

NMR SPEKTROSKOPIE PRO CHEMIKY

1. Úvod
 - 1.1 Historický úvod
 - 1.2 Jazykové okénko
2. Principy NMR spektroskopie
 - 2.1 Jaderný spin
 - 2.2 Chemický posun
 - 2.3 Snímání NMR signálu
 - 2.4 Fourierova transformace
 - 2.5 Magnetické interakce jader
3. Pulzní sekvence a jejich elementy
 - 3.1 1D pulzní sekvence
 - 3.2 2D pulzní sekvence
 - 3.3 3D a vícedimenzionální sekvence
4. Relaxace v NMR spektroskopii
 - 4.1 Podélná relaxace
 - 4.2 Příčná relaxace
 - 4.3 Relaxační mechanismy
5. NOE
6. Gradienty, DOSY
7. Praktické aspekty NMR spektroskopie
Přístroj, praktické, počet bodů, rozlišení, zpracování, potlačení signálu rozp.
8. ^{13}C NMR
 - 8.1 Chemické posuny uhlíků
 - 8.2 Skalární interakce uhlíků
9. ^1H NMR
 - 9.1 Chemická a magnetická ekvivalence
 - 9.2 Chiralita
 - 9.3 Stínění jader prostorově blízkými chemickými vazbami nebo funkčními skupinami
 - 9.4 Spinový systém, řád spektra
 - 9.5 Vyměnitelné vodíky
 - 9.6 Vliv pole, koncentrace, rozpouštědla
 - 9.7 Chemické posuny vodíků
 - 9.8 Skalární interakce vodíků
10. F,P,N
11. Dynamika
12. Predikce
13. NMR spektra pevných látek

1. ÚVOD

Spektroskopie jaderné (nukleární) magnetické rezonance je metoda využívající magnetických vlastností atomových jader některých izotopů.

Dnes jsou tradiční metody NMR spektroskopie nepostradatelnou pomůckou syntetického chemika při sledování průběhu reakcí a ověřování struktury produktů. Speciální, časově náročnější techniky umožňují řešit struktury i velmi komplikovaných sloučenin, např. sekundární a terciární struktury biopolymerů, a studovat interakce mezi nimi. Obrovskou výhodou NMR spektroskopie biomolekul je, že můžeme zjišťovat jejich třídimenzionální strukturu za „fyzilogických“ podmínek (v roztoku o určitém pH, teplotě, iontové síle) Pomocí MR tomografie jsou dnes již běžně studovány tkáně a orgány v lidském těle. NMR spektroskopie našla také široké uplatnění v materiálové chemii, farmaceutickém průmyslu a ve fyzice pevných látek.

1.1 Historický úvod

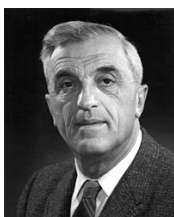
V roce 1945 byly poprvé pozorovány signály jader vodíku ve vodě a v parafinu. V padesátých letech 20. století se objevují první sériově vyráběné NMR spektrometry. Měřena byla sice většinou pouze jádra vodíku ^1H , ale získané informace se ukázaly být nesmírně cennými při určování struktury sloučenin, především organických. První ^{13}C NMR spektra byla popsána v roce 1957. Širokopásmový dekaplink vodíků se objevil v roce 1965. Od té doby se NMR spektroskopie velmi rychle rozvíjela a stala se nezbytnou součástí strukturní analýzy. Zavedení supravodivých magnetů a jejich zdokonalování umožnilo postupné zvyšování intenzity magnetického pole a tím i citlivosti a rozlišení metody. Objev dvoudimenzionálních technik v 70.tých letech dvacátého století vedl k technikám schopným podat kompletní informaci o skeletu molekuly a prostorovém uspořádání atomů. Metody umožňující snímání spekter nebo alespoň získávání určitých informací o jádrech atomů v malých prostorových elementech uvnitř objektů daly vzniknout NMR zobrazování (NMR imaging, MR tomografie, MRT).



O významu nukleární magnetické rezonance svědčí i několik Nobelových cen udělených v této oblasti. V roce 1943 získal Nobelovu cenu za fyziku Otto Stern za objev magnetického momentu protonu.



V roce 1944 získal Nobelovu cenu za fyziku Isidor Isaac Rabi za jeho rezonanční metodu pro zjištění magnetických vlastností atomových jader.



V roce 1952 získali Nobelovu cenu za fyziku Felix Bloch a Edward Mills Purcell za rozvoj nových metod pro přesná měření jaderného magnetismu a první detekci NMR signálu.

V roce 1991 získal Nobelovu cenu za chemii Richard R. Ernst za jeho příspěvek k rozvoji vysoce rozlišitelné nukleární magnetické rezonance, zavedení pulzních technik měření a použití Fourierovy transformace a zavedení dvoudimenzionálních NMR technik.



V roce 2002 získal Nobelovu cenu za chemii Kurt Wüthrich za vývoj NMR jako metody umožňující určení trojrozměrné struktury biologických makromolekul v roztoku.

V roce 2003 získali Nobelovu cenu za fyziologii a medicínu Paul C. Lauterbur a Peter Mansfield za vypracování metody zobrazování magnetickou resonancí.



2. PRINCIPY NMR SPEKTROSKOPIE

2.1 Jaderný spin

Z hlediska NMR můžeme atomová jádra jednotlivých izotopů rozdělit na tři skupiny:

1. Jádra, která mají nulové spinové kvantové číslo I (výraz spinové kvantové číslo se často nahrazuje výrazem spin nebo jaderný spin). Jsou to jádra se sudým počtem protonů i neutronů, jako např. ^{12}C , ^{16}O , ^{32}S . Tato jádra nemají jaderný magnetický moment μ a nejsou v NMR spektroskopii pozorovatelná ani nijak neovlivňují spektra jiných izotopů.

2. Jádra se spinovým kvantovým číslem $I = 1/2$. Tato jádra mají jaderný magnetický moment a jsou snadno měřitelná. Příkladem je proton, ^1H , který má vysoké přírodní zastoupení, a je nejběžněji měřeným jádrem. Uhlík ^{13}C představuje další často měřené jádro. Má nižší citlivost a zároveň nízké přírodní zastoupení (1.11%), takže jeho signály jsou zhruba 5700 x slabší než signály ^1H . Další jádra se spinem $1/2$ jsou například ^{15}N , ^{19}F , ^{31}P .

3. Jádra se spinovým kvantovým číslem $I > 1/2$. Tato jádra mají vedle jaderného magnetického momentu i kvadrupolový moment a jsou velmi často obtížně měřitelná. Jádra s lichým nukleonovým číslem (součet počtu protonů a neutronů) mají poločíselná spinová kvantová čísla ($1/2, 3/2, 5/2, \dots$). Jádra se sudým nukleonovým číslem a lichým počtem protonů mají celočíselná spinová kvantová čísla ($1, 2, 3, \dots$).

Atomová jádra s nenulovým spinem mají vlastní jaderný magnetický moment μ

$$\mu = \frac{\gamma h \sqrt{I(I+1)}}{2\pi}$$

kde h je Planckova konstanta a γ je tzv. **gyromagnetický poměr**, konstanta charakteristická pro jádro každého izotopu. Pokud je jádro s nenulovým spinovým kvantovým číslem mimo magnetické pole, jaderný spin se nijak neprojevuje. V magnetickém poli o intenzitě B_0 je výsledkem silového působení magnetického pole a magnetického momentu jádra precesní pohyb vektoru magnetického momentu jádra μ kolem směru B_0 s frekvencí

$$\nu = \gamma B_0 / 2\pi$$

označovanou jako Larmorova precesní frekvence. Z kvantové mechaniky plyne, že precedující vektor μ může zaujmout celkem $2I + 1$ magnetických stavů, lišících se magnetickým kvantovým číslem m , jimž přísluší v magnetickém poli B_0 hodnota energie

$$E = -\gamma m h B_0 / 2\pi$$

Soustředíme-li se na nejčastěji měřená jádra se spinovým číslem $I = 1/2$, magnetické kvantové číslo může nabývat dvou hodnot $m = -1/2$ a $m = 1/2$. Jaderný magnetický moment může mít v magnetickém poli o indukci B_0 dva stavy s energetickými hladinami označovanými α a β :

$$E_\alpha = -0,5 \gamma h B_0 / 2\pi$$

$$E_\beta = 0,5 \gamma h B_0 / 2\pi,$$

mezi nimiž je energetický rozdíl:

$$\Delta E = \gamma h B_0 / 2\pi$$

Tento energetický rozdíl odpovídá frekvenci přechodu $\nu = \gamma B_0 / 2\pi$ (tzv. **NMR rezonanční podmínka**). Tato frekvence leží u dnes dosahovaných magnetických polí v oblasti desítek až stovek MHz. Zastoupení (populace) jader na obou hladinách je téměř stejné vzhledem k malému energetickému rozdílu; nadbytek na nižší hladině je v závislosti na intenzitě magnetického pole řádově 10^{-5} . Přesný poměr jader ve spinovém stavu α a ve spinovém stavu β lze vypočítat pomocí Boltzmannova zákona:

$$N_\alpha / N_\beta = e^{\Delta E / k_b T},$$

kde k_b je Boltzmannova konstanta ($= 1,3805 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$) a za ΔE dosadíme rozdíl mezi energiemi spinů α a β . Například v poli o indukci 11.74 T platí pro vodíky ^1H : $N_\beta \approx 0,99992 N_\alpha$, to znamená, že na 100000 vodíkových jader se spinovým stavem α připadá 99992 jader ve stavu β . Čím větší je indukce magnetického pole, tím větší je energetický rozdíl mezi stavy α a β , a tím větší je rozdíl v populacích jednotlivých spinových stavů. Větší rozdíl v populacích stavů vede k větší citlivosti NMR metody.

Citlivost NMR spektroskopie je největší slabinou této spektrální metody. V porovnání například s hmotnostní spektrometrií je množství látky nutné pro analýzu mnohem vyšší – řádově miligramy. Takové množství látky ale většinou pro organické chemiky nebývá problémem připravit a navíc NMR spektroskopie je nedestruktivní metoda, tedy veškerý materiál použitý pro analýzu lze získat zpět. Podstatná část vývoje NMR spektrometrů i měřících technik je vedena snahou o zvýšení citlivosti.

Intenzita signálů (A) je důležitou informací, kterou je možno z NMR spekter získat. Udává se relativně vůči ostatním signálům a lze ji vyjádřit vzorcem:

$$A = \frac{n i B_0^2 \gamma I(I+1)}{T}$$

kde n je počet ekvivalentních jader a i je přírodní zastoupení daného jádra.

Protože v jednom spektru jsou společně měřena vždy jádra stejného druhu, ve stejném magnetickém poli a při stejné teplotě, je plocha každého signálu úměrná počtu ekvivalentních jader v molekule. Z výše uvedeného vzorce také vyplývá vztah mezi intenzitami signálů různých jader. Změříme-li na stejném přístroji a při stejné teplotě protonové a křemíkové spektrum sloučeniny obsahující seskupení $-\text{SiCH}_3$, zjistíme, že intenzity signálů vodíku a křemíku jsou v poměru 8135:1.

Abychom u jader s nízkou citlivostí nebo s nízkým zastoupením měřeného izotopu dosáhli potřebného poměru signálu k šumu (S/N), musíme používat koncentrovanější vzorky, vzorky sloučenin obohacených měřeným izotopem, případně větší kvety. Další možností je používat dlouhé akumulace spekter.

Z výše uvedeného vzorce je patrné, že intenzita signálu (a tedy citlivost měření) můžeme podstatně zvýšit, provádíme-li NMR experimenty na spektrometrech s vyšším magnetickým polem. Proto se neustále vyvíjejí spektrometry se stále vyšším magnetickým polem.

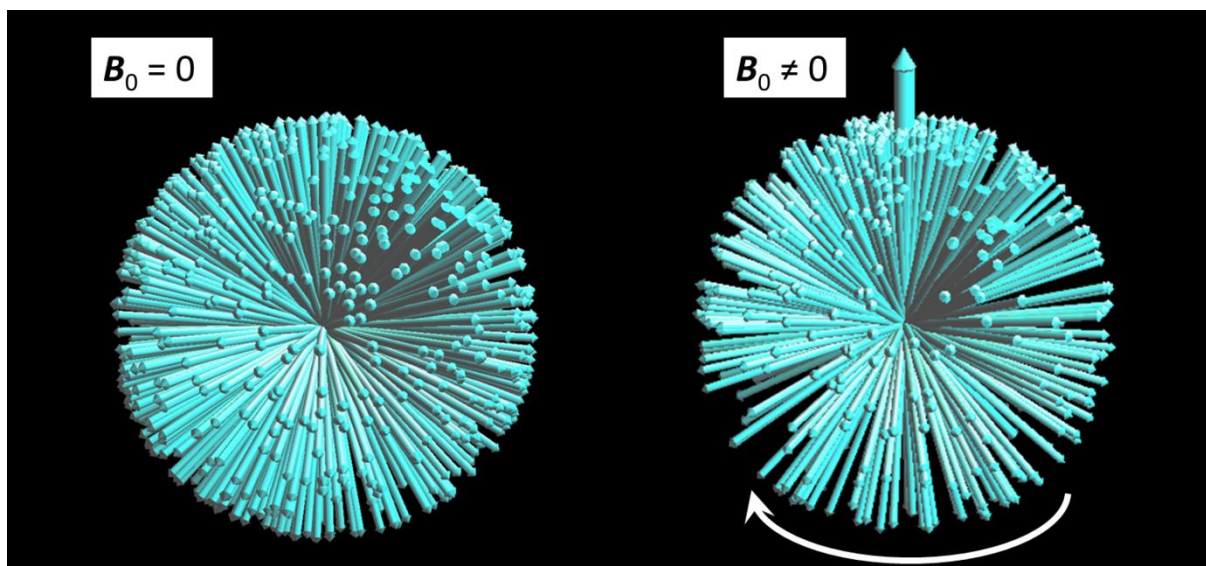
V **tabulce 2.1** jsou shrnuty důležité magnetické vlastnosti jader vybraných izotopů. Všimněte si, že gyromagnetický poměr γ může mít kladné i záporné znaménko. Jádra s opačným znaménkem γ mají opačný směr precese jejich jaderných magnetických momentů. V předposledním sloupci je uvedena rezonanční frekvence v magnetickém poli o indukci 11.74 T (Tesla, V.s.m^{-2}). V NMR

spektroskopii je zvykem udávat indukci B_0 magnetického pole určitého přístroje jako frekvenci, při níž rezonují jádra ^1H . Hovoříme tak často o 500 MHz NMR spektrometru, „intenzitě pole 500 MHz“ a podobně. V posledním sloupci tabulky je uvedena relativní citlivost izotopů pro měření NMR spekter. Nejcitlivějším izotopem je ^1H . Ostatní izotopy jsou méně citlivé, protože mají menší gyromagnetický poměr, tím pádem i nižší energetický rozdíl mezi spinovými stavy α a β a nižší přebytek spinových stavů α v rovnováze. K nízké citlivosti některých izotopů přispívá i jejich malý přirozený výskyt. Například izotop ^{13}C má přirozený výskyt kolem 1% a zbytek (99%) jsou magneticky neaktivní jádra ^{12}C , to znamená, že pouze jedna setina uhlíkových jader přispívá k NMR signálu.

Tabulka 2.1. Magnetické vlastnosti izotopů nejdůležitějších prvků, které se vyskytují v organických látkách.

Jádro	Spin	Přirozený výskyt / %	$\gamma / 10^7 \text{radT}^{-1}\text{s}^{-1}$	NMR frekvence v poli 11,74 T / MHz	Citlivost
^1H	1/2	99,99	26,75	500,0 MHz	100
^2H	1	0,01	4,11	76,8 MHz	0,0001
^3H	1/2	-	28,54	533,3	0
^{12}C	0	98,93	-	-	-
^{13}C	1/2	1,07	6,73	125,7 MHz	0,02
^{14}N	1	99,63	1,93	36,1 MHz	0,1
^{15}N	1/2	0,37	-2,71	50,7 MHz	0,0004
^{16}O	0	99,96	-	-	-
^{17}O	5/2	0,037	-3,63	67,8 MHz	0,001
^{19}F	1/2	100	25,18	470,4 MHz	83
^{31}P	1/2	100	10,84	202,4 MHz	6,6

Jak již bylo uvedeno, jádra s $I = 1/2$ mohou nabývat dvou spinových stavů. V NMR se ustálilo používání souřadného systému tak, že kladný směr osy z míří ve směru magnetického pole. V **rovnovážném stavu** mimo magnetické pole mají jaderné magnetické momenty náhodnou orientaci (**Obrázek 2.1**), v magnetickém poli mají jaderné magnetické momenty také náhodnou orientaci, ale postupně se vytvoří mírný přebytek jader s energetickou hladinou α , které mají kladný průmět jaderného magnetického momentu do osy magnetického pole (z). Navíc v magnetickém poli všechny jaderné magnetické momenty vykonávají precesní pohyb kolem osy z. Malý přebytek jader na nižší energetické hladině (jsou to podle konvence spiny nad rovinou xy) způsobí, že **celková magnetizace M** vzorku (vektorový součet magnetických momentů jednotlivých jader) směřuje ve směru osy z. Na **obrázku 2.1** je označena tučnou šipkou. Magnetizace M je na rozdíl od jaderných magnetických momentů makroskopická veličina, se kterou lze určitými způsoby manipulovat a poté ji detekovat.



Obrázek 2.1. Jaderné magnetické momenty v nulovém a nenulovém magnetickém poli.

2.2 Chemický posun

Z výše uvedeného vztahu pro energetický rozdíl mezi spinovými stavy vyplývá, že všechna jádra jednoho izotopu vložená do téhož magnetického pole budou rezonovat při stejné frekvenci. Kdyby tomu tak bylo, nemělo by smysl hovořit o NMR spektrech, protože tato spektra by obsahovala pouze jediný signál pro každý izotop obsažený ve vzorku.

