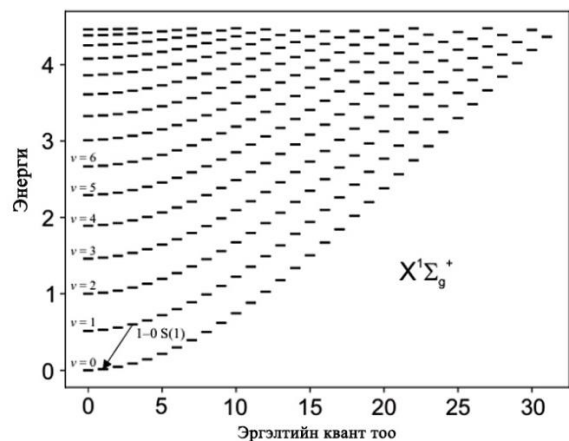
томъёогоор тодорхойлогдоно. Үүнд,  $\Delta n = n(\omega_1) - n(2\omega_1)$  орчны давтамжаас хамаарсан хугарлын илтгэгчдийн ялгавар. Резонатор дотор орших хоёр цэгийн хоорондох зай ямар утгатай байвал тэр цэгүүдээс үүссэн (“боссон”) хоёрдогч долгионууд бие биеэ дэмжиж өсөх (конструктив) интерференцийг когерент урт  $l_k$  харуулдаг. Нөхцөл (11) ойролцоогоор биелж байх үед  $l_k \gg 1$  утга авах ба энэ нь лазерын резонаторын урт хангалттай байх шаардлагатай харшлахгүй байгааг тэмдэглэе. Когерент уртыг ашиглаад  $2\omega_1$  давтамжтай хоёрдогч долгионыг өсгөж болно. Үүний тулд гэрэл нэвтрэх илтэс

(резонатор)-ийн зузааныг когерент урт  $l_k$ -тай тэнцүү байхаар сонгон авах ёстой.

Устөрөгчийн молекулын үндсэн болон өдөөгдсөн төлөвийн потенциал энерги (терм)-ийн муруйг Зураг 2.-т үзүүлэв.



Зураг 2. Устөрөгчийн молекулын энергийн түвшин



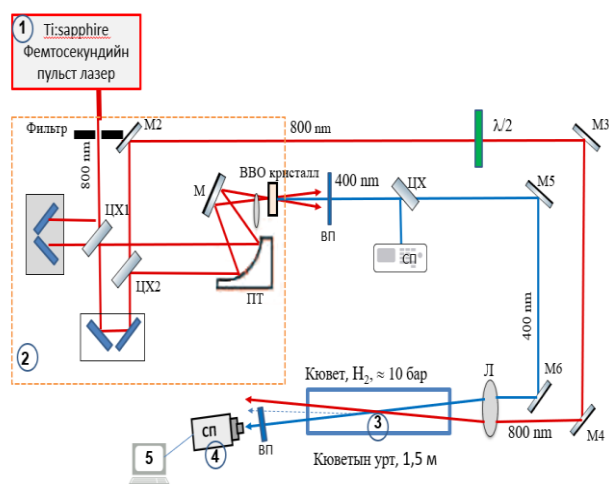
Зураг 3. Устөрөгчийн молекулын эргэлт-хэлбэлзлийн төлөвүүдийн энергийн түвшин

Үндсэн төлөвт холбогч синглет  $^1\Sigma$  болон салгагч триплет  $^3\Sigma$  хоёр терм оролцдог бөгөөд тэдгээр нь атом хоорондын зай холдоход үндсэн төлөвтөө орших устөрөгчийн хоёр сул атомын термд шилжинэ. Өдөөгдсөн төлөвийн хувьд триплет термүүдийг харуулсан бөгөөд атом хоорондын зай холдоход хоёр атомын нэг нь өдөөгдсөн төлөвт, нөгөө нь үндсэн төлөвтөө тус тус үлдэнэ. Холбогч термүүд дээр үүсэх хэлбэлзэх төлөвүүдийг хэвтээ үргэлжилсэн шугамаар үзүүлсэн. Молекулын нийт энерги электроны энерги  $E_{эл}$ , хэлбэлзлийн энерги