Pozorování NMR spekter je umožněno tím, že jádra atomů jsou od magnetického pole, v němž se nacházejí, **stíněna** elektrony. Elektrony svým pohybem vytvářejí magnetické pole, které má opačný směr než vnější magnetické pole B_0 . Jádra stejného izotopu, která nemají stejné chemické okolí (tedy nejsou chemicky ekvivalentní) se liší rozložením elektronů ve svém okolí a tím sice velmi nepatrně, ale pozorovatelně, intenzitou stínění. Ta je úměrná vnějšímu magnetickému poli B_0 a charakterizujeme ji stínící konstantou σ . Efektivní magnetické pole B_{ef} , které působí na jádro, vyjadřuje vztah

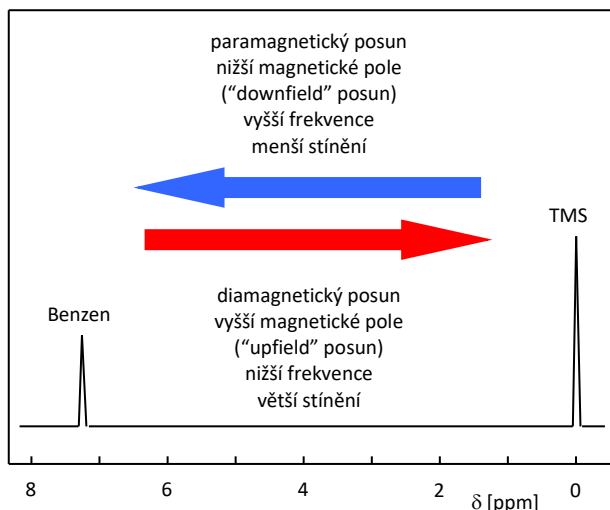
$$B_{\text{ef}} = B_0 - \sigma B_0 = B_0 \cdot (1 - \sigma).$$

Jestliže na jádra působí různě velké efektivní magnetické pole, budou mít tato jádra i různou rezonanční frekvenci. Například pokud mají jádra ^1H tetramethylsilanu (TMS) v poli 11.74 T rezonanční frekvenci přesně 500000000 Hz (500 MHz), vodíky CH_3 skupiny methanolu jsou méně stíněné a budou mít rezonanční frekvenci 500001650 Hz a vodíky benzenu, které jsou ještě méně stíněné, budou mít rezonanční frekvenci 500003635 Hz. V magnetickém poli o poloviční intenzitě, by vodíky TMS rezonovaly při 250 MHz, vodíky CH_3 skupiny methanolu při 250000825 Hz a vodíky benzenu při 250001817,5 Hz. Pro vyjadřování rezonančních frekvencí se ujala stupnice chemického posunu δ s jednotkou **ppm** (parts per milion). Chemický posun je definován takto:

$$\delta_x = 10^6 \cdot (v_x - v_{\text{ref}}) / v_{\text{ref}}$$

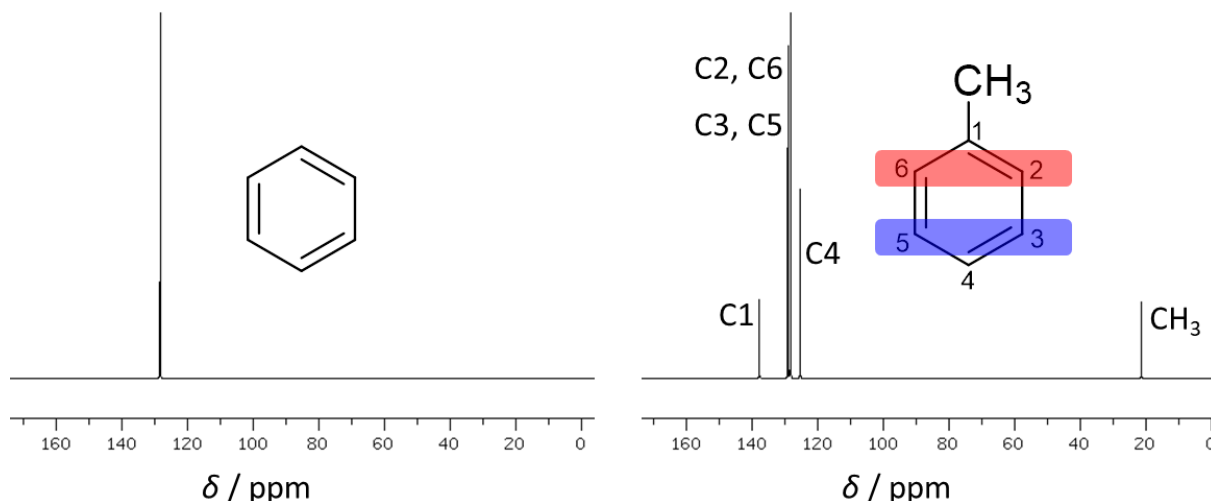
kde δ_x je chemický posun atomu x, v_x je rezonanční frekvence atomu x a v_{ref} je rezonanční frekvence referenční sloučeniny. Budeme-li za referenční sloučeninu považovat TMS a dosadíme-li výše uvedené rezonanční frekvence do vzorce, vyjde nám, že chemický posun vodíků methylové skupiny

v methanolu je 3,3 ppm a chemický posun benzenových vodíků je 7.27 ppm. Hlavní výhodou chemického posunu δ je to, že nezávisí na velikosti magnetického pole, tedy u různých NMR spektrometrů s různými induklemi magnetického pole nabývá vždy stejné hodnoty. Jádra, která jsou více stíněna elektrony, mají nižší chemický posun. Směr od vyšších k nižším chemickým posunům δ se v NMR spektrech také nazývá směr k vyššímu magnetickému poli („upfield shift“), k nižší frekvenci nebo diamagnetický posun. Opačný směr k vyšším hodnotám δ se nazývá paramagnetický posun nebo směr k nižšímu poli („downfield shift“) nebo směr k vyšší frekvenci (Obrázek 2.2).



Obrázek 2.2. Schematické znázornění NMR spektra se signály při vyšším a nižším chemickém posunu.

Jádra se stejným chemickým okolím se nazývají **chemicky ekvivalentní** a mají stejné stínění elektrony a tedy i stejnou rezonanční frekvenci (společný signál ve spektru). Například v molekule benzenu jsou díky symetrii všechna uhlíková jádra chemicky ekvivalentní a v ^{13}C NMR spektru benzenu budeme pozorovat pouze jeden signál. Totéž platí pro vodíková jádra, v ^1H spektru benzenu je jediný signál s příslušným chemickým posunem. Naproti tomu v molekule toluenu nejsou všechna uhlíková jádra chemicky ekvivalentní; díky symetrii molekuly budeme v ^{13}C spektru očekávat 5 signálů: jeden signál uhlíku methylové skupiny, jeden signál kvartérního aromatického uhlíku a tři signály CH aromatických uhlíků. Uhlíky C2 a C6 jsou chemicky ekvivalentní a budou mít společný signál, uhlíky C3 a C5 jsou také chemicky ekvivalentní a budou rezonovat při stejné frekvenci (obrázek 2.3). Ve vodíkovém spektru toluenu budeme očekávat 4 signály: jeden pro vodíky methylové skupiny (tři vodíky v methylové skupině jsou vždy ekvivalentní) a tři aromatické signály, z nichž dva budou mít dvojnásobnou intenzitu.



Obrázek 2.3. ^{13}C NMR spektra benzenu a toluenu.

Chemicky ekvivalentními atomy nejlépe poznáme podle toho, že při postupném nahrazení každého z nich jiným atomem vznikne vždy stejná sloučenina. Například diethylether obsahuje 6 chemicky ekvivalentních protonů v methylových a 4 chemicky ekvivalentní protony v $-\text{CH}_2-$ skupinách. Náhradou kteréhokoliv z prvních 6 atomů vodíku např. chlorem vznikne 1-ethoxy-2-chlorethan, kteréhokoliv ze zbývajících 4 vodíků 1-ethoxy-1-chlorethan. Protonové NMR spektrum diethyletheru bude tedy obsahovat dva signály, jejichž intenzity budou v poměru 6:4, tedy 3:2. Intenzity nejsou představovány výškou pásů, ale jejich plochou; často se nazývají integrální intenzitami. Uvedená pravidla platí pouze pro spektra, u nichž nebyla použita nějaká manipulace s populací na jednotlivých hladinách. ^1H NMR spektra jsou příkladem spekter, u nichž lze takto počty chemicky ekvivalentních jader zjistit.

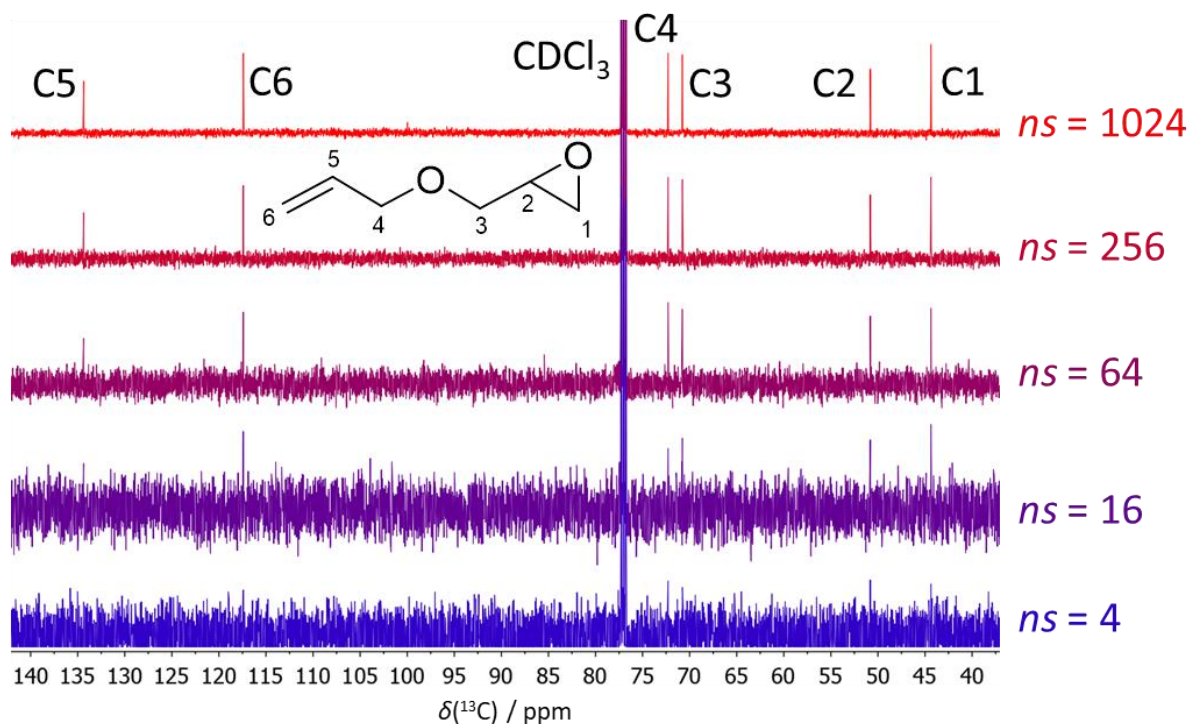
2.3 Snímání NMR signálu

Předchozí výklad stačí k pochopení klasické, tzv. **CW** (continuous wave) NMR spektroskopie: Vzorek obsahující magneticky aktivní jádra vložíme do magnetického pole a do blízkosti vzorku umístíme cívku, kterou protéká střídavý proud o frekvenci v oblasti MHz. Potom měníme spojitě intenzitu magnetického pole B_0 nebo frekvenci proudu v cívce. Při splnění výše uvedené rezonanční podmínky dojde k absorpci radiofrekvenčního záření, kterou můžeme měřit různými způsoby běžnými v elektrotechnice. CW NMR spektrometry se běžně vyráběly až do sedmdesátých let minulého století. Jejich elektronika byla poměrně jednoduchá a ke zpracování dat nebyl třeba počítač. Generátor frekvence byl řízen pozicí pisátka na ose X zapisovače nebo osciloskopu a v ose Y byl registrován zesílený signál z měřiče absorbce.

Většina současných spektrometrů pracuje v jiném, tzv. **FT** (Fourier transform) modu. Při něm jsou všechna jádra jednoho izotopu excitována velmi krátkým radiofrekvenčním **pulzem** o trvání řádově několik μs . Tak krátký pulz má jistou neurčitost frekvence a pokryje obvykle frekvenční oblast všech jader jednoho izotopu. Pulz má za následek vychýlení vektoru magnetizace \mathbf{M} z osy z, typický je například 90° pulz, který stočí vektor magnetizace do roviny xy. Larmorova precese jednotlivých jaderných magnetických momentů μ vede k precesi makroskopické magnetizace se stejnou (Larmorovou) frekvencí. Precesní pohyb magnetizace indukuje elektrický proud v měřicí cívce. Záznam tohoto indukovaného proudu (tedy NMR signál) se označuje **FID** (free induction decay, volné dozívání indukce). FID má tvar exponenciálně tlumené periodické funkce představující součet

sinusoid s frekvencemi příslušejícími jednotlivým signálům a představuje **závislost intenzity proudu indukovaného ve snímací cívce na čase**. FID je v digitální formě uložen do paměti počítače a podroben Fourierově transformaci vedoucí ke spektru představujícímu **závislost intenzity na frekvenci**.

Výhodou FT NMR spektroskopie je především možnost opakovat rychle po sobě stejná měření a výsledné FIDy sčítat. Tím se zvyšuje citlivost měření a je možno měřit i zředěné vzorky nebo jádra s velmi malou citlivostí. Intenzita signálu roste úměrně počtu akumulovaných FIDů, intenzita šumu roste s počtem akumulací úměrně jejich druhé odmocnině. Provedeme-li tedy akumulaci 100 FIDů, zlepši se poměr signálu k šumu 10x. Chceme-li zlepšit poměr signálu k šumu dvojnásobně, musíme počítat pro experiment se čtyřnásobně dlouhou dobou (obrázek 2.4). Druhou výhodou FT NMR je možnost pomocí pulzů manipulovat se spinovými systémy či s populacemi na jednotlivých hladinách a tím získávat spektra obsahující další cenné informace.

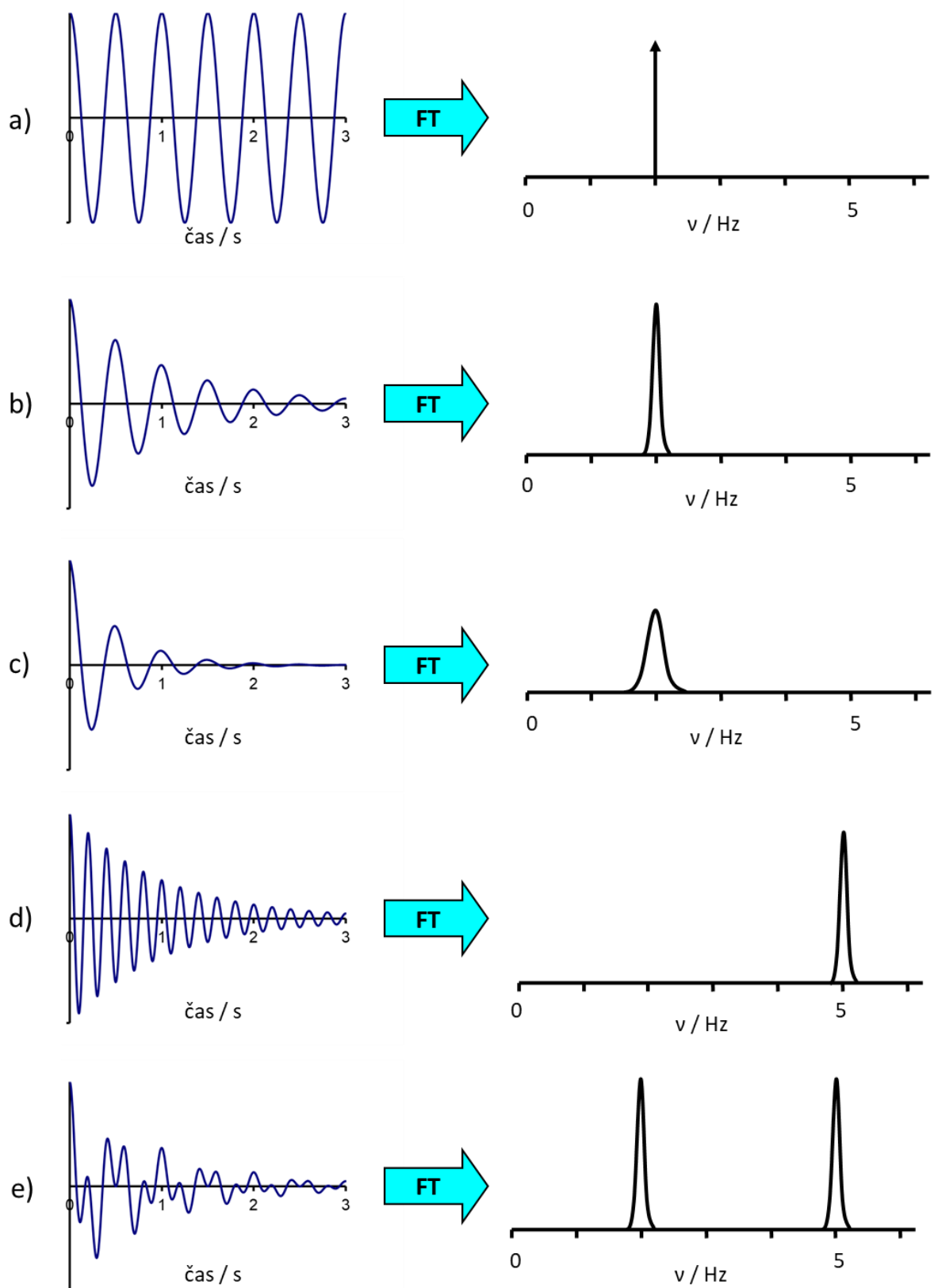


Obrázek 2.4. ^{13}C NMR spektra (s ^1H dekaplinkem) allyl glycidyl etheru měřená s různým počtem průchodů pulzní sekvencí (ns).

2.4 Fourierova transformace

FID je časový záznam intenzity indukovaného proudu v měřící cívce (na ose x je čas) a spektrum je závislost spektrální intenzity na frekvenci (na ose x je frekvence). Fourierova transformace je matematický nástroj, který umožňuje z časového záznamu (FIDu) získat spektrum. Na obrázku 2.5 je několik příkladů časových závislostí a spekter vzniklých po Fourierově transformaci. Obrázek 2.5a vlevo představuje neklesající periodickou funkci (cosinus), u které za jednu sekundu proběhnou dvě periody. Vpravo je pak spektrum vzniklé po Fourierově transformaci této funkce. Ve spektru vidíme polopřímku protínající osu x v bodě 2 Hz (2 periody za sekundu). Na obrázku 2.5b je klesající cosinová funkce se stejnou periodou jako na obrázku 2.5a. Podobně by vypadal FID změřený u vzorku s jedním signálem. Fourierovou transformací této klesající funkce vznikne signál u 2 Hz. Pološířka signálu (šířka signálu v polovině jeho výšky) souvisí s rychlostí klesání cosinové funkce. Čím rychleji klesá periodická

funkce k nule, tím širší je výsledný signál. To je vidět na [obrázku 2.5c](#), kde je zobrazena periodická funkce se stejnou periodou (dva cykly za sekundu), která ale rychleji klesá k nule. Ve výsledném spektru je širší signál u 2 Hz. Plocha signálu je stále stejná; když se zvětšila šířka signálu, snížila se jeho výška. Na dalším [obrázku 2.5d](#) je opět klesající cosinová funkce, tentokrát s periodou pět cyklů za sekundu. Spektrum vzniklé po Fourierově transformaci obsahuje jeden signál u 5 Hz. Na [obrázku 2.5e](#) je časová funkce, která vznikla součtem dvou klesajících cosinů s periodou dva a pět cyklů za sekundu. Ve výsledném spektru jsou pak dva signály u 2 Hz a 5 Hz.



Obrázek 2.5. Fourierova transformace převádí FID (časovou závislost) na spektrum (frekvenční závislost).

2.5 Magnetické interakce jader

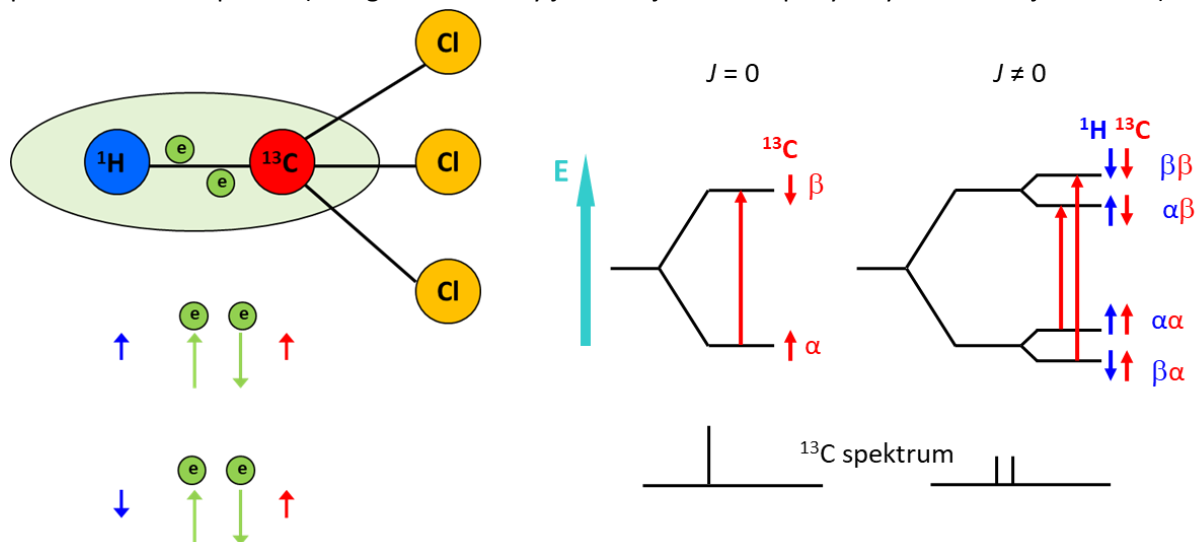
V NMR spektrech se mohou projevovat dva typy magnetických interakcí mezi jádry atomů v molekulách:

1) Přímé dipól-dipólové (dipolární) interakce jsou důsledkem vzájemného působení magnetických momentů jader prostorem. V izotropních prostředích (kapaliny, roztoky) jsou tyto interakce zprůměrovány k nule rychlými reorientacemi molekul v důsledku Brownova pohybu.

2) Nepřímé spin-spinové interakce (skalární) jsou zprostředkovány vazebnými elektrony (elektrony mají také svůj spin) a způsobují štěpení (multiplicitu) signálů pozorovatelné v NMR spektrech měřených v izotropních prostředích.

Mechanismus nepřímé spin-spinové interakce si můžeme ukázat na jednoduchém příkladu heteronukleární interakce v molekule chloroformu $^{13}\text{CHCl}_3$ (obrázek 2.6). Magnetický moment vodíku způsobuje slabou magnetickou polarizaci vazebných elektronů (energeticky výhodnější je opačná orientace spinu jádra a elektronu). Spiny valenčních elektronů se řídí jednak Hundovým pravidlem, jednak Pauliho principem. Podle Pauliho principu mají elektrony v jednom orbitalu vždy opačný spin. Interakce s jadernými spiny vede ke dvěma možným stavům - mají-li oba jaderné spiny (^1H i ^{13}C) stejné znaménko, energie celého systému je poněkud vyšší než u systému s různými znaménky jaderných spinů, kde se znaménka jaderných a elektronových spinů střídají.

Na obrázku 2.6 vpravo je zobrazen energetický diagram jádra uhlíku ^{13}C v magnetickém poli bez spin-spinové interakce. Toto jádro má dva možné spinové stavy (α a β), mezi nimiž je energetický rozdíl ΔE a ve spektru lze pozorovat jeden signál odpovídající tomuto přechodu ($\alpha \rightarrow \beta$). Na obrázku vpravo je situace jádra uhlíku ^{13}C s nepřímou spin-spinovou interakcí s jádrem vodíku. Oba spinové stavy uhlíku (α i β) jsou v důsledku interakce se spiny jádra vodíku štěpeny na dvě energetické hladiny. V tomto diagramu lze pozorovat dva různé přechody jádra ^{13}C $\alpha \rightarrow \beta$. Oba přechody mají různý energetický rozdíl ΔE , to se projeví ve spektru tím, že pozorujeme dvě různé frekvence. Signál uhlíku ^{13}C se tedy rozštěpil na dvě linie o stejné intenzitě. Stejné rozštěpení signálu můžeme zároveň pozorovat i v ^1H spektru (energetické hladiny jádra ^1H jsou rozštěpeny díky interakci s jádrem ^{13}C).



Obrázek 2.6. Heteronukleární skalární spinová interakce v molekule chloroformu.

Velikost nepřímé spin-spinové interakce udává interakční konstanta J (jednotkou je Herz, Hz). Tato konstanta se označuje vlevo nahoře indexem udávajícím počet vazeb mezi interagujícími jádry. Podle počtu vazeb mezi interagujícími jádry jsou J označovány jako přímé (1J), geminální (2J), vicinální

(³J) a interakce na velkou vzdálenost (⁴J, ⁵J,...). V našem příkladu molekuly ¹³CHCl₃ má přímá spin-spinová interakce ¹H-¹³C hodnotu ¹J = 209 Hz. Interakční konstanta J může být kladná nebo záporná, obojí se ale v jednoduchých NMR spektrech projeví stejně, ze spektra lze odečíst absolutní hodnotu J ze vzdáleností čar v multipletech. Na rozdíl od rezonanční frekvence interakční konstanty **nezávisí na indukci vnějšího magnetického pole**. Skalární interakci **nelze pozorovat mezi chemicky ekvivalentními jádry**.

Pokud jádro interaguje s více magnetickými jádry, jejich vliv se ve spektru projevuje následovně: každá linie, která vznikne interakcí s jedním jádrem, je dále štěpena na další linie interakcí s dalším jádrem. U běžných jader s I = 1/2 dochází při každé interakci ke vzniku dvou linií z jedné původní. Signál se potom skládá z řady linií a jeho celkový vzhled nazýváme **multiplicita signálu**.

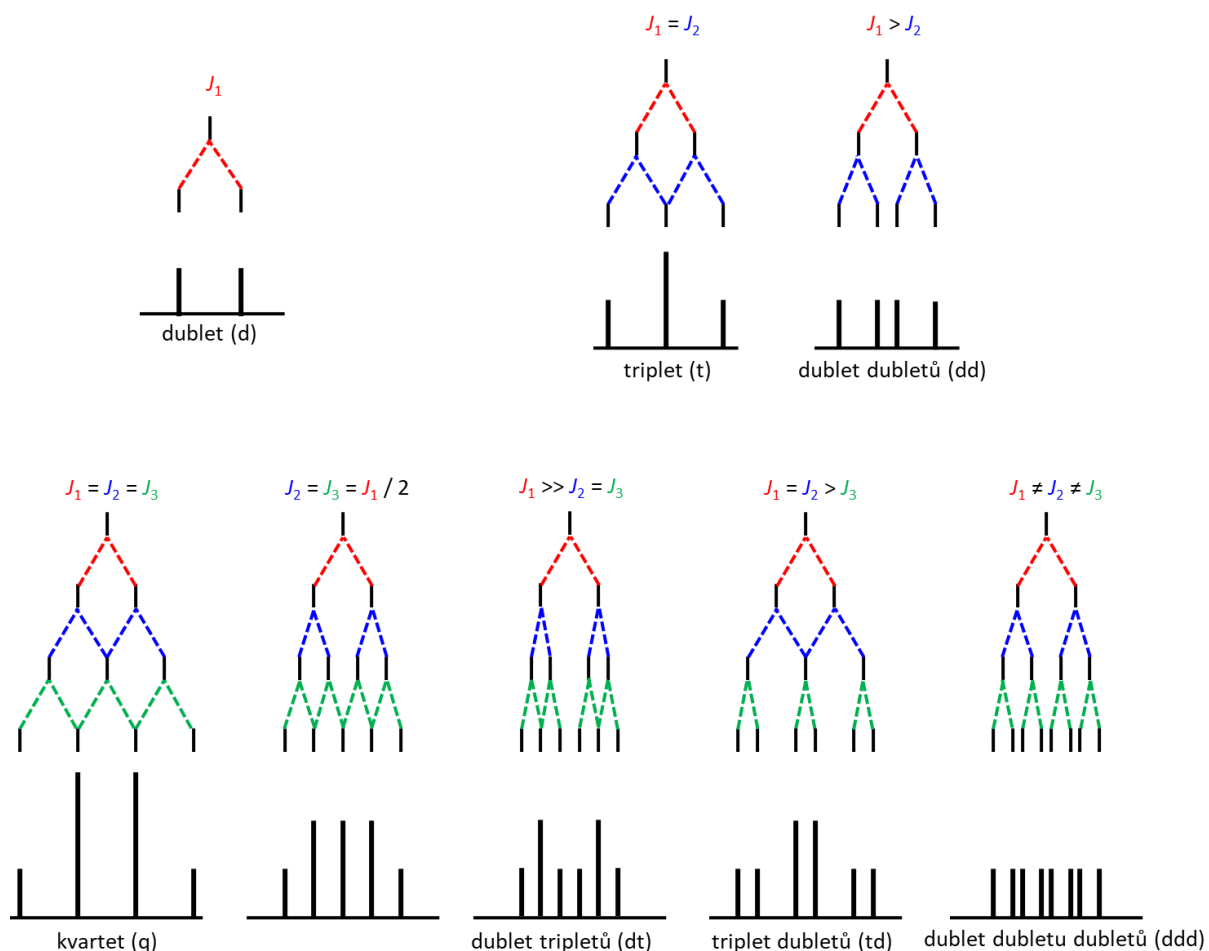
Tak například jádra štěpená interakcí se dvěma jádry se stejnými interakčními konstantami vytvoří **triplet** o poměru intenzit linií 1:2:1 ([obrázek 2.7](#)). Prostřední dvojnásobná linie zde vznikla splynutím dvou linií. Tato situace nastane obvykle při štěpení dvěma chemicky ekvivalentními jádry a tento tvar budou mít např. signály ¹³C označených v následujících sloučeninách: CH₂Cl₂, Cl₂C=CH₂.

Pokud nejsou interakční konstanty stejné, pozorujeme ve spektru čtyři linie o stejných intenzitách, tzv. **dublet dubletů**. Vzdálenosti 1. a 2. linie či 3. a 4. linie představují jednu interakční konstantu, vzdálenosti 1. - 3. a 2. - 4. konstantu druhou.

Pro štěpení třemi interagujícími jádry již existuje mnoho tvarů výsledného multipletu. Při štěpení se třemi stejnými interakčními konstantami vznikne **kvartet** (čtyři linie v poměru intenzit 1:3:3:1). Kvartetovou strukturu mají obvykle signály jader ¹³C methylové skupiny, která obsahuje tři ekvivalentní protony: CH₃OH, CH₃Cl.

Ostatní tvary multipletů nazýváme podle celkového vzhledu např. dublet tripletů, triplet dubletů a pod. Není-li zřejmé, jakou strukturu signál má (v důsledku překryvů či spektra vyššího řádu), nazýváme ho obecně **multiplet**.

V případě štěpení signálu skalárními interakcemi se stejnými velikostmi interakčních konstant můžeme poměr intenzit linií ve výsledném multipletu zjistit z Pascalova trojúhelníku ([obrázek 2.8](#)).



Obrázek 2.7. Štěpení signálu jádra, které má skalární interakci s jedním, dvěma nebo třemi dalšími jádry.

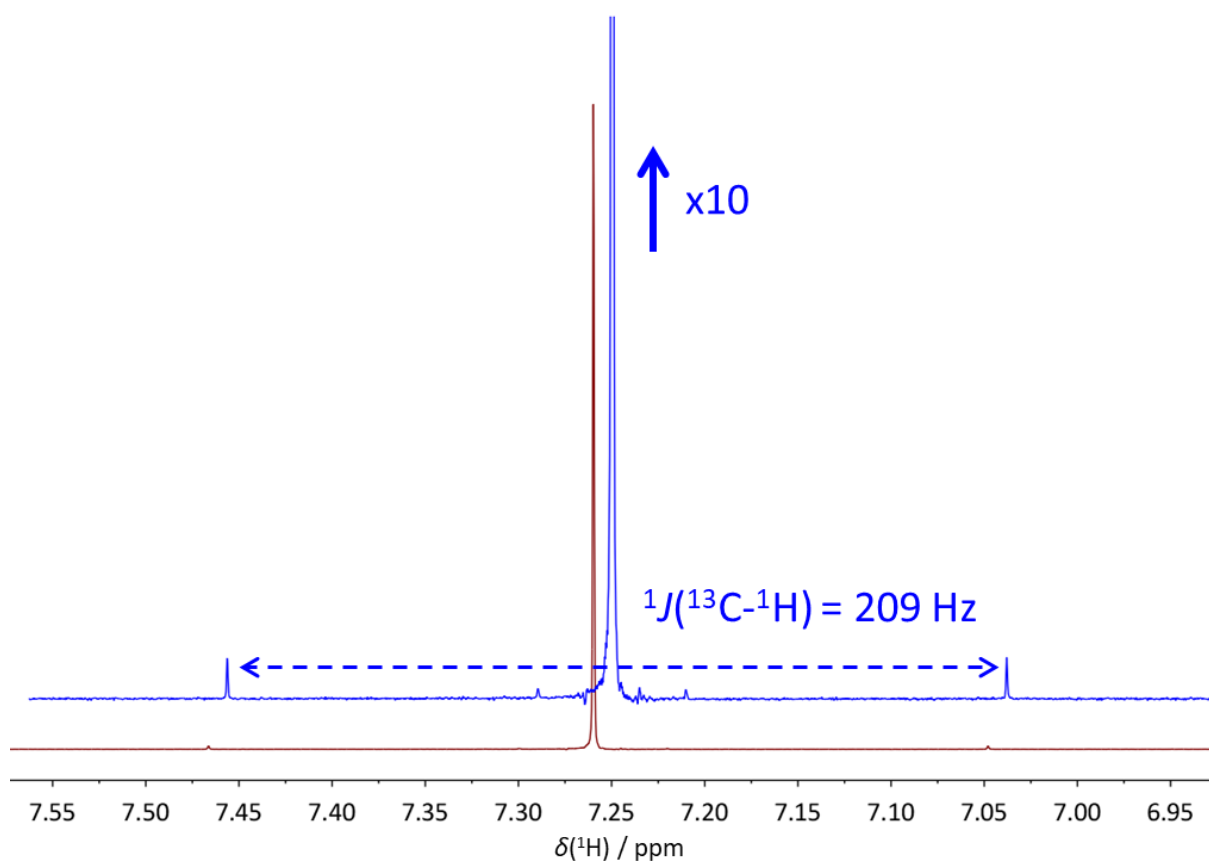
singlet (s)	1
dublet (d)	1 1
triplet (t)	1 2 1
kvartet (q)	1 3 3 1
pentet (p)	1 4 6 4 1
sextet	1 5 10 10 5 1
septet	1 6 15 20 15 6 1

Obrázek 2.8. Pascalův trojúhelník – každé číslo v něm je vždy součet dvou čísel, které se nacházejí nad ním. Pomocí Pascalova trojúhelníku můžeme odvodit poměr intenzit linií v multipletech (dublet – 2 linie s poměrem intenzit 1:1, triplet – 3 linie s poměrem intenzit 1:2:1, atd.)

Štěpení signálů způsobené spin-spinovými interakcemi může ztěžovat interpretaci ^{13}C NMR spekter (dochází k častějšímu překryvu signálů) a navíc zhoršuje poměr signálu k šumu (například signál rozštěpený na dublet má poloviční výšku než singlet) a tím snižuje citlivost měření ^{13}C NMR

spekter a zvyšuje se doba nutná pro naměření spekter. Heteronukleární (^1H - ^{13}C) spin-spinové interakce lze odstranit pomocí takzvaného širokopásmového dekaplinku. Během celé doby měření ^{13}C spekter jsou jádra vodíku ozařována dalším elektromagnetickým polem s frekvencí odpovídající rezonanční frekvenci jader vodíku. To způsobí rychlé přechody mezi spinovými stavy α a β a tím pádem vyrušení spin-spinové interakce jader vodíku s jádry uhlíku. ^{13}C NMR spektra se většinou měří s dekaplinkem.

Heteronukleární (^1H - ^{13}C) skalární interakce lze pozorovat jako takzvané ^{13}C satelity v ^1H NMR spektrech. 99% uhlíkových jader má izotop ^{12}C a jsou tedy magneticky neaktivní a nezpůsobují štěpení signálů kvůli skalárním interakcím. Proto například v ^1H NMR spektru chloroformu (CHCl_3) je majoritním signálem singlet (obrázek 2.9). Izotop ^{13}C , který je přirozeně zastoupen přibližně v 1% atomů uhlíku, způsobuje štěpení signálu vodíku na dublet. Ve vodíkovém spektru chloroformu můžeme pozorovat dva málo intenzivní signály, které dohromady tvoří přibližně 1% plochy celkového signálu. Tyto dva malé signály se nachází téměř symetricky kolem majoritního signálu a vzdálenost mezi nimi odečtená v Hz odpovídá interakční konstantě $^1J(^{13}\text{C}-^1\text{H})$.



Obrázek 2.9. ^{13}C satelity v ^1H NMR spektru chloroformu.

3. PULZNÍ SEKVENCE A JEJICH ELEMENTY

V moderní NMR spektroskopii se se spinovými systémy často manipuluje celou řadou po sobě následujících pulzů, mezi nimiž jsou určité prodlevy, mluvíme pak o pulzních sekvencích, které se dají zapsat graficky. NMR experiment je jednoznačně definován příslušnou pulzní sekvencí, která obsahuje detailní časový popis všech dějů v průběhu experimentu.

K popisu chování spinového systému v průběhu většiny jednoduchých pulzních sekvencí lze použít **vektorový model**. Pro zjednodušení popisu pohybu vektorů magnetizace se používá rotující systém souřadnic, který má s běžnou (laboratorní) soustavou souřadnou společnou osu z , a která rotuje kolem této osy s frekvencí odpovídající Larmorově frekvenci sledovaných jader.

Radiofrekvenční pulz (pomocí oscilujícího magnetického pole B_1 kolmého na směr pole B_0) způsobuje otáčení vektoru magnetizace M kolem osy pole B_1 . Vliv radiofrekvenčního pulzu závisí na jeho amplitudě (výkonu), délce a fázi a na stavu spinového systému v okamžiku pulzu. Pulz ve směru osy x otáčí magnetizaci v rovině yz (pulz ve směru osy y otáčí magnetizaci v rovině xz) o sklápěcí úhel α , jehož hodnota závisí na délce a amplitudě pulzu. Vycházíme-li z rovnovážného stavu, kdy magnetizace směřuje podle osy z , 90° pulz ($\pi/2$ pulz) otočí magnetizaci o 90° do roviny xy . 180° pulz (π pulz) otočí magnetizaci do osy $-z$.

Obecně platí, že čím intenzivnější je radiofrekvenční pulz, tím je méně selektivní (excituje širší spektrální oblast). Při měření jednodimenzionálních NMR spekter se nejčastěji používají velmi krátké (řádově mikrosekundy) a intenzivní pulzy, nazývané tvrdé pulzy (hard pulses), které excitují co největší frekvenční oblast daného jádra. Spektrální šířku $\Delta\nu$ excitovanou tvrdým 90° pulzem můžeme vypočítat podle přibližného vzorce:

$$\Delta\nu = 1/4t_p$$

kde t_p je délka použitého 90° pulzu. Mimo tuto spektrální šířku nedochází k úplné excitaci, sklápěcí úhel je menší než 90° a intenzita signálů ve spektru je nižší. Vzdálenější spektrální oblasti pak nejsou excitovány vůbec. Například 90° pulz o délce $5 \mu\text{s}$ excituje spektrální oblast o šířce asi 50 kHz , což je dostačující při měření například vodíkových nebo uhlíkových jader na 500 MHz spektrometru (uvažujeme-li šířku ^1H spektra 15 ppm , potřebná spektrální šířka je $15 \times 500 \text{ Hz} = 7500 \text{ Hz}$, spektrální šířka ^{13}C spektra na téže spektrometru odpovídá $200 \times 125 \text{ Hz} = 25000 \text{ Hz}$). Problém s excitací celého spektra naráz může nastat při měření spekter fluoru ^{19}F nebo dalších jader s velkým rozsahem chemických posunů. Budeme-li chtít například měřit jádra ^{19}F s chemickými posuny v rozsahu 400 ppm na 500 MHz spektrometru (rezonanční frekvence jader ^{19}F je přibližně 470 MHz), potřebovali bychom dosáhnout excitace se spektrální šířkou $400 \times 470 \text{ Hz} = 188 \text{ kHz}$, což by vedlo k nutnosti použít velmi krátké a intenzivní pulzy, které přesahují technické možnosti běžných NMR sond. Z tohoto důvodu je nutné některá spektra měřit po částech s menšími spektrálními šířkami.

Maximální intenzity NMR signálu je dosaženo, když je magnetizace sklopena o 90° z rovnovážného stavu (osy z) do roviny xy . Návrat magnetizace do rovnováhy z roviny xy je ale delší než při použití menšího sklápěcího úhlu a je tedy nutné čekat déle před dalším průchodem pulzní sekvencí (**repetiční čas** se prodlužuje). Repetiční čas pulzní sekvence t_r při akumulaci FIDů (načítání signálu) lze tedy zkrátit při použití sklápěcího úhlu $\alpha < 90^\circ$. Pro optimální sklápěcí úhel, tzv. Ernstův úhel platí rovnice:

$$\cos \alpha = \exp(-t_r/T_1)$$

kde T_1 je relaxační čas charakterizující návrat magnetizace do osy z (viz kapitola 4.1).

Nepřesnosti sklápěcího úhlu, způsobené nedokonalou kalibrací, nehomogenitami pole anebo

rozdílem mezi rezonanční frekvencí a frekvencí pozorovacího pulzu (rezonanční offset), lze eliminovat **kompozitními pulzy**. Například nepřesně kalibrovaný 180° pulz lze nahradit kompozitním pulzem složeným z trojice pulzů $(90^\circ)_x, (180^\circ)_y, (90^\circ)_x$, kde indexy označují fázi pulzu.

Fází se rozumí směr působení radiofrekvenčního pulzu vzhledem k rotujícímu systému souřadnic. Pulzní sekvence používají různých (avšak předem určených) fází jednotlivých rf pulzů a přijímacích obvodů tak, abychom získali požadované spektrum. Dále se používá změny fází rf pulzů při tzv. **cyklování fází**, které se standardně používá za účelem odstranění určitých “přístrojových nedokonalostí” a výběru informace, která bude obsažena ve spektru.

Selektivní pulzy excitují pouze vybranou frekvenční oblast. Selektivity pulzu lze dosáhnout snížením intenzity pulzu a jeho prodloužením. Moderní NMR spektrometry využívají k selektivní excitaci **tvárované pulzy**, tvořené posloupností mnoha (několika stovek i tisíců) bez prodlev po sobě následujících pulzů, které se liší amplitudou i fází. Podle toho, jakou frekvenční oblast chceme selektivně excitovat, můžeme určit způsob tvarování vysokofrekvenčního pulzu. Pomocí tvarovaných pulzů lze zároveň excitovat několik frekvenčních oblastí ve spektru. Selektivní pulzy se v grafickém zápisu pulzních sekvencí zobrazují oblým tvarem připomínajícím obrácené U.