$E_{\text{хэлб}}$  эргэлтийн энерги  $E_{\text{эрг}}$  гэсэн 3 хэсгээс тогтоно буюу  $E = E_{\text{эл}} + E_{\text{хэлб}} + E_{\text{эрг}}$ , хамааралтай байх ба эрэмбийн хувьд  $E_{\text{эл}} \approx \text{эВ}$ ,  $E_{\text{хэлб}} \approx 10^{-2} \div 10^{-1} \text{эВ}$ ,  $E_{\text{эрг}} \approx 10^{-5} \div 10^{-3} \text{эВ}$  буюу  $E_{\text{эл}} \gg E_{\text{хэлб}} \gg E_{\text{эрг}}$  харьцаанд оршино. Устөрөгчийн молекул үндсэн төлөвтөө байх үедээ 15 орчим хэлбэлзлийн төлөв агуулж байх бөгөөд тэр бүхэн нь олон тооны эргэлтийн төлөвүүдийг дагуулж оршино [8]. Ингээд үндсэн төлөвт орших устөрөгчийн молекул хэлбэлзэх болон эргэлдэх хөдөлгөөнөөр нийтдээ 300 орчим холбоост төлөвийг үүсгэх боломжтой байдаг. Цэвэр хэлбэлзэл, цэвэр эргэлт гэж ялгах боломжгүй учраас эргэлт-хэлбэлзлийн төлөв гэж ярих нь зүйд нийцнэ. Зураг 3-т эргэлт-хэлбэлзлийн нийлмэл төлөвүүдийг эргэлтийн квант тооноос хамааруулж хэлбэлзлийн хэд хэдэн тохиолдолд ( $v=0 \div 6$ ) харуулав. Устөрөгчийн молекулын диссоциацийн энерги 3.4 эВ бөгөөд хэлбэлзлийн үндсэн болон анхны өдөөгдсөн төлөвийн хоорондох зай 0.5 эВ орчим байдаг. Иймд өдөөгч лазерын цацрагийн энерги  $\sim 3$  эВ-ээс бага байх шаардлагатай.

### ТУРШИЛТЫН ХЭСЭГ

Туршилтыг Зураг.4-т үзүүлсэн схемийн дагуу хийнэ. Судалгааны дээж молекуляр  $\text{H}_2$  устөрөгчийн хийг 1.5 м урттай шилэн (3) кюветэд хийж, тасалгааны температурт  $\sim 10$  бар хүртэл өндөр даралтаар шахсан байна. Кюветэд ажиглалтын кварц шилээр хийсэн цонх гаргана. Өдөөгч (1) лазераар Solstice Ace (@Spectra Physics) титан-сапфирын фемтосекундын импульсын өсгөгч лазерыг ашиглана. Solstice Ace (@Spectra Physics) лазерын үзүүлэлт: импульсын өргөн  $> 35$  фс, давталтын хурд 1 кГц - 5 кГц, гаралтын дундаж чадал  $< 6$  Вт, энерги  $< 1.6$  мЖ, гаралтын спектрийн өргөн  $\sim 720 - 900$  нм, төв долгионы урт 800 нм, цацрагийн диаметр  $\sim 10$  мм болно. Өдөөгч (1) лазерын гаралтад диафрагма эсвэл сулруулагч (NDC-50C-2M-V) фильтр тавьж, цацрагийн диаметрийг багасгах, гаралтын нийт энергийг 0.5 мЖ -1.0 мЖ хэмжээнд тохируулах боломжтой. Өдөөгч лазерын гаралтад хоёрдогч гармоник үүсгэх (SHG) схемийг (2) угсрах бөгөөд эндээс ижил энергитэй 400 нм болон 800 нм долгионы урттай үндсэн гэсэн хоёр цацрагийг гарган авна. Үүнд 400 нм долгионы урттай цацрагийг үүсгэх хоёрдогч гармоникын (2) схемийг зураг дээр тасархай зураасаар ялган харуулав. (SHG) схемийн ажиллах зарчим:



Зураг 4. АКС-ын туршилтын схем: 1 - Ti:sapphire фемтосекундийн өсгөгч лазер, 2 - хоёрдогч гармоник үүсгэх схем, 3-  $\text{H}_2$  хий агуулсан кювет, 4- спектрометр, 5 - компьютер

Титан-сапфирын гаралтын пульсыг ЦХ1 цацраг хуваагчаар хоёр хуваан, нэгийг нь гүйгч тавцан дээр байрлах 90 градусаар нугалсан хос хавтгай толинд тусгаж, ЦХ2 цацраг хуваагчаас ойсон хоёрдох пульстэй параллель замаар явуулна. Хос цацрагийг парабол толины тусламжтай 100 мкм зузаантай шугаман бус ВВО( $\text{BaB}_2\text{O}_4$ ) кристалл дээр фокуслан, тэдгээрийн хоёрдогч гармоникыг үүсгэнэ. Кристаллын гаралт дээр 3 цацраг үүснэ. Үүнд хажуугийн 2 цацраг нь оролтын пульс тус бүрийн хоёрдогч гармоникд харгалзах бол төв цацрагийн хоёрдогч гармоникын 400 нм долгионыг үндсэн долгионоос салгахын тулд ВП (bandpass filter) фильтр ашиглана. Бид цаашид ЦХ2 цацраг хуваагчаар нэвтэрсэн 800 нм долгионы урттай үндсэн цацраг болон хоёрдогч гармоникын ВВО кристаллаас үүссэн 400 нм цацрагийг бүрэн ойлгогч М3 - М6 хавтгай толины тусламжтай Л линз рүү чиглүүлнэ. Линзны фокусын зай ойролцоогоор (3) кюветын урттай тэнцүү байна. Бид 120 см фокусын урттай линзээр 800 нм ба 400 нм хоёр долгионыг кюветын төвд фокуслах юм. Линзээр фокуслах үед хоёр цацрагийг хоорондох өнцөг нь ойролцоогоор  $\approx 10$  мрад байхаар цацрагийн нарийн тохируулгыг гүйцэтгэнэ. Фемтосекундийн хугацааны эрэмбэтэй импульсын хувьд 2 цацрагийг Л линзны фокусын цэг дээр орон зай, хугацааны хувьд давхцуулахын тулд микрометрийн алхамт гүйгч тавцангийн шилжилтээр үүсгэх хугацааны хоцрогдолыг ашиглах боломжтой.  $\text{H}_2$  устөрөгчийн хийд үүссэн албадмал комбинацийн сарнилын

түгэлт, дисперсид нөлөөлөх учир устөрөгчийн хийн даралт 10 бараас багагүй байх шаардлагатай. Лазерын цацраг кюветээр нэвтрэхдээ  $H_2$  устөрөгчийн молекулыг өдөөн, албадмал комбинацийн Релей болон Раман сарнилын цацаргалтыг үүсгэнэ. Кюветийн гаралтад байрлуулах ВП эсвэл (edge filter) фильтр ашиглан (4) спектрометр (OceanOptics HR4000CG-UV-NIR) зөвхөн Раман сарнилын спектрийг бүртгэж, (5) компьютерээр дүн шинжилгээ хийнэ.

### ХҮЛЭЭГДЭЖ БҮЙ ҮР ДҮН БА ХЭЛЭЛЦҮҮЛЭГ

Өндөр даралттай устөрөгчийн хийг наносекундийн лазераар өдөөн албадмал комбинац сарнил бий болох процессыг [8-11] ажилд, Мөн түүнчлэн [13] ажилд А.Г. Shvedko нар Раман сарнилын спектрийг пикосекундийн хугацааны нарийвчлалтай бүртгэсэн. Бидний ажилд фемтосекундийн харьцангуй өндөр энергитэй өсгөгч лазерын системийг ашиглах учир цацрагийн өөрөө фокуслах, өөрийн фазын модуляц зэрэг шугаман бус эффектийн нөлөөгөөр фемтосекундийн импульсын лазерын давтамжийн хувиргалтыг үр дүнтэй хийх боломжийг судлана. Тиймээс бид автокорреляторын схем угсран пульсыг кюветын оролт ба гаралтын дараах пульсын өргөнийг хэмжин харьцуулалт хийнэ. Өндөр энергитэй хэт богино импульсын лазерын өдөөлтөөр устөрөгчийн хийд зарим онцлогууд үүсч болзошгүй, үүнд өндөр давталтын хурдаас хамаарах дулааны эффект, спектрийн өргөсөл флукуац зэрэг квант процесс явагдаж болно.