Některé pulzní sekvence používají tzv. adiabatické pulzy, což jsou pulzy modulované frekvenčně i amplitudou takovým způsobem, že k manipulaci se spinovým systémem dochází postupně pomalou změnou excitační frekvence. Při použití adiabatických pulzů nejsou tedy jednotlivé spiny s různou rezonanční frekvencí excitovány ve stejný okamžik.

Gradientový pulz je dalším možným elementem pulzní sekvence. Jedná se o krátkodobé vytvoření gradientu magnetického pole B_0 (obvykle ve směru svislé osy z , méně často ve směru vodorovných os x a y) pomocí speciálních cívek v gradientové NMR sondě. Využití gradientů v NMR spektroskopii je věnována **kapitola 6**. V NMR spektroskopii vysokého rozlišení slouží nejčastěji k výraznému zkrácení doby experimentu (ve srovnání s “negradietovou” verzí téhož experimentu, např. ^1H - ^1H COSY). Je to dáno tím, že v negradientových experimentech dosahujeme žádaného signálu a potlačení signálů nežádoucích fázovým cyklováním některé části pulzní sekvence a postupným načítáním odezvy spinového systému, což vyžaduje 4, 8 či více průchodů pulzní sekvencí. Naproti tomu v gradientové verzi pulzní sekvence je žádaný signál obdržen často již pouhým jedním průchodem pulzní sekvencí. Význam gradientových sekvencí je proto hlavně ve vícedimenzionální spektroskopii anebo při potlačení signálu rozpouštědla. V grafickém záznamu pulzních sekvencí se gradientové pulzy zapisují do samostatné řádky nazvané PFG (Pulse Field Gradient).

Některé speciální pulzní sekvence obsahují tzv. **vícekvantové filtry** (n -kvantové filtry). Jedná se o několik pulzů, které vhodnou volbou jejich vzájemných fází ze spektra vybírají jen ty linie, které jsou společně n - (a více) spinům (v případě jader se spinem $I = 1/2$). Například dvoukvantový filtr nepropustí do spektra linie izolovaných spinů (např. rozpouštědel).

Měření NMR dat (snímání FIDu) se v pulzních sekvencích značí trojúhelníkem.

Použití druhého oscilujícího magnetického pole B_2 (vedle excitačního pole B_1) je označováno jako experiment s **dekaplinkem**. Podle toho, zda pozorovaná a dekaplovaná jádra patří témuž izotopu či nikoliv, rozlišujeme homo- a heteronukleární dekaplink. Míra perturbace spinového systému závisí na amplitudě ozařovacího pole B_2 a jeho frekvenci. Pokud je dekaplink dostatečně intenzivní, projeví se kolapsem multipletů (odstraněním štěpení signálů kvůli skalárním interakcím s dekaplovaným jádrem).

Při **selektivním dekaplinku** vodíků se používá pole B_2 (s frekvencí rovnou rezonanční frekvenci vybraného vodíku), které způsobí rychlé přechody mezi energetickými hladinami jader tohoto vodíku. Doba života t_H spinových stavů vodíkových jader se zkracuje, podmínka pro pozorování jeho interakcí

s ostatními jádry X ($t_H > 1/J(H-X)$) přestává platit a všechny interakce $J(H-X)$ ve spektru zmizí.

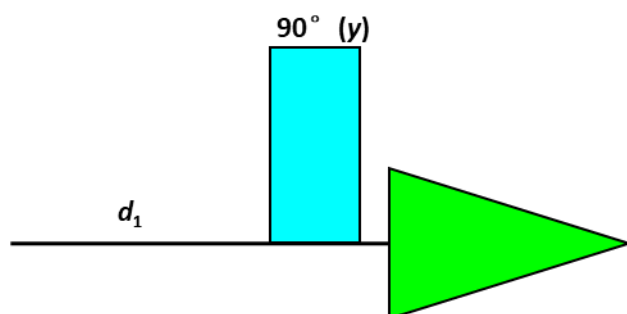
Použitím silnějšího pole B_2 (obvykle s vhodnou modulací) lze současně ozařovat jádra s různými rezonančními frekvencemi. Je-li takto ozařována celá frekvenční oblast protonového spektra hovoříme o **širokopásmovém dekaplinku** vodíků. V případě dekaplinku protonů (s šířkou spektra např. 10 ppm) to znamená, že na spektrometru s pracovním kmitočtem 500 MHz musí dekaplink pokrýt frekvenční pásmo alespoň 5000 Hz. K tomu je třeba používat dekaplovacího kmitočtu s vyšším výkonem než při selektivním dekaplinku a nosný kmitočet modulovat.

V pulzní sekvenci je dekaplink označen obdélníkem ve vodíkovém kanále a označením BB (zkratka z Broad Band decoupling – širokopásmový dekaplink). Širokopásmový dekaplink vodíků zapnutý v celém průběhu pulzní sekvence navíc vede ke zvýšení rozdílů v populacích hladin pozorovaných jader X (ustavení NOE, kapitola 5) a tedy k vyšší intenzitě naměřených signálů.

Je-li silné pole B_2 umístěno mimo frekvenční oblast protonového spektra, jde o **mimorezonanční dekaplink** vodíků a ve spektru jader X pak pozorujeme místo pravých hodnot redukované interakční konstanty. Jejich velikost klesá s rostoucí amplitudou B_2 a klesajícím rozdílem frekvencí $\nu_2 - \nu_X$.

3.1 1D pulzní sekvence

Nejjednodušší možná pulzní sekvence obsahuje pouze jeden pulz a je vhodná pro měření libovolného jádra bez ozařování jiných jader. Je běžně používána při měření protonových spekter. Její grafické schéma obsahuje tři části (obrázek 3.1). Při akumulaci spekter se tato pulzní sekvence stále opakuje a FIDy získané při každé akvizici (snímání dat) se sčítají. Jako konkrétní příklad si můžeme představit, že měříme ^1H NMR spektrum směsi dvou látek (například CHCl_3 a CH_2Cl_2). V každé z těchto látek mají vodíková jádra jiné chemické okolí a tedy i jiné rezonanční frekvence, musíme tedy uvažovat dva různé vektory magnetizace.



Obrázek 3.1. Nejjednodušší pulzní sekvence.

Vývoj spinového systému v průběhu tří částí této sekvence probíhá takto:

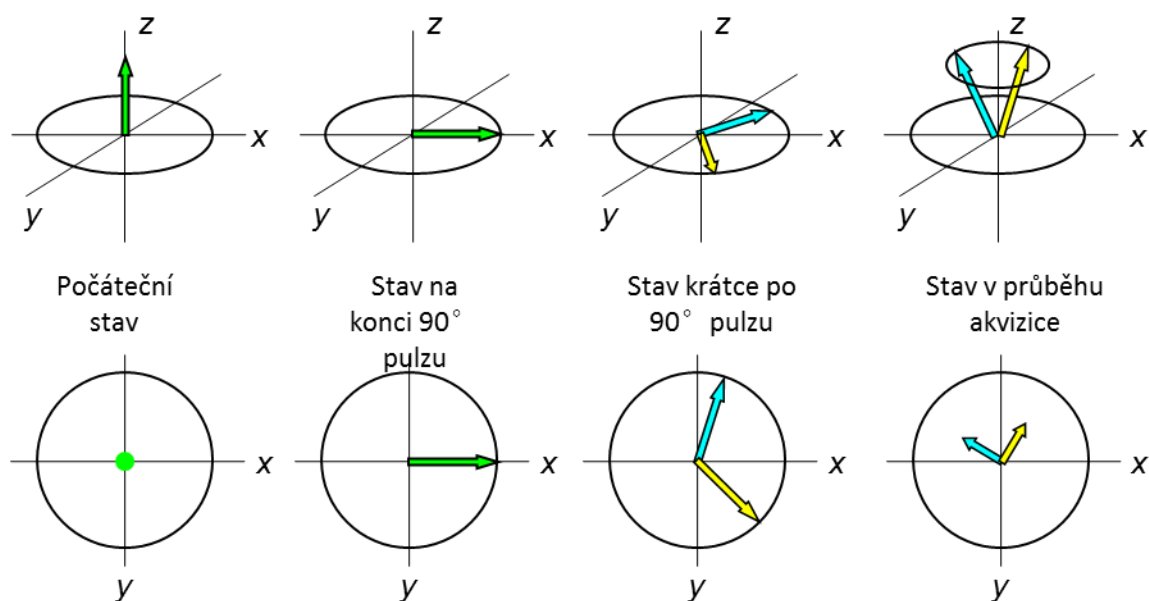
1. Přípravná perioda d_1 trvá většinou několik sekund a během ní působí na vzorek pouze vnější magnetické pole. Ustaví se rovnováha v populacích spinů po pulzu nebo pulzech v předchozím průchodu sekvencí (proběhne relaxace) a magnetizace obou složek směsi míří ve směru osy z.

2. Následuje 90° pulz označený obdélníkem. Cívka obklopující vzorek je připojena na výstup vysokofrekvenčního zdroje (vysílače) a po dobu pulzu jí protéká proud s frekvencí, kterou nazýváme frekvence pulzu. Pulz vytvoří po dobu svého trvání další magnetické pole, které osciluje právě s frekvencí pulzu. Frekvence pulzu bývá uprostřed oblasti rezonančních frekvencí sledovaného jádra. Fáze pulzu se uvádí ve schématu sekvence do závorky a v našem případě je taková, že pole B_1 směřuje ve směru osy y (obrázek 3.2). Celková magnetizace začne v rotujícím systému vlivem pole B_1 rotovat okolo osy y. 90° Pulz má právě takovou intenzitu a délku, aby jím vytvořené pole stihlo sklopit

magnetizaci do směru osy x . Pulz je tak krátký, že se téměř neuplatní rozdíl frekvencí jednotlivých magnetizací, v rotujícím systému souřadném směřují obě magnetizace (M_{CHCl_3} a $M_{\text{CH}_2\text{Cl}_2}$) po 90° pulzu ve směru osy x . Po 90° pulzu všechny spiny a tedy i jednotlivé magnetizace M dále rotují kolem osy z se svojí Larmorovou frekvencí.

3. Snímání dat (akvizice), které se graficky označuje trojúhelníkem. Jednotlivé magnetizace (M_{CHCl_3} a $M_{\text{CH}_2\text{Cl}_2}$) nyní vlivem hlavního magnetického pole rotují okolo osy z se svými frekvencemi. Zároveň se spiny vrací do rovnovážného stavu, tj. dochází k postupnému obnovování nadbytku spinů na nižší energetické hladině. V rotujícím modelu je tento děj vyjádřen tak, že šipky představující jednotlivé vektory magnetizace opouštějí rovinu xy a po spirále se vrací do směru osy z . V průmětu do roviny xy můžeme během akvizice pozorovat dva rotující vektory magnetizace, jejichž velikost postupně klesá.

Elektromagnetické pole vytvářené rotujícími magnetickými momenty jader indukuje v měřící cívice elektrický proud. Cívka je orientovaná tak, že zaznamenává složky vektorů magnetizace promítající se do roviny xy . Obvykle se pomocí tzv. **kvadrurní detekce** nezávisle detegují složky v osách x a y (reálná a imaginární složka komplexního signálu FIDu). Jednotlivé magnetizace přispívají do FIDu sinusoidami s odpovídajícími frekvencemi. FID odpovídá součtu těchto sinusoid, má komplikovaný průběh a odráží časový průběh celkové magnetizace vzorku, tedy vektorového součtu všech dílčích magnetizací. S přibližováním vektorů rovnovážnému stavu intenzita FIDu klesá (zvětšuje se složka ve směru osy z , průmět do roviny xy se blíží k nule).

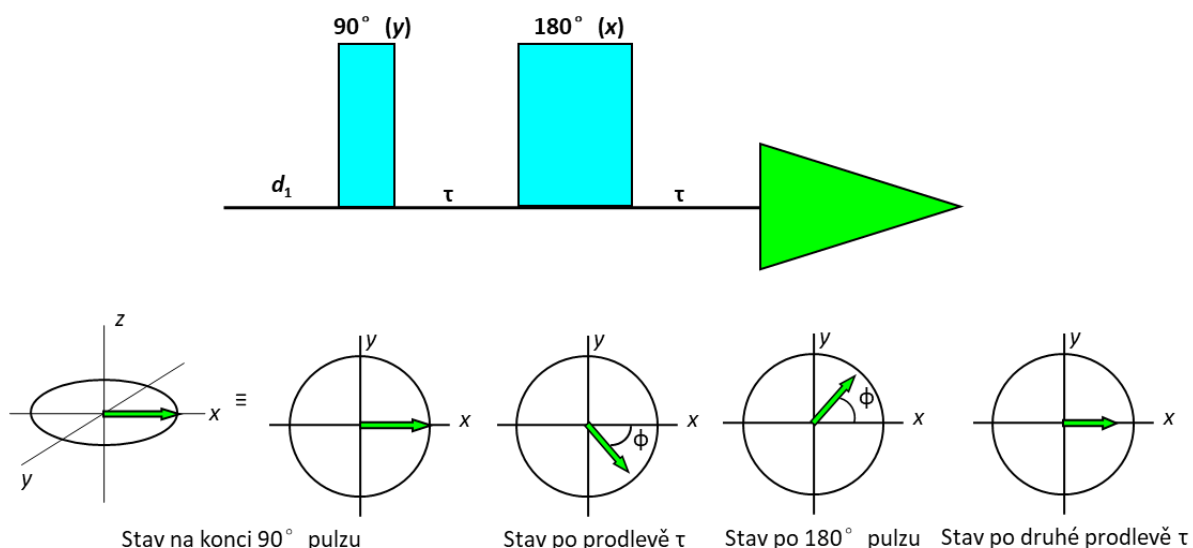


Obrázek 3.2. Chování magnetizací během jednopulzní sekvence. Nahoře je celkový stav a dole průmět do roviny xy . Jednotlivé tučné šipky představují magnetizace, na kterých se podílejí spiny, které rotují se stejnou frekvencí.

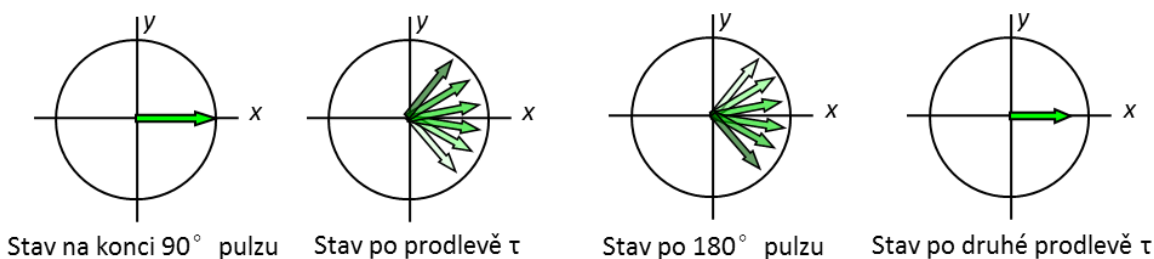
Jednoduchou kombinací pulzních elementů představuje tzv. **spinové echo** (obrázek 3.3). Používá se v řadě pulzních sekvencí buď k refokusaci chemických posunů a heteronukleárních interakčních konstant anebo k fázové modulaci homonukleárních interakčních konstant a také pro měření relaxačních časů T_2 . Tato sekvence začíná prodlevou d_1 , během níž se v systému ustanoví rovnovážný stav. Poté následuje 90° pulz, který sklopí magnetizaci z osy z do roviny xy (pokud je 90° pulz podél osy y , magnetizace se sklopí do osy x). Během doby τ vykonává magnetizace precesní pohyb kolem osy z se svojí Larmorovou frekvencí. Za dobu τ se magnetizace otočí o úhel ϕ . Poté

následuje 180° pulz podél osy x , který ponechá magnetizaci v rovině xy , ale překlopí ji na druhou stranu osy x . Během druhé doby τ vykonává magnetizace opět precesní pohyb kolem osy z s Larmorovou frekvencí. Za dobu τ se magnetizace otočí o stejný úhel ϕ a tím pádem se vrátí opět do osy x , ale její intenzita je snížena kvůli relaxaci, ke které došlo v průběhu této pulzní sekvence (kapitola 4.2). Čím je doba τ delší, tím je výsledná magnetizace v ose x menší.

Refokusace chemických posunů pomocí spinového echa může být využita k eliminaci vlivů nehomogenity magnetického pole B_0 , jejíž princip ukazuje obrázek 3.4. První 90° pulz ve směru osy y otočí makroskopickou magnetizaci jader z osy z do osy x . Vlivem nehomogenity pole se pak vektory jednotlivých jaderných spinů budou pohybovat různou rychlostí (jiné magnetické pole v různých částech NMR kyvety vede k různým rezonančním frekvencím ekvivalentních jader), což povede k poklesu celkové magnetizace (vektorový součet všech příspěvků) v rovině xy . Následující 180° pulz otočí vektory jaderných spinů kolem osy x . Po druhém intervalu τ pak dojde k refokusaci vektorů do směru x . Stejným způsobem vede spinové echo k refokusaci signálů neekvivalentních jader. Jednotlivé vektory magnetizace vykonávají Larmorovu precesi s frekvencí odpovídající jejich rezonanční podmínce a postupně se tedy během prodlev v pulzních sekvencích rozfázovávají, což vede k fázové distorzi jejich signálů. Zařazením spinového echa do pulzní sekvence lze zajistit, aby v okamžiku počátku akvizice (měření FIDu) všechny vektory magnetizace směřovaly podél osy x a díky tomu měly všechny signály ve spektru stejnou fázi.

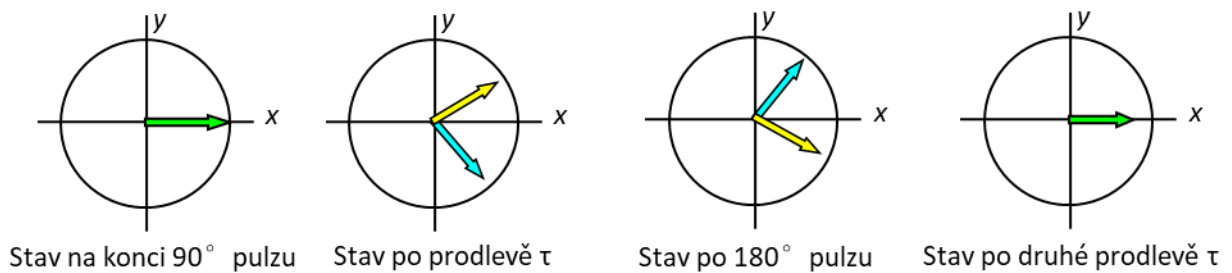


Obrázek 3.3. Pulzní sekvence spinové echo a její vliv na jednospinový systém.



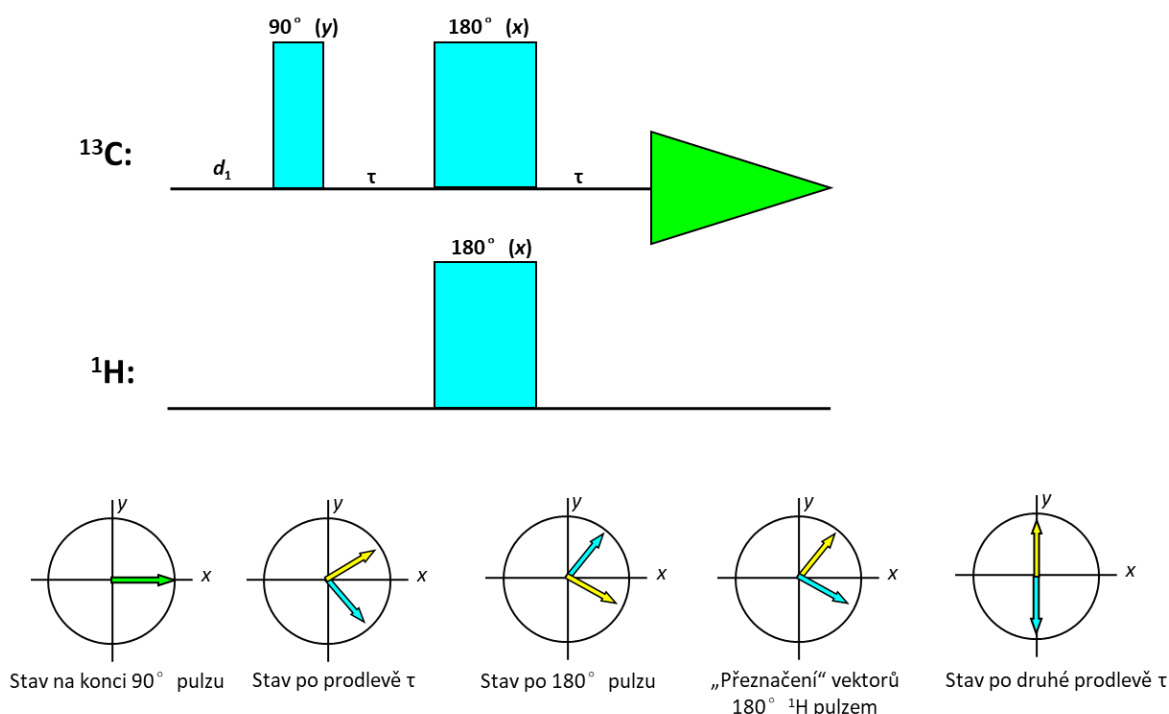
Obrázek 3.4. Refokusace nehomogenit magnetického pole nebo neekvivalentních signálů v průběhu spinového echa.

Pokud aplikujeme pulzní sekvenci spinového echa na jeden typ jader v systému s heteronukleární spin-spinovou interakcí (například na uhlíková jádra v chloroformu $^{13}\text{CHCl}_3$, v ^{13}C spektru bez dekaplinku bychom pozorovali dublet, musíme tedy uvažovat dva vektory magnetizace), po druhé prodlevě τ dojde opět k refokusaci vektorů magnetizace jednotlivých složek multipletu, jak je znázorněno na [obrázku 3.5](#). Po druhé prodlevě τ směřují oba vektory magnetizace uhlíku ^{13}C podél osy x. Pokud bychom v tuto chvíli zapnuli dekaplink ve vodíkovém kanále a začali snímat FID v uhlíkovém kanále, ve výsledném ^{13}C spektru by byl jeden singlet. Pokud bychom snímali FID bez dekaplinku vodíků, pozorovali bychom ve spektru dublet.



Obrázek 3.5. Refokusace heteronukleárních C–H spin-spinových interakcí v průběhu spinového echa aplikovaného na uhlíková jádra chloroformu.

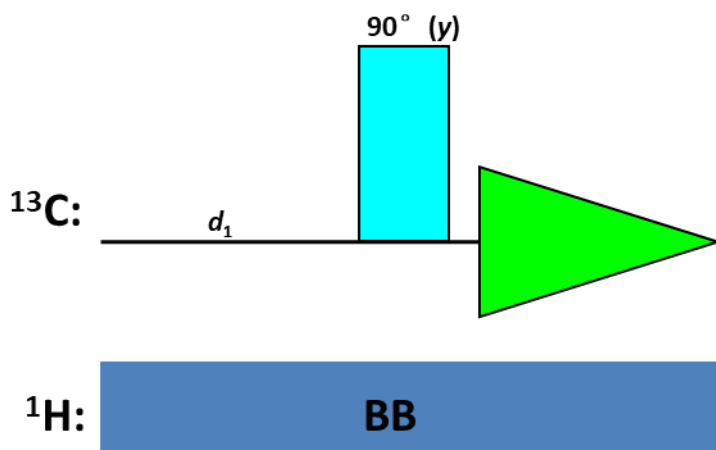
Poněkud odlišný výsledek získáme pokud při 180° pulzu v uhlíkovém kanálu zároveň aplikujeme 180° pulz i ve vodíkovém kanálu ([obrázek 3.6](#)). Výměna spinových stavů jader vodíku způsobí “přeznačení” vektorů jader uhlíku a změnu směru jejich rotace, takže v průběhu druhé doby τ nedochází k jejich refokusaci, ale dalšímu rozfázování. V příkladu zobrazeném na [obrázku 3.6](#) byla doba τ nastavena tak, že na konci této pulzní sekvence směřují jednotlivé vektory ^{13}C magnetizace opačným směrem. Pokud bychom v tuto chvíli zahájili snímání ^{13}C FIDu s ^1H dekaplinkem, ve spektru by nebyl žádný signál, protože vektorový součet obou složek magnetizace je nulový. Pokud bychom snímali ^{13}C FID bez dekaplinku, ve spektru by byly dvě linie s opačnou fází. Jiným nastavením prodlevy τ lze dosáhnout jiných fázových vztahů mezi jednotlivými složkami magnetizace.



Obrázek 3.6. Modifikované spinové echo se 180° pulzem aplikovaným zároveň v uhlíkovém i vodíkovém kanále a vývoj ^{13}C spinového systému v průběhu této sekvence.

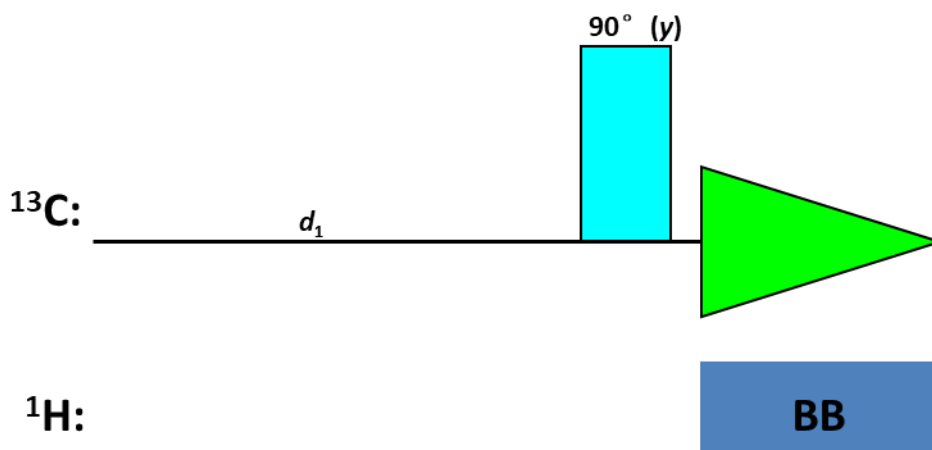
Na rozdíl od heteronukleárních interakcí nedochází během spinového echa k refokusaci homonukleárních spin-spinových interakcí, protože 180° pulz má za následek jednak otočení jednotlivých vektorů magnetizace o 180° ale zároveň i jejich „přeznačení“, které vede k tomu, že se rychlost rotace jednotlivých vektorů po 180° pulzu změní a vektory se tak v průběhu druhé doby τ dále rozfázovávají.

Rutinní ^{13}C NMR spektra jsou měřena s širokopásmovým dekaplinkem vodíků (obrázek 3.7). Tím je dosaženo výrazného zvýšení citlivosti ze dvou důvodů: (a) eliminací všech skalárních interakcí $J(\text{C},\text{H})$ pozorujeme všechny uhlíkové atomy jako singlety, (b) nukleární Overhauserův efekt (NOE, kapitola 5) může zvýšit intenzity signálů až 3x. To je však provázáno: (a) kompletní ztrátou informace obsažené v $J(\text{C},\text{H})$ (nelze přímo rozlišit signály CH_3 , CH_2 , CH a C), (b) zkreslením intenzit signálů (nekvantitativní poměry intenzit signálů spektra). Dalším důvodem, proč v běžných ^{13}C spektrech neodpovídají intenzity signálů počtu jednotlivých uhlíkových jader jsou různé dlouhé relaxační doby jednotlivých uhlíkových jader. Během doby d_1 často nedojde k úplné relaxaci všech magnetizací a další průběh pulzní sekvencí tak nevychází z rovnovážného stavu.



Obrázek 3.7. Základní pulzní sekvence pro měření ^{13}C spekter s vodíkovým dekaplinkem.

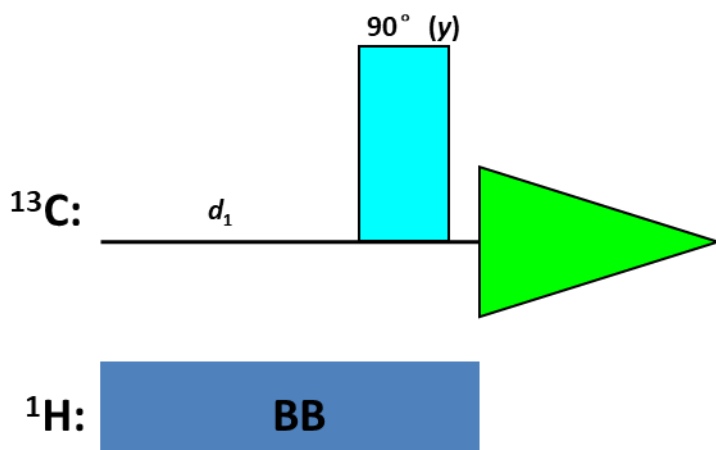
Pro získání **kvantitativních ^{13}C NMR spekter** s dekaplinkem protonů (obrázek 3.8) je třeba použít dostatečně dlouhou dobu d_1 , aby i uhlíky s dlouhými T_1 stačily zrelaxovat, a minimalizovat NOE (dekapler je zapnut pouze během akvizice doby). Pro zkrácení relaxačních časů substrátu lze přidat relaxační činidlo, například acetylacetonát chromitý ($\text{Cr}(\text{acac})_3$).



Obrázek 3.8. Pulsní sekvence pro měření kvantitativních ^{13}C spekter.

^{13}C NMR spektra, obsahující štěpení všemi interakcemi $J(\text{C},\text{H})$ ("**nedekaplovaná ^{13}C NMR spektra**"), lze získat buď kompletním vyřazením dekaplinku vodíků anebo efektivněji metodou přerušovaného dekaplinku (obrázek 3.9). V druhém případě je dekapler zapnut pouze v době mimo akvizici tak, aby mohlo dojít k ustavení NOE (a tudíž nárůstu intenzity signálů). Uhlíkové signály jsou štěpeny velkými interakcemi $^1J(\text{C},\text{H}) \sim 120 - 200 \text{ Hz}$ na dublety (CH), tripletu (CH_2) či kvartety (CH_3), které obvykle obsahují další štěpení skalárními interakcemi $J(\text{C},\text{H})$ přes dvě a více vazeb. Překryv multipluů, širokých často několik ppm, může ale značně komplikovat interpretaci spekter.

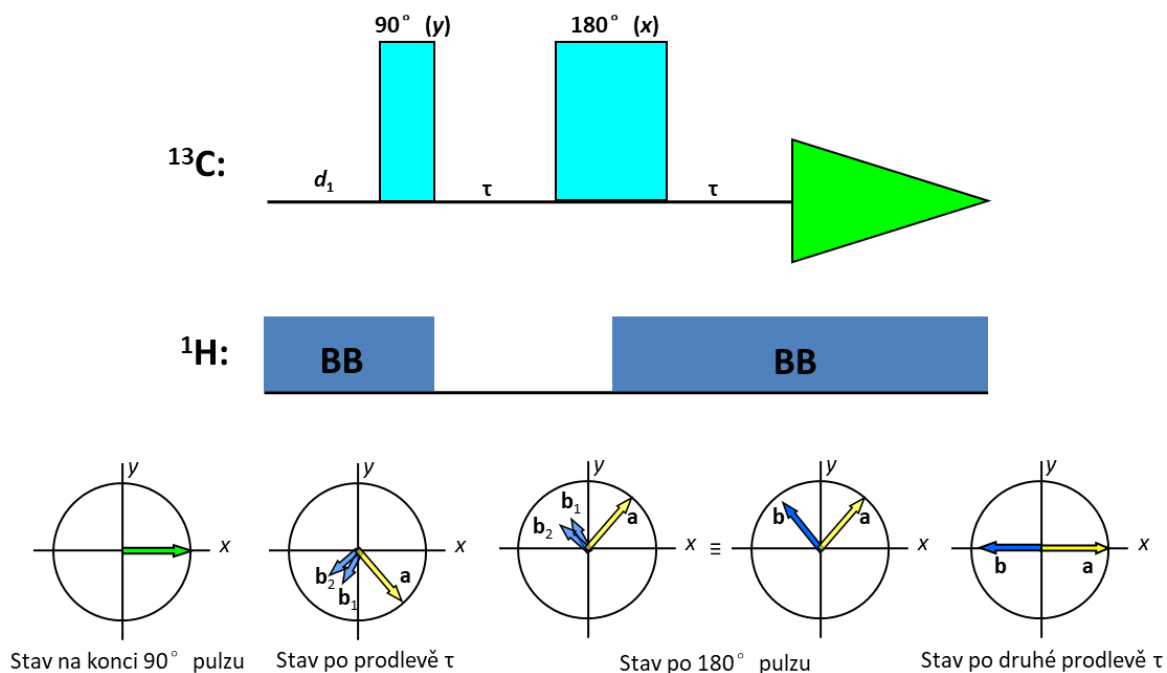
K přiřazení jednotlivých heteronukleárních interakcí $J(\text{C},\text{H})$, pozorovaných v nedekaplovaném ^{13}C NMR spektru, je možno použít selektivní heteronukleární dekaplink. Během akvizice je selektivně ozařován signál zvoleného vodíku, což vede k eliminaci jeho interakcí s uhlíky v ^{13}C NMR spektru. Pro zvýšení citlivosti je výhodné, aby během relaxační prodlevy d_1 byl zapnut širokopásmový dekapler.



Obrázek 3.9. Pulzní sekvence pro měření nedekaplovaných ^{13}C spekter.

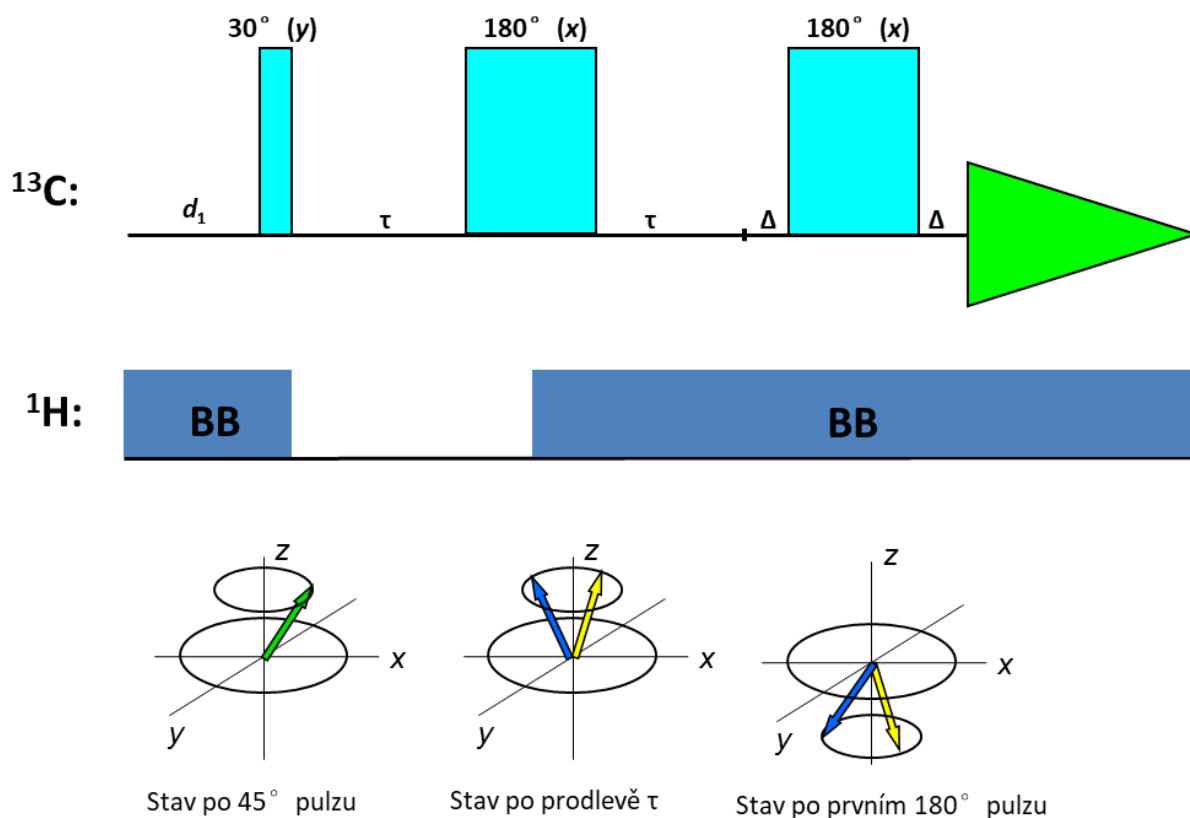
Klasifikace ^{13}C signálů podle počtu přímo vázaných vodíků se běžně provádí pomocí experimentů, kde signály ve výsledném spektru jsou buď pozitivní nebo negativní podle typu uhlíku (C, CH, CH_2 , CH_3). Nejjednodušší experiment tohoto typu je ***J*-modulované spinové echo** (obrázek 3.10). Představme si nyní dva signály uhlíku: kvarterního **a** a terciárního **b**. První bude mít v uhlíkovém spektru měřeném bez dekaplinku protonů jednu linii, druhý dvě linie **b₁** a **b₂** způsobené štěpením navázaným atomem ^1H s interakční konstantou např. $^1J_{\text{C-H}} = 140 \text{ Hz}$. Prodleva τ je nastavena na dobu $1/^1J_{\text{C-H}}$, což odpovídá přibližně 7 ms. Po prvním pulzu začnou jednotlivé magnetizace rotovat v rovině *xy* s jejich Larmorovou frekvencí. Dekaplink je vypnut, uplatní se interakce s protony. Magnetizace uhlíku **a** urazí za 7 ms úhel odpovídající jeho chemickému posunu (například na obrázku 10 je to 45°). Složky magnetizace **b₁** a **b₂** vykonávají precesní pohyb daný chemickým posunem signálu **b** a interakční konstantou $^1J_{\text{C-H}}$. Pokud je doba τ nastavena přesně na převrácenou hodnotu této interakční konstanty, jedna složka magnetizace provede právě o jednu otočku kolem osy *z* více než druhá složka (například na obrázku 3.10 urazila magnetizace **b₁** asi 120° a magnetizace **b₂** asi $130^\circ + 360^\circ = 490^\circ$). Následuje 180° pulz podél osy *x*. Zároveň s ním je zapnut dekaplink. Od této chvíle až po konec pulzní sekvence je tedy eliminován vliv interakcí s protony. Po skončení pulzu složka **a** pokračuje normálně v rotaci a po 7 ms se dostane do své výchozí pozice - míří v kladném směru osy *x*. Složky **b₁** a **b₂** po zapnutí dekaplinku rotují kolem osy *z* stejnou úhlovou rychlostí odpovídající chemickému posunu uhlíku **b**. Protože se od této chvíle pohybují stejnou úhlovou rychlostí, můžeme dále uvažovat jejich vektorový součet **b**. Magnetizace **b** urazí za druhou dobu τ úhel, který je průměrem úhlů uražených složkami **b₁** a **b₂** za první dobu τ (na obrázku 3.10 magnetizace **b** urazí za druhou dobu τ $(490^\circ + 130^\circ)/2 = 310^\circ$) a dostane se tak do poloosy *-x* vedoucí ve spektru k signálu s fází opačnou, než má signál uhlíku **a**. Podobný rozbor pro sekundární uhlíky ukazuje, že všechny tři složky původního tripletu jsou v tuto chvíli orientovány ve směru poloosy *+x* a složky primárního uhlíku (tvoří kvartet) ve směru poloosy *-x*.

Mírnou obměnou *J*-modulovaného spinového echa získáme pulzní sekvenci APT (Attached Proton Test). První pulz v této sekvenci není 90° , ale kratší, používá se například hodnota 30° . Takový pulz nesklopí magnetizaci až do roviny *xy* a vývoj systému probíhá nad touto rovinu, v rovině s ní rovnoběžně (obrázek 3.11). Následující 180° pulz otočí magnetizace pod rovinu *xy*, odtud by návrat zpět do rovnováhy po skončení akvizice trval dlouho, proto se zařazuje ještě jeden 180° pulz (druhé spinové echo), který vrátí magnetizaci zpět nad rovinu *xy*, odkud je návrat do rovnovážného stavu podstatně kratší a lze tedy zkrátit přípravnou dobu d_1 .