### ТАЛАРХАЛ

Энэхүү ажил нь ШУТ сангийн Беларусьтай хамтарсан суурь судалгааны төслийн санхжүүлэлтээр хийгдэж байна.

### Ном зүй

- [1]. S. Cohen, D. L. Judd, and J. Riddell, *Phys. Rev.* 119, 384 (1960)
- [2]. Апанасевич П.А., Батище С.А., Ганжа В.А., Грабчиков А.С., Малевич Н.А., Мостовников В.А., Орлович В.А. Высокоэффективное преобразование частоты широкополосного излучения в сжатом водороде // *ЖТФ.* Т. 52. № 4. С.808-809.(1982)
- [3]. Нио У., Shimizu K., Yagi T. Vacuum ultraviolet generation by anti-Stokes Raman scattering of KrF laser radiation in  $H_2$ // *J.*

- Appl. Phys.* V. 72. №8. P.3258-3266,(1992)
- [4]. Морозов В.Б., Оленин А.Н., Тункин В.Г. Генерация интенсивных пикосекундных импульсов в излучение с протяженным квазивращательным спектром при самофокусировке в водороде высокого давления // *ЖЭТФ.* Т. 115. Вып. 2. С. 479-493. (1999)
- [5]. Wang X.F., Fedosejevs R., Tsakiris G.D. Observation of Raman scattering and hard X-rays in short pulse laser interaction with high density hydrogen gas // *Opt. Commun.* -V. 146. -P.363-37,(1998)
- [6]. Беспалов В.Г., Стаселько Д.И., Крылов В.Н., Ребанэ А., Вилд У., Эрни Д., Олликайнен О. Структура спектров вынужденного комбинационного рассеяния в сжатом водороде. Возбуждение фемтосекундными импульсами света // *Опт. и спект.* Т.82. №3.0.421-426.(1997)
- [7]. Roueff E., Abgrall H., et.al. The full infrared spectrum of molecular hydrogen /*Astron. Astrophys.*vol 630, p.A58,(2019)
- [8]. De Martino, A., Frey, R., Pradere, F., and Ducuing, J.*Infrared Phys.*, **19**, 247. (1979)
- [9]. Apanasevich, P.A. and Orlovich, V.A., *Laser Spectroscopy* (Singapore: World Scientific). (1988)
- [10]. Bepalov, V.G., Krylov, V.N., Staselko, D.I., et al., *Opt. Spectrosc.*, **63**, 1253. (1987)
- [11]. Berik, E.V., Gakhovich, D.E., Grabtchikov, A.S., et al., *Sov. J. Quantum Electron.*, **13**, 1728. (1986)
- [12]. Y. Uesugi, Y. Mizutani, S.G. Kruglik, A.G. Shvedko, V.A. Orlovich, T. Kitagawa. Characteristics of SRS of Hydrogen and methane gases as a light source for ps time-resolved Raman Spectroscopy. *J. RamanSpectr.* V.31, p. 339-348 (2000).
- [13]. A.G. Shvedko, S.G. Kruglik, P.A. Apanasevich, V.A. Orlovich. Spectral characteristics of ps SRS in high-pressure hydrogen. *Laser Phys.* V.11, N3, p. 377-387 (2001).
- [14]. A.G. Shvedko, S.G. Kruglik, P.A. Apanasevichetal. SRS in Compressed Gases with Pumping by 2,5 ps Pulses of a Ti:Sp Laser. *Laser Phys.* V.13, N12, p. 1491-1501 (2003).
- [15]. A.G. Shvedko, S.G. Kruglik, P.A. Apanasevich, and V.A. Orlovich. Energy characteristics of ps SRS in high-pressure hydrogen. *Laser Phys.* V.14, p. 1415-1420 (2004)