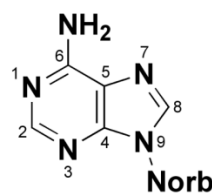
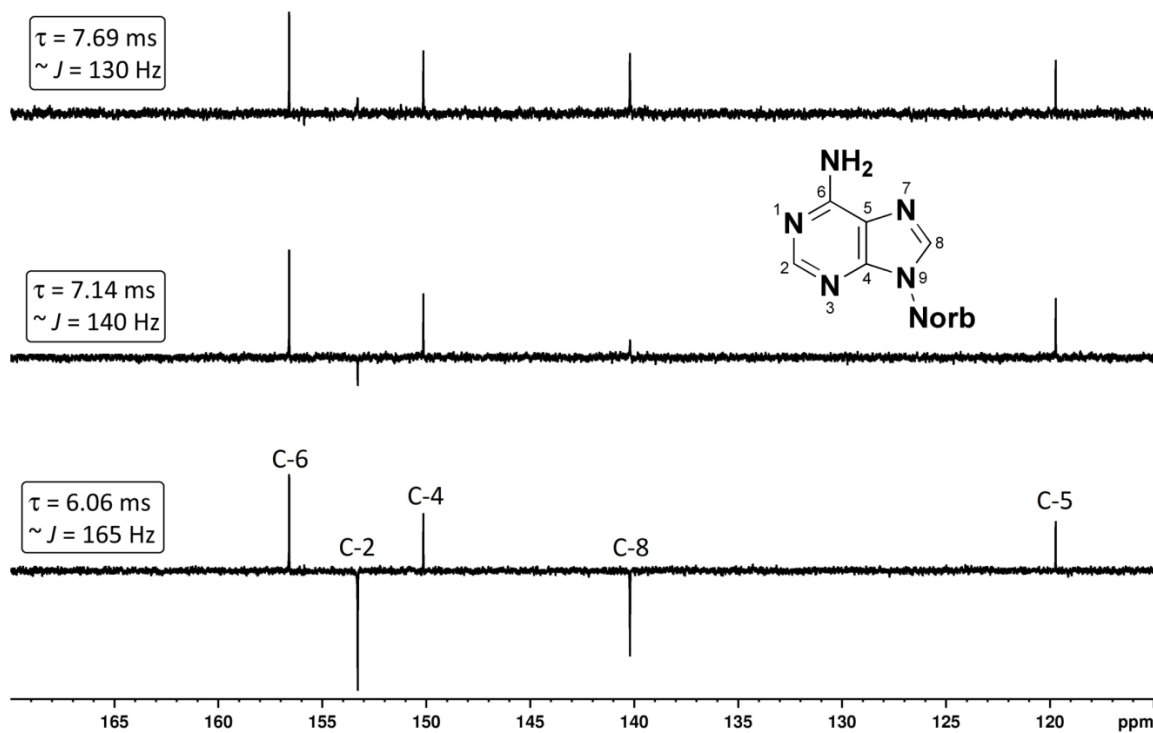


Obrázek 3.10. Pulzní sekvence J -modulovaného spinového echa a její vliv na magnetizaci kvartérního a terciárního uhlíku.

Velikost interakční konstanty $^1J_{C-H}$ závisí především na hybridizaci uhlíkového atomu, u sp^3 uhlíků se pohybuje kolem 125 Hz, u sp^2 uhlíků kolem 165 Hz a u sp uhlíků kolem 250 Hz. Ve standardním nastavení J -modulovaného echa se vychází z kompromisní hodnoty $^1J_{C-H}$ pro sp^2 a sp^3 uhlíky – 145 Hz, což vede k prodlevě τ o délce asi 7 ms. Pokud jsou ovšem v měřené molekule vyšší heteronukleární interakce (například u terminálních alkynů nebo u některých heteroaromatických sloučenin), toto standardní nastavení prodlevy τ vede k nízké nebo nulové intenzitě výsledných CH signálů ve spektru, případně k CH signálům s kladnou intenzitou. Proto je při zkoumání těchto látek nutné vhodně adjustovat délku prodlevy τ , viz [obrázek 3.12](#).

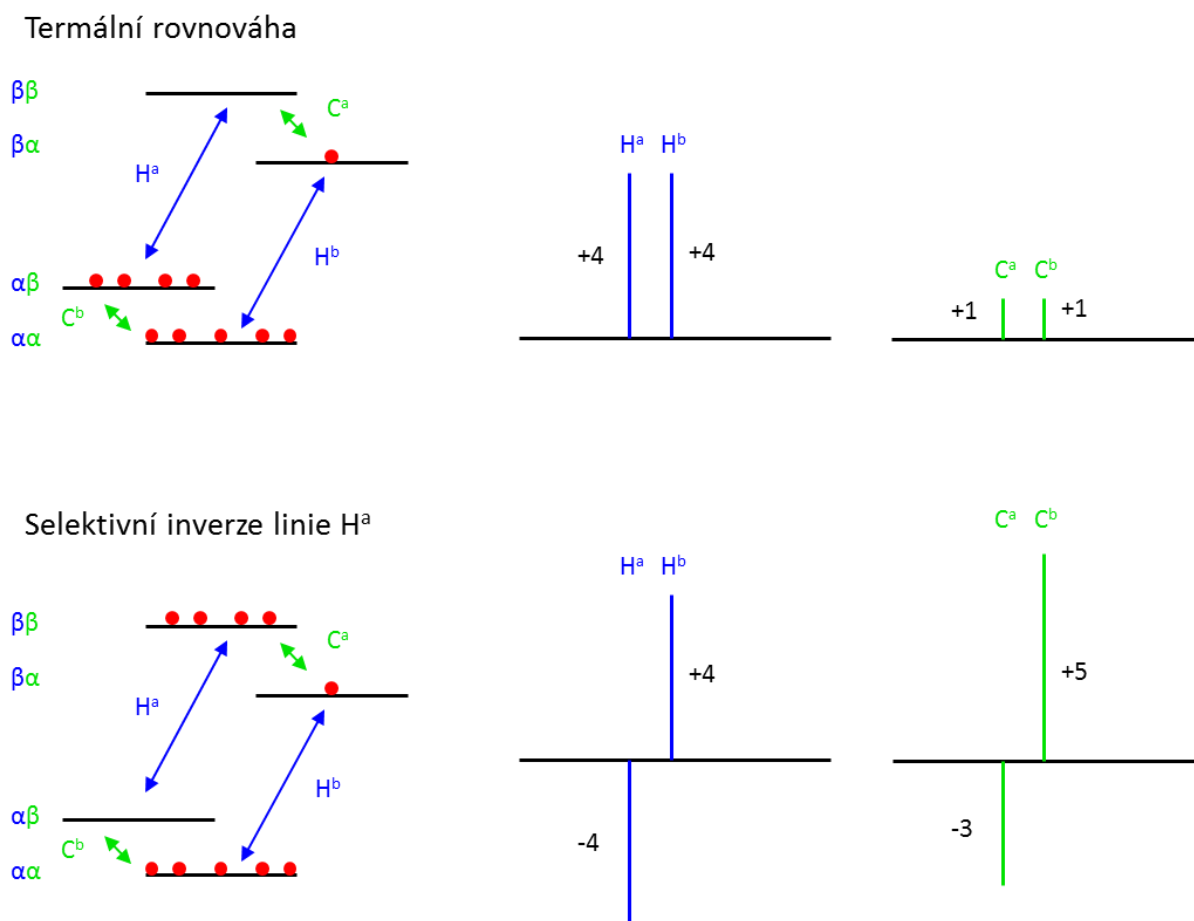


Obrázek 3.11. Pulzní sekvence APT.



Obrázek 3.12. Vliv doby τ na APT spektra purinového derivátu. Standardní nastavení doby τ (7 ms) vede k potlačené intenzitě signálu C2 a C8. Je tedy vhodné dobu τ zkrátit na asi 6 ms.

Častým elementem pulzních sekvencí je také **přenos polarizace**, související se změnami populací jaderných spinových stavů. Princip přenosu polarizace na jednoduchém dvouspinovém heteronukleárním systému jader ^1H a ^{13}C (například v molekule $^{13}\text{CHCl}_3$) je ukázán na [obrázku 3.13](#). Gyromagnetický poměr jader ^1H je přibližně čtyřikrát větší než jader ^{13}C . Energetický rozdíl mezi spinovým stavem α a β a také rozdíl populací jader s těmito spinovými stavy je také přibližně čtyřikrát větší v případě jader ^1H . Rozdíl populací mezi spinovými stavy α a β na [obrázku 3.13](#) je značně přehnaný; při běžně používaných magnetických polích je rozdíl energetických hladin a tedy i rozdíl populací velmi malý (viz [kapitola 2.1](#)). Pokud NMR experiment tohoto dvouspinového systému bude začínat z tepelné rovnováhy, v ^1H i ^{13}C spektru budeme pozorovat dublet, v ^1H spektru bude ale intenzita čar přibližně čtyřikrát vyšší. Pokud by mezi vodíkovými a uhlíkovými jádry neexistovala spin-spinová interakce, energetický rozdíl odpovídající přechodům H^a a H^b i přechodům C^a a C^b by byl stejný a tedy i rezonanční frekvence by byla stejná a v uhlíkovém i vodíkovém spektru bychom pozorovali pouze jednu čáru (singlet).



Obrázek 3.13. Populace spinových stavů a přenos polarizace.

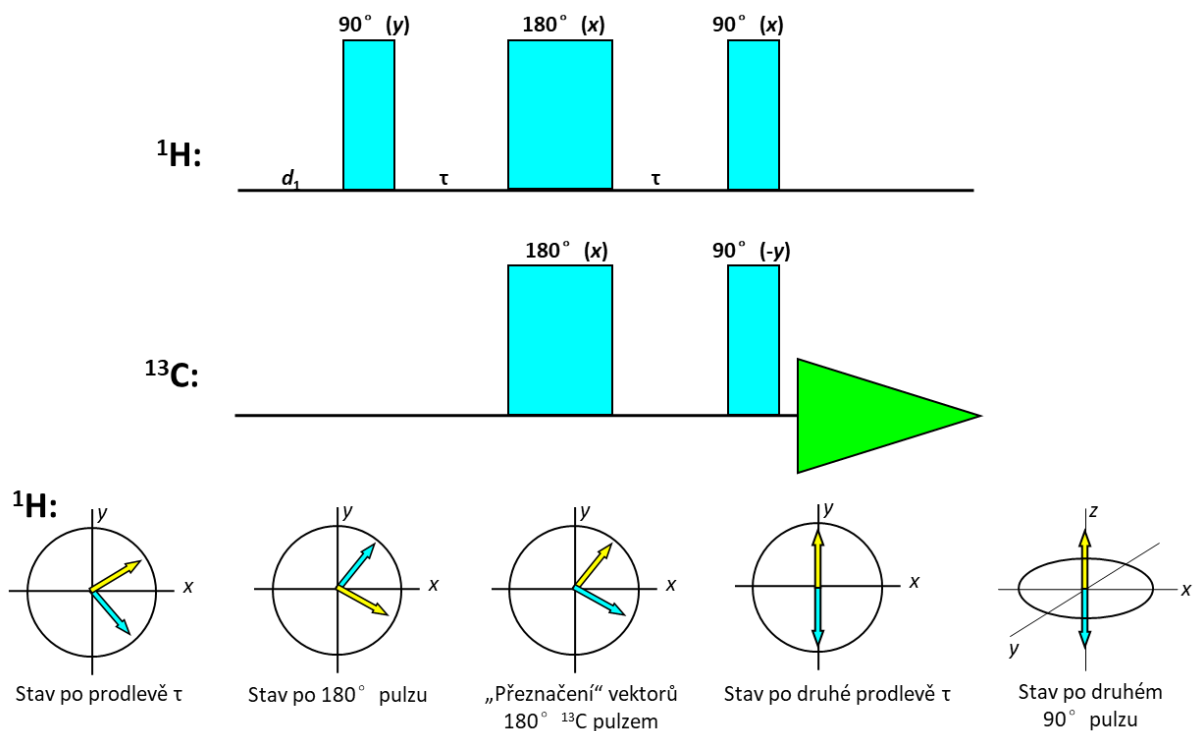
Pokud provedeme selektivní inverzi populace odpovídající jednomu vodíkovému přechodu (například H^a , pomocí selektivního 180° pulzu), dojde ke změnám ve vodíkovém i uhlíkovém spektru. Ve vodíkovém spektru bude mít čára H^a negativní intenzitu. V uhlíkovém spektru bude mít jedna čára (C^a) intenzitu -3 a druhá (C^b) +5. Pokud bychom provedli selektivní inverzi druhého vodíkového

přechodu, situace by byla opačná, uhlíková linie C^a by měla intenzitu +5 a C^b intenzitu -3. Dále si můžeme představit, že bychom výsledná uhlíková spektra získaná po selektivní inverzi vodíkoého přechodu H^a a H^b od sebe odečetli. Výsledné uhlíkové spektrum by mělo intenzitu čar -8 ($= -3 - 5$) a +8 ($= +5 - (-3)$). Po dvou průchodech jednoduchou pulzní sekvencí se selektivní manipulací vodíkových přechodů tak získáme spektrum, ve kterém je intenzita uhlíkových čar čtyřikrát vyšší než by odpovídalo dvěma průchodům klasickou jednopulzní sekvencí. Při tomto experimentu došlo k přenosu polarizace z jader 1H na jádra ^{13}C (větší rozdíl populací spinových stavů vodíku znamená větší polarizaci). Nárůst citlivosti heterojádra X (např. ^{13}C) závisí na poměru gyromagnetických poměrů vodíku a měřeného jádra (γ_H / γ_X) a je obecně vyšší než NOE (viz [tabulka 3.1](#)). Nevýhodou výše popsaného experimentu je ovšem nutnost použití selektivních pulzů s frekvencí přesně odpovídající jedné konkrétní linii ve vodíkovém spektru.

Tabulka 3.1. Maximální nárůst intenzity NMR signálu pomocí NOE a přenosu polarizace pro některá heterojádra.

Jádro	NOE	Přenos polarizace
^{31}P	2.24	2.47
^{13}C	2.99	3.98
^{29}Si	-1.52	5.03
^{15}N	-3.94	9.87

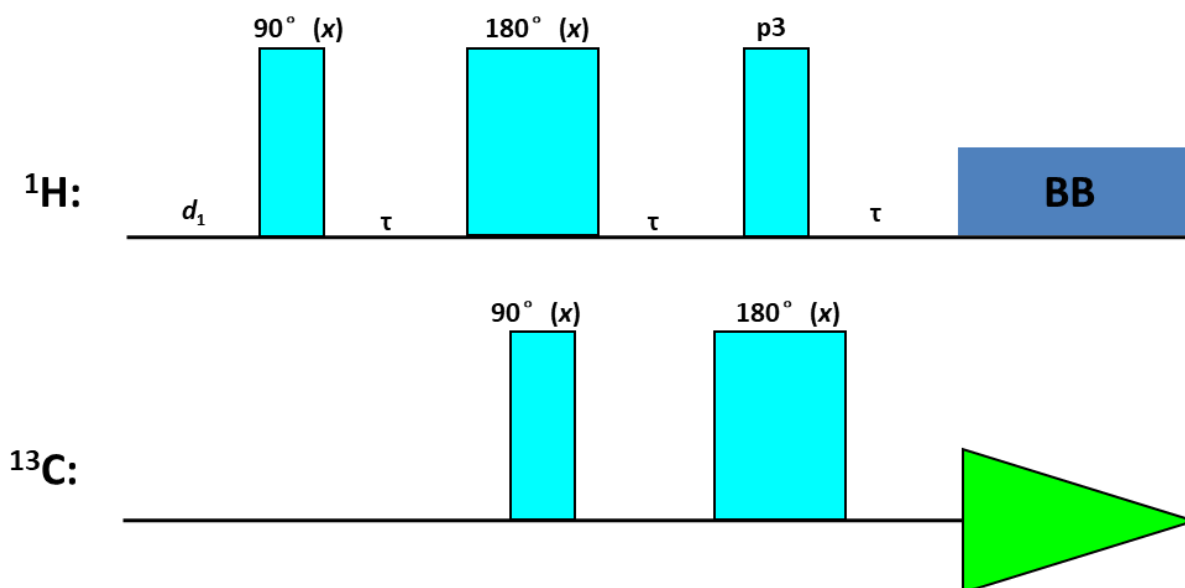
Pulzní **sekvence INEPT** (Insensitive Nuclei Enhancement by Polarisation Transfer) je také založena na přenosu polarizace z vodíkových jader na heterojádra, není ale nutné používat selektivní pulzy. Tato pulzní sekvence opět využívá modifikovaného spinového echa, ve které je doba τ nastavena na dobu odpovídající $1/4J_{C-H}$ ([obrázek 3.14](#)). Zároveň se 180° pulzem ve vodíkovém kanále je aplikován 180° pulz i na heterojádro, nedochází tedy k refokusaci jednotlivých složek vodíkové magnetizace a po druhé době τ jsou tyto složky magnetizace podél osy + a -y. V tuto chvíli je aplikován na vodíková jádra 90° pulz podél osy x, jehož výsledkem je otočení vodíkové magnetizace do kladné a záporné poloosy z, což odpovídá selektivní inverzi jedné vodíkové linie a tedy přenosu polarizace z vodíků na heterojádra. Ve stejnou dobu je aplikován 90° pulz i na heterojádra, jejich magnetizace se tak sklopí do roviny xy a může začít měření FIDu.



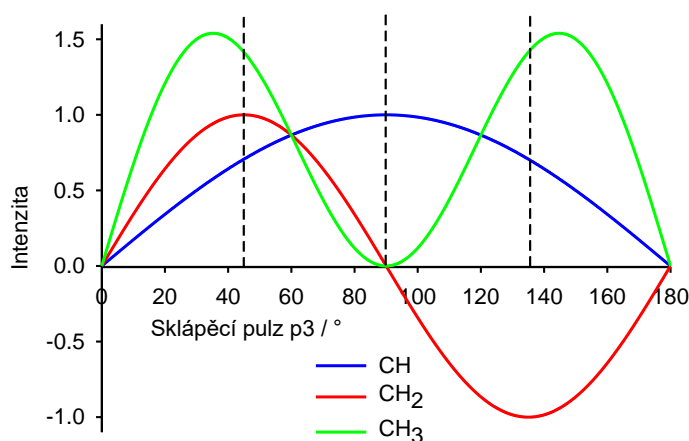
Obrázek 3.14. Pulzní sekvence INEPT a její vliv vodíkovou magnetizací v C–H spinovém systému.

Distorze intenzit linií multiplétů (opačné fáze) v základním INEPT experimentu odstraňuje INEPT+ sekvence zavedením refokusační periody a tzv. “purging” pulzu. Experiment poskytuje nedekaplovaná spektra s citlivostí zvýšenou přenosem polarizace a se stejnými fázemi linií multiplétu každého uhlíku. Další modifikací této sekvence a zapnutí širokopásmového dekaplinku během akvizice vede k pulzní sekvenci označované jako refokusovaný INEPT. Výsledkem je proton-dekaplované spektrum s citlivostí zvýšenou přenosem polarizace.

Jinou pulzní technikou pro měření ^{13}C jader je DEPT (Distorsionless Enhancement by Polarization Transfer, obrázek 3.15). Její výhodou (ve srovnání s INEPT experimentem) je kratší pulzní sekvence, takže během evoluční doby nedochází k tak velké ztrátě signálu relaxací. Navíc je DEPT méně citlivý na nepřesné nastavení parametrů (šířky pulzů, evoluční doba závislá na $J_{\text{C-H}}$). Takzvaná editace spekter umožňuje získat DEPT spektra obsahující pouze CH, CH_2 nebo CH_3 signály. To ale vyžaduje provést tři různé experimenty (spektra s1, s2 a s3), lišící se délkou posledního pulzu ve vodíkovém kanálu (p_3): s1 ($p_3 = 45^\circ$), s2 ($p_3 = 90^\circ$), s3 ($p_3 = 135^\circ$). Vliv délky pulzu p_3 na intenzity jednotlivých typů uhlíkových jader je zobrazen na obrázku 3.16. Ze spekter s1–s3 pak získáme subspektra CH, CH_2 a CH_3 uhlíků následující editací: subspektrum CH = s2, subspektrum CH_2 = s1–s3, subspektrum CH_3 = s1 + s3 – 1.414 x s2. Signály kvarterních uhlíků jsou v běžných DEPT spektrech potlačeny a je třeba je identifikovat porovnáním s “normálním” proton-dekaplovaným ^{13}C NMR spektrem.



Obrázek 3.15. Pulzní sekvence DEPT. s1: $p_3 = 45^\circ$, s2: $p_3 = 90^\circ$, s3: $p_3 = 135^\circ$



Obrázek 3.16. Závislost intenzity uhlíkových atomů v DEPT spektru na délce sklápěcího pulzu p_3 . Čárkované čáry označují běžně používané sklápěcí úhly 45° , 90° a 135° .

3.2 2D pulzní sekvence

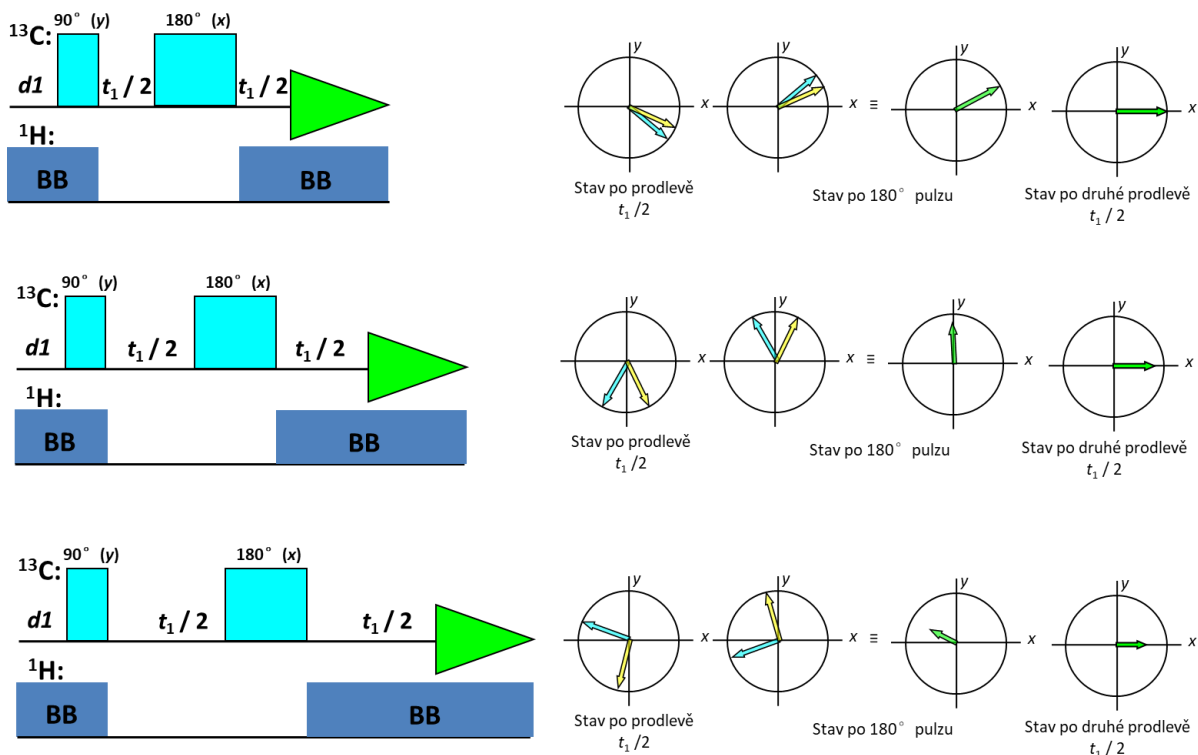
Už u poměrně malých molekul může v 1D NMR spektrech (hlavně vodíkových) docházet k překryvu signálů, který ztěžuje nebo znemožňuje interpretaci těchto spekter. Zavedení druhé dimenze do NMR spekter umožňuje tento problém obejít – ve 2D spektrech je překryv signálů méně pravděpodobný. Navíc pulzní NMR techniky jsou schopny manipulovat se spinovým systémem takovým způsobem, že se ve výsledném 2D spektru objeví pro strukturní analýzu velmi cenné nové informace, které z běžných 1D experimentů není možné získat. Například pomocí C–H korelovaných spekter můžeme přímo zjistit spojení uhlíkových a vodíkových atomů v molekule chemickými vazbami.

V 1D NMR experimentech je FID funkcí jediné časové proměnné a spektrum získané Fourierovou transformací je funkcí frekvence. Pro 2D NMR experimenty je charakteristické zavedení další časové proměnné (evoluční doby). Detekovaný signál potom závisí na tom, co se odehrálo se spinovým systémem během evoluční doby. Systematickou změnou evoluční doby (například její délky o

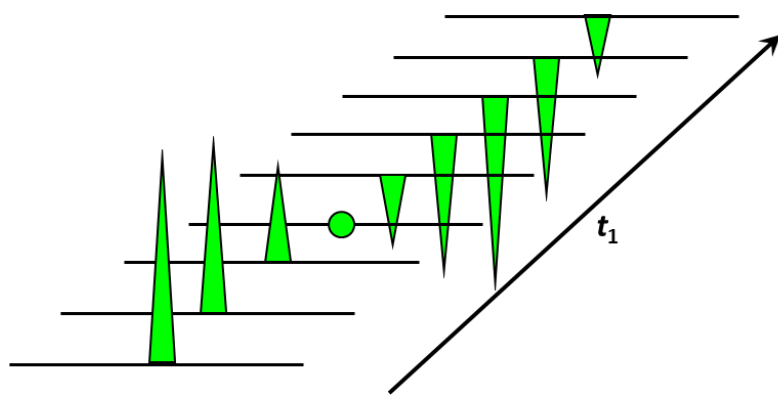
inkrement Δt_1 se v detekční době získá série FIDů, jejichž Fourierova transformace poskytne sérii jednorozměrných spekter. Druhá Fourierova transformace poskytne druhou frekvenční dimenzi (F_1) pro 2D-NMR spektrum. Evoluční doba se tradičně označuje jako doba t_1 a detekční doba jako t_2 . Dvojnásobnou Fourierovou transformací série FIDů získáme 2D spektrum, které má dvě frekvenční osy (F_1 a F_2).

2D NMR experimenty lze rozdělit na **korelované** a **rozlišené**. Ve 2D spektrech získaných z korelovaných experimentů jsou na obou frekvenčních osách (F_1 i F_2) chemické posuny; u homonukleárních korelovaných experimentů jsou to posuny téhož izotopu (například ^1H), u heteronukleárních korelovaných experimentů jsou pak na každé ose chemické posuny jiného izotopu (například ^1H a ^{13}C). V případě heteronukleárních korelovaných experimentů říkáme, že jádro, jehož chemické posuny pozorujeme na ose F_2 , je **přímo detekované** (chemické posuny tohoto jádra jsou získány Fourierovou transformací FIDů) a chemické posuny na ose F_1 patří **nepřímo detekovanému** jádru. Ve 2D spektrech získaných z rozlišených experimentů jsou na jedné frekvenční ose (F_2) chemické posuny a na druhé ose (F_1) skalární interakční konstanty. U homonukleárních rozlišených experimentů získáme spektrum, kde interakční konstanty na ose F_1 odpovídají interakcím mezi jádry téhož izotopu, jehož chemické posuny můžeme pozorovat na ose F_2 (například osa F_2 – chemické posuny ^1H , osa F_1 – interakční konstanty ^1H – ^1H). Ve spektrech získaných z heteronukleárních rozlišených experimentů pozorujeme na ose F_1 heteronukleární interakční konstanty (například osa F_2 – chemické posuny ^{13}C , osa F_1 – interakční konstanty ^1H – ^{13}C).

Jako příklad 2D experimentu, na kterém lze dobře demonstrovat princip dvoudimenzionálních NMR metod použijeme heteronukleární rozlišený experiment. Jeho pulzní sekvence je znázorněna na [obrázku 3.17](#), kde jsou schematicky znázorněny tři inkrementy (tři jednodimenzionální experimenty) s postupně se prodlužující dobou t_1 . Základem této pulzní sekvence je spinové echo s dekaplinkem vodíků pouze v části sekvence (podobně jako u experimentu APT). Na [obrázku 3.17](#) vpravo je zobrazen vývoj uhlíkového spinového systému molekuly $^{13}\text{C}^1\text{HCl}_3$. Po 90° pulzu je magnetizace uhlíkových jader v rovině xy , kde se během první doby $t_1 / 2$ její dvě složky rozjídají díky spin-spinové interakci s vodíkem (v tuto chvíli není zapnut dekaplink). Po 180° pulzu je zapnut dekaplink a místo dvou vektorů magnetizace tedy pozorujeme pouze jeden, jehož precesní frekvence odpovídá průměru původních dvou složek magnetizace. Pokud je doba $t_1 / 2$ nulová, jednotlivé složky magnetizace se nerozjedou a na konci pulzní sekvence dostaneme signál s maximální intenzitou. Pokud doba $t_1 / 2$ není nulová, intenzita signálu na konci pulzní sekvence závisí na tom, jak se jednotlivé vektory magnetizace rozjedou v průběhu první doby $t_1 / 2$. To je dáno délkou této prodlevy a velikostí C–H spin-spinové interakce ([obrázek 3.18](#)). Například pokud je doba $t_1 / 2$ rovna jedné polovině převrácené hodnoty této heteronukleární interakční konstanty ($t_1 = 1 / ^1J_{\text{C-H}}$), jednotlivé složky magnetizace se rozjedou právě o 180° a jejich vektorový součet po zapnutí dekaplinku je nula. Pokud vyneseme závislost intenzity uhlíkového signálu na době t_1 , získáme periodickou funkci. Pokud provedeme Fourierovu transformaci této funkce, získáme frekvenci odpovídající interakční konstantě $^1J_{\text{C-H}}$ (přesněji řečeno této konstantě vynásobené faktorem $1/4$, tento faktor se ale snadno odstraní při zpracování spekter). U typických 2D NMR experimentů se měří řádově stovky inkrementů, tedy jednodimenzionálních experimentů s měnící se evoluční dobou.



Obrázek 3.17. Vlevo: Schematické znázornění tří inkrementů pulzní sekvence pro měření 2D heteronukleárních rozlišených spekter a vpravo: vývoj uhlíkové magnetizace u ^{13}C - ^1H spinového systému v průběhu této pulzní sekvence.

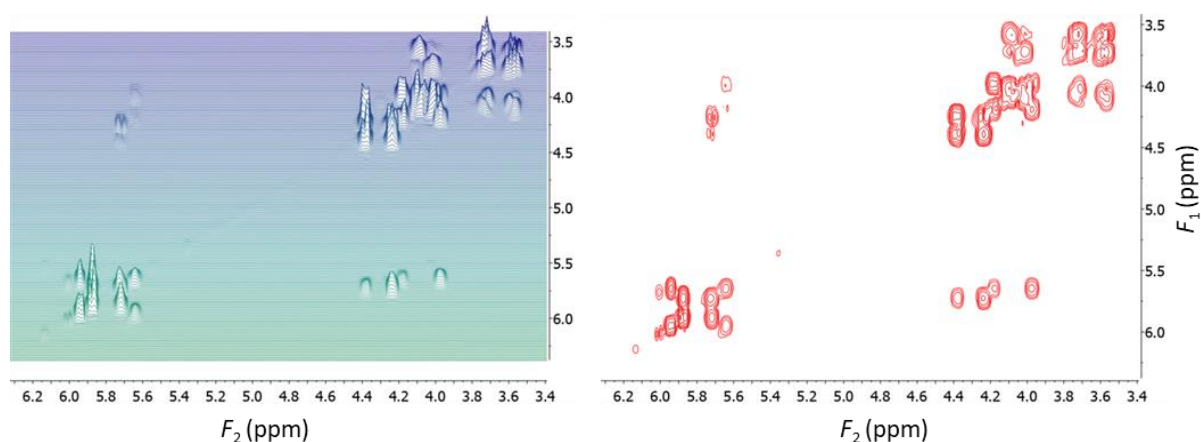


Obrázek 3.18. Závislost intenzity ^{13}C signálu na době t_1 v heteronukleárním rozlišeném experimentu ukázaném na Obrázku 3.17.

Spektrální rozlišení v přímo detekované dimenzi (F_2) je dáno rozlišením v 1D spektrech získaných v průběhu 2D experimentu. Rozlišení v nepřímo detekované dimenzi (F_1) je dáno počtem inkrementů.

Podobně jako 1D NMR spektra jsou vlastně "dvourozměrná" (druhou dimenzí je intenzita) mají i 2D NMR spektra další "třetí" dimenzi (intenzitu). Jejich grafická prezentace tudíž vyžaduje redukci jedné dimenze některým z následujících způsobů: **Perspektivní zobrazení** obsahuje kompletní intenzitní informaci, ale jeho interpretace je obtížná (perspektivní distorze, nebezpečí překryvu signálů). Nejběžnějším způsobem zobrazení je **vrstevnicové zobrazení**, které odpovídá (podobně jako vrstevnicové mapy) řezům třírozměrným spektrem v rovinách rovnoběžných s rovinou F_1 , F_2 v několika různých výškách (obrázek 3.19). Volba nejnižší hladiny a počet hladin určují jaká část intenzitní informace bude ve spektru zachována. Výhodou vrstevnicových spekter je jejich

přehlednost a snadná interpretace. V případě potřeby je možno zobrazit a vypsat **řez 2D spektrem** v kterémkoliv vhodném místě, popřípadě **projekci 2D spektra** do osy F_1 nebo F_2 . Jiným způsobem zobrazení 2D spekter je použití škály barev, kde konkrétní odstín odpovídá určité intenzitě signálu.



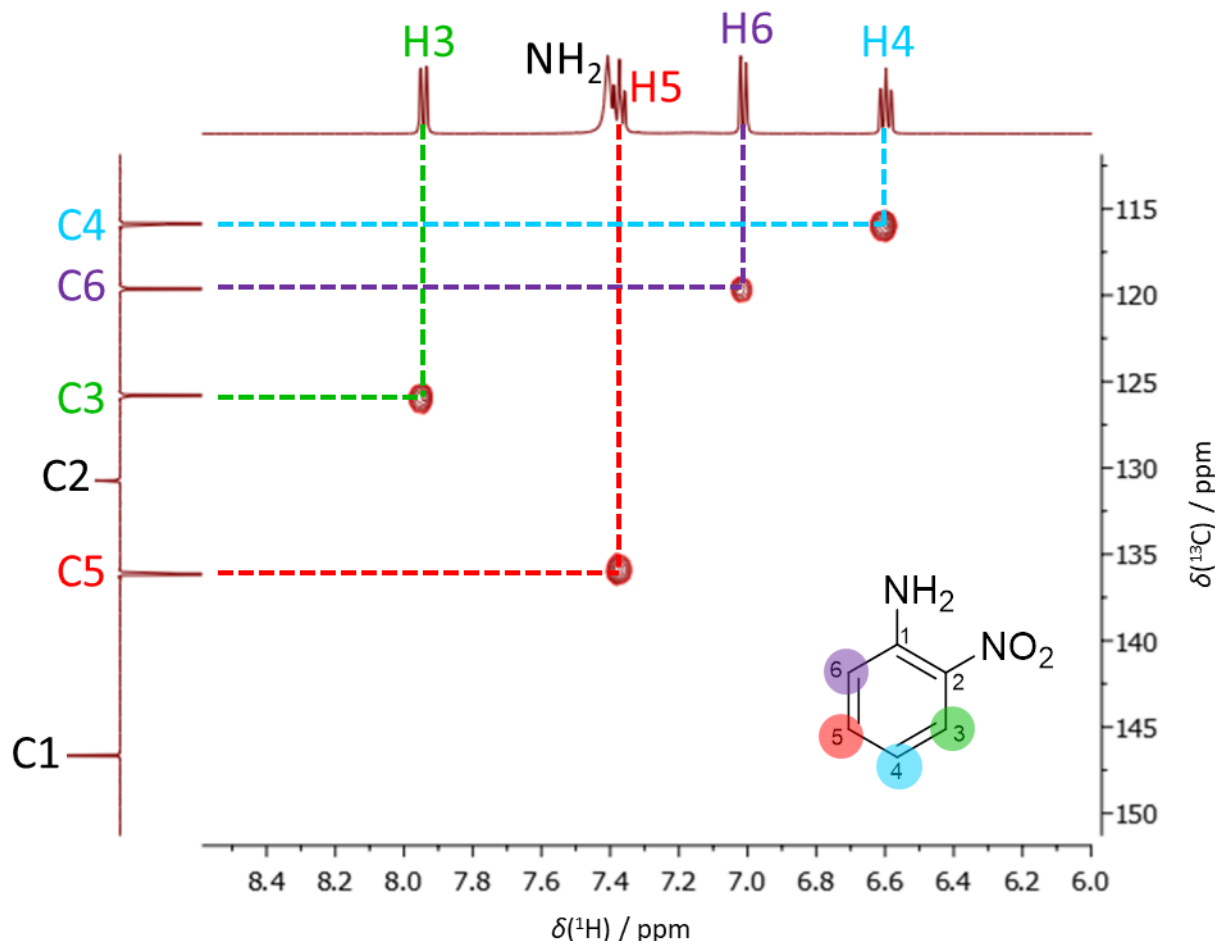
Obrázek 3.19. Perspektivní (vlevo) a vrstevnicové (vpravo) zobrazení 2D spektra.

Inverzní techniky spočívají v přímé detekci jádra s velkou citlivostí (^1H), zatímco jádra s nízkou citlivostí (^{13}C , ^{15}N) jsou detekována nepřímo, tedy informace o těchto jádrech je nějakým způsobem zakódována v jednotlivých FIDech přímo detekovaného jádra. Při měření se používá tzv. inverzního uspořádání vysokofrekvenčních tras - měřící trasa je nastavena na detekci ^1H a dekaplovací trasa naladěna na kmitočet jádra s nízkou citlivostí. Rozvoj inverzních experimentů tak úzce souvisí s rozvojem NMR sond. V tradičním uspořádání NMR sond je cívka určená pro detekci méně citlivého jádra co nejbližší měřenému vzorku a cívka pro dekaplink a detekci vodíkových jader je až o něco dále (citlivost jader ^1H je natolik dobrá, že ztráta části signálu v tomto uspořádání nehraje zásadní roli). Naopak u **inverzních sond** (sond s inverzním uspořádáním tras) je cívka pro detekci jader ^1H co nejbližší vzorku, aby se maximalizovala citlivost inverzních experimentů. Druhá cívka musí umožňovat dekaplink nepřímo detekovaných jader.

Moderní NMR experimenty často v průběhu pulzní sekvence používají gradienty magnetického pole. Použití gradientů umožňuje vybírat informaci, která je zakódovaná ve výsledném spektru, a odstranit nežádoucí informace (například v heteronukleárních C–H experimentech informaci o vodíkových atomech navázaných na magneticky neaktivní izotop ^{12}C).

Následující přehled ukazuje nejběžnější typy 2D NMR experimentů. Většina z těchto experimentů má celou řadu dalších variant, které modifikacemi příslušných pulzních sekvencí umožňují získat nebo potlačit některé další informace o studovaném spinovém systému. V následujícím přehledu jsou 2D NMR techniky seřazeny podle typu informace, kterou lze ze spekter získat, ne podle historického vývoje nebo typu pulzní sekvence. Variabilitu pulzních sekvencí lze demonstrovat na H–C heteronukleárním korelovaném experimentu, který umožňuje přiřadit signály na sebe navázaných vodíkových a uhlíkových atomů. Původní experiment s přímou detekcí uhlíků se nazývá C,H-COSY nebo HETCOR, inverzní varianta tohoto experimentu se nazývá HMQC, jiná inverzní pulzní sekvence vedoucí k těžce informaci ve spektru se nazývá **HSQC** (Heteronuclear Single Quantum Correlation). Moderní verze HSQC experimentu obsahují navíc gradientové pulzy. Další varianty tohoto experimentu mohou obsahovat kladné nebo záporné signály podle počtu vodíkových atomů navázaných na daný uhlíkový atom. Volba pulzní sekvence závisí na preferencích operátora a na konkrétním studovaném problému. Inverzní techniky jsou mnohem citlivější než neinverzní, proto

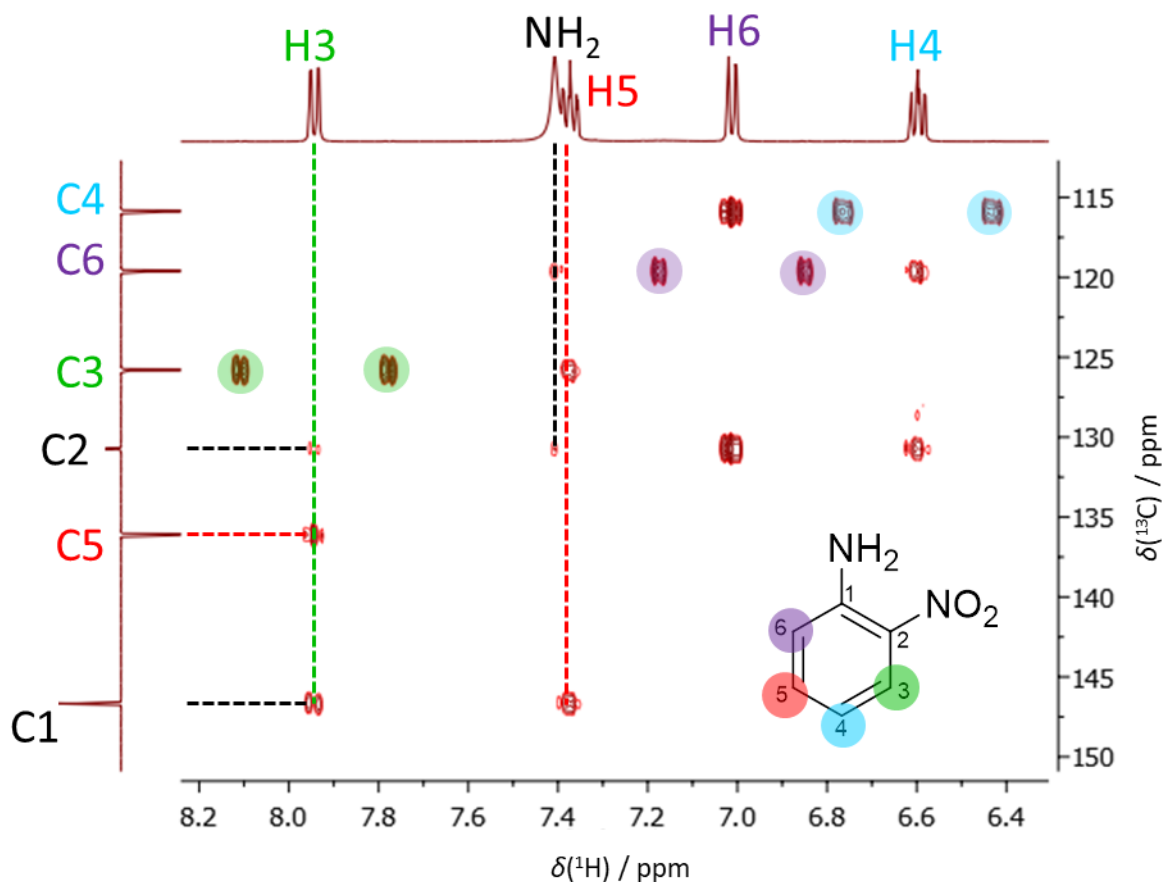
jsou obecně mnohem více používané. Méně citlivý neinverzní HETCOR můžeme zvolit například v případě, když jsou uhlíkové signály velmi blízko sebe a pro dostatečné rozlišení uhlíkové dimenze (F_1) v inverzním experimentu bychom museli použít velmi vysoký počet inkrementů. Příklad HSQC spektra 2-nitroanilinu je na [obrázku 3.20](#).



Obrázek 3.20. HSQC spektrum 2-nitroanilinu. Krosjíky spojují signály na sebe navázaných uhlíkových a vodíkových atomů. Vodíky NH₂ skupiny nemají žádný krosjík, protože nejsou přímo navázané na uhlík ale na dusík. Stejně tak kvartérní uhlíkové atomy C1 a C2 nemají žádný krosjík, protože na nich není navázaný žádný vodík. Pro přehlednost jsou v obrázku též zobrazena 1D ^1H a ^{13}C APT spektra.

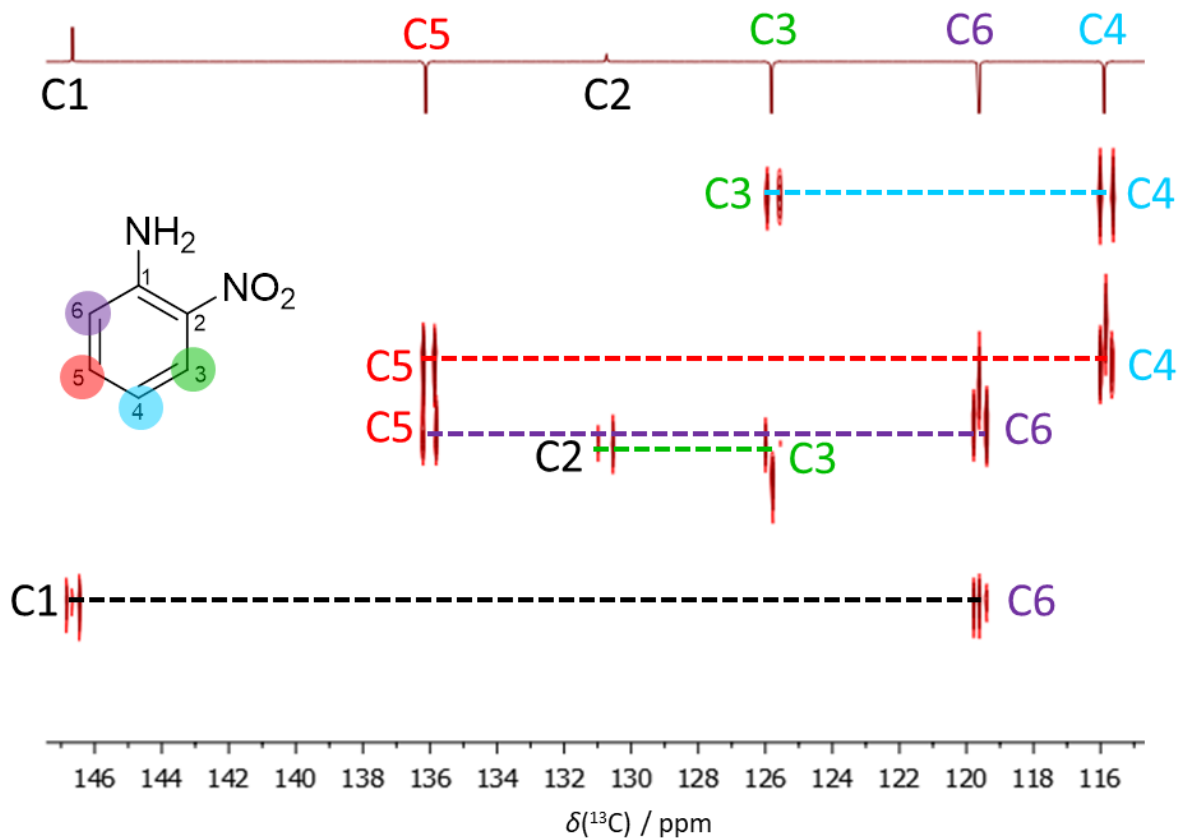
Pro získání H–C korelací přes dvě a více vazeb lze použít **HMBC** experiment (Heteronuclear Multiple Bond Correlation). Intenzita krosjíku se řídí velikostí heteronukleární C–H interakce; nejčastěji pozorujeme korelace přes dvě nebo tři vazby. Z velikosti krosjíku ale není možné zjistit, kolik vazeb je mezi interagujícími atomy. Například u derivátů benzenu bývají heteronukleární skalární interakce přes dvě vazby menší než přes tři vazby. Na [obrázku 3.21](#) je HMBC spektrum 2-nitroanilinu. Například vodík H3 má v tomto spektru dva intenzivní krosjíky s uhlíky C1 a C5 (oba přes tři vazby) a jeden málo intenzivní krosjík s uhlíkem C2 (přes dvě vazby), krosjík s uhlíkem C4 nepozorujeme vůbec. Podobně můžeme v tomto spektru pozorovat intenzivní krosjíky přes tři vazby H5–C3, H5–C1, H6–C4, H6–C2, H4–C6 a H4–C2. V HMBC spektrech lze pozorovat i interakce vodíků, které nejsou přímo navázané na uhlík; například ve spektru 2-nitroanilinu pozorujeme krosjík mezi NH₂ vodíky a uhlíkem C2 a C6 (oba odpovídají interakci přes tři vazby). V některých případech je

možné v HMBC spektrech pozorovat i korelace přes čtyři a více vazeb. V HMBC spektrech se často můžeme setkat s takzvanými HSQC artefakty (na [obrázku 3.21](#) zvýrazněny barevnými kroužky). Tyto artefakty vždy vypadají jako dublet a střed tohoto dubletu by odpovídal krosníku mezi přímo navázaným vodíkem a uhlíkem (například H3–C3).



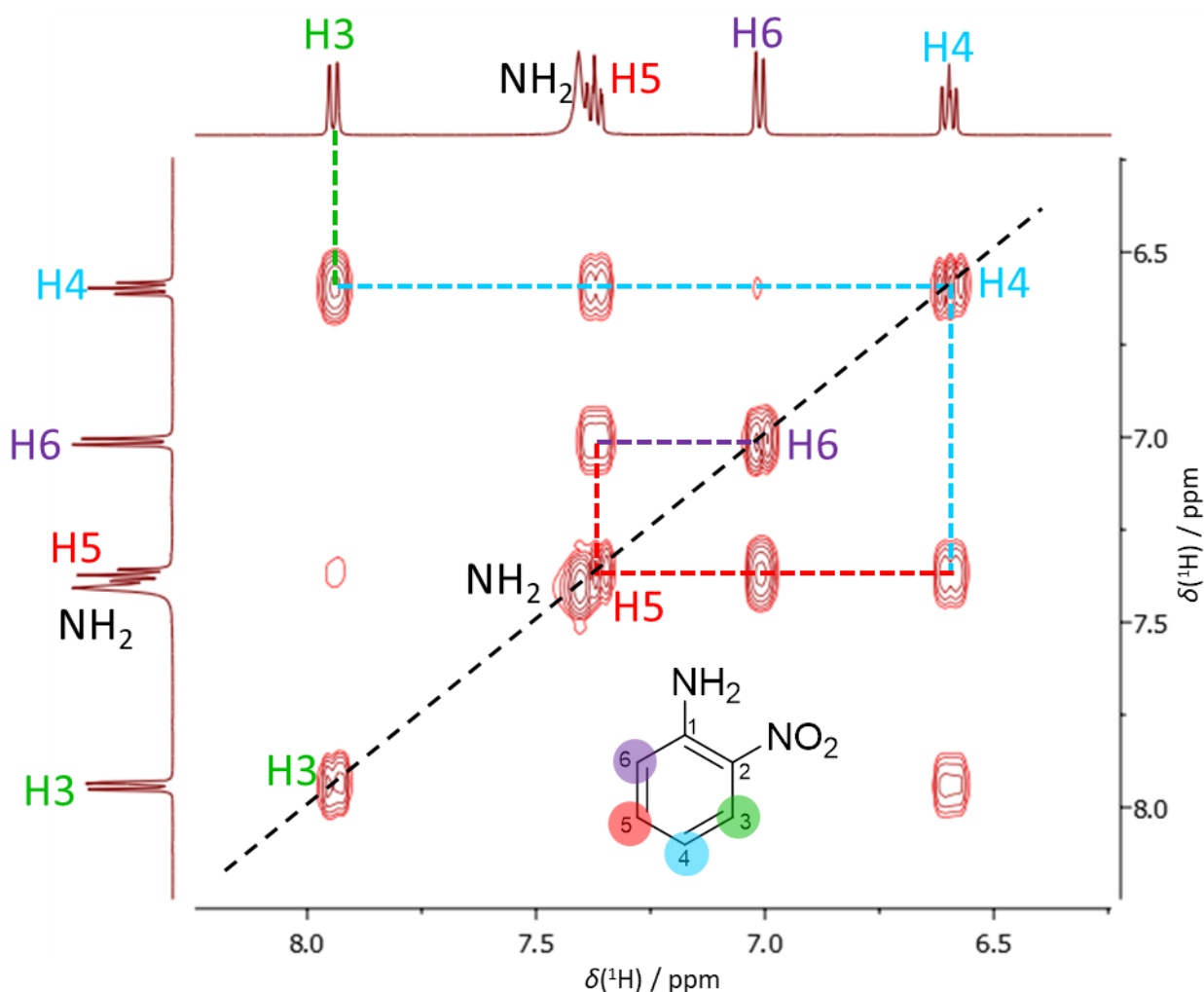
Obrázek 3.21. HMBC spektrum 2-nitroanilinu. Krosníky spojují signály uhlíkových a vodíkových atomů mezi nimiž jsou 2–3 chemické vazby. Barevnými kroužky jsou označeny HSQC artefakty.

Mezi atraktivní, ale zároveň i na čas a množství vzorku nejnáročnější metody, patří **2D-INADEQUATE** ([obrázek 3.22](#)). Tato metoda umožňuje korelovat přímo vázané uhlíky a tak určovat uhlíkový skelet. Kvůli nízkému izotopovému zastoupení uhlíku ¹³C (cca 1%, ¹³C–¹³C pár tedy pouze v 0.01% případů) je tato metoda velmi málo citlivá a vyžaduje značné množství vzorku (řádově desítky až stovky mg). [Obrázek 3.22](#) ukazuje INADEQUATE spektrum 2-nitroanilinu.



Obrázek 3.22. 2D-INADEQUATE spektrum 2-nitroanilinu s naznačeným přiřazením signálů, pomocí kterých lze určit C–C vazby v uhlíkovém skeletu molekuly. Pro přehlednost je v obrázku též zobrazeno 1D ^{13}C APT spektrum.

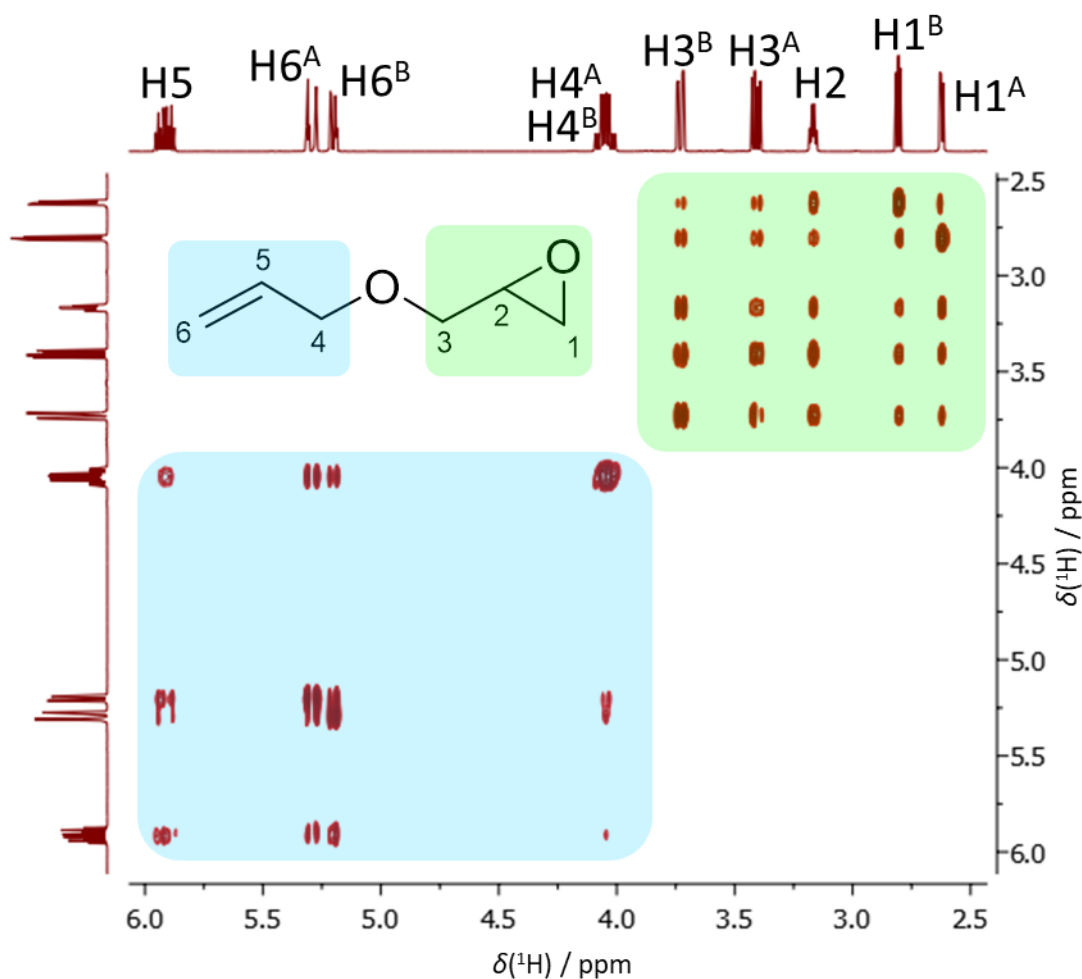
Jednou z nejdůležitějších a nejdéle a nejčastěji používaných 2D-NMR technik je homonukleární korelované ^1H - ^1H COSY (COrelation Spectroscopy). Základní verze pulzní sekvence tohoto experimentu obsahuje pouze dva 90° pulzy oddělené evoluční dobou t_1 . Spektrum má v obou frekvenčních dimenzích chemické posuny vodíků. COSY spektrum je symetrické podle diagonály a objevují se v něm dva typy signálů: **diagonální signály** reprezentují původní 1D spektrum (nepřináší tedy žádnou informaci navíc proti 1D spektru) a **mimodiagonální signály ("krospíky")**, které indikují skalární interakci mezi jádry (Obrázek 3.23). Interagující partnery lze nalézt pomocí horizontální a vertikální čáry vycházející z krospíku a protínající diagonálu. Vzhledem k symetrii spektra podle diagonály lze tuto proceduru provést v levém horním anebo pravém dolním trojúhelníku.



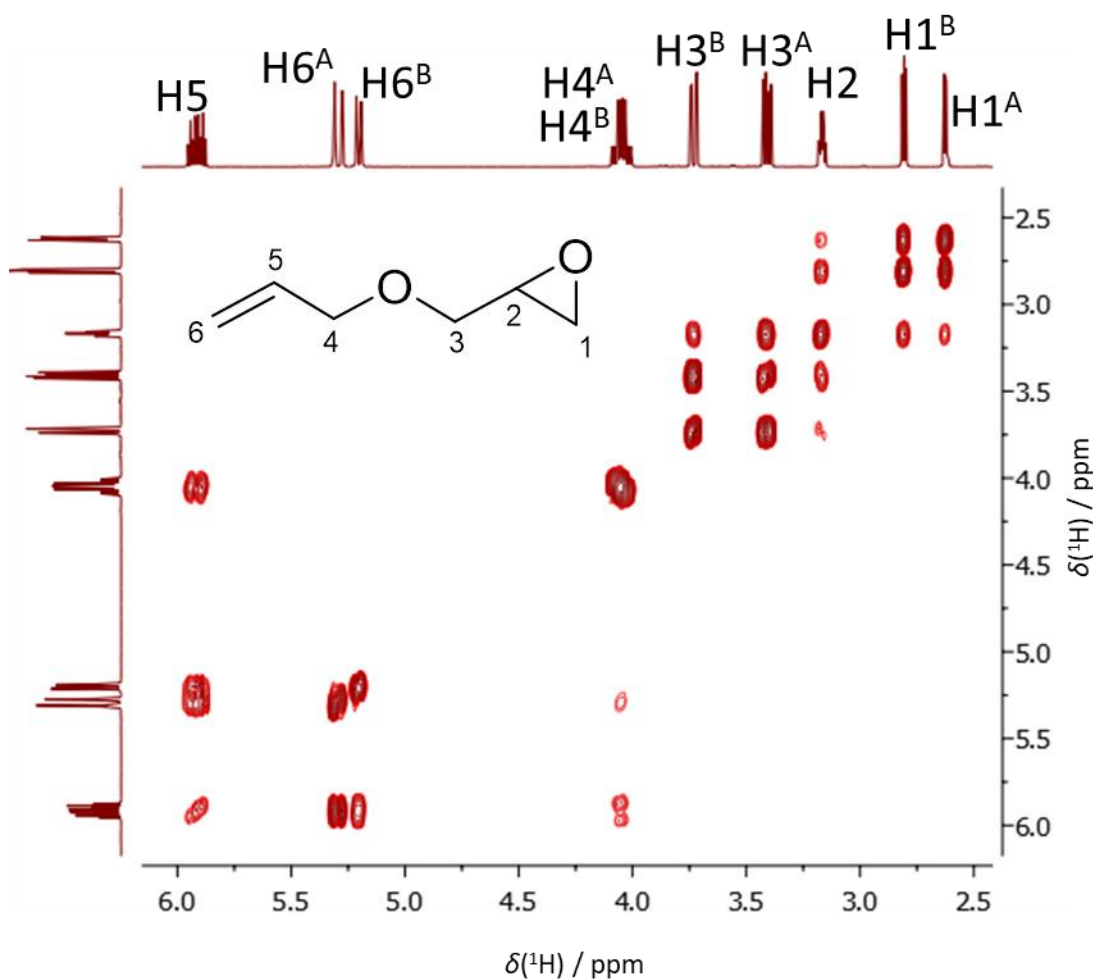
Obrázek 3.23. COSY spektrum 2-nitroanilinu s naznačeným postupem přiřazení signálů. Spektrum je symetrické podle diagonály naznačené černou přerušovanou čarou. Ve spektru jsou patrné i málo intenzivní krospekty odpovídající skalárním interakcím přes čtyři vazby (H3–H5 a H4–H6).

Běžný COSY experiment obvykle spolehlivě deteguje interakce $J \geq 2$ Hz. Velmi malé interakce (< 2 Hz) lze prokázat pomocí "long-range COSY" experimentu, pomocí kterého lze často detekovat i takové interakce, které nejsou rozlišeny v 1D spektru.

Odlišný způsob přenosu informace o $J(\text{H,H})$ je využíván v **TOCSY** (TOtal Correlation Spectroscopy) (obrázek 3.24). V průběhu této pulzní sekvence se využívá takzvaný spinlock, tedy „uzamčení“ vektorů magnetizace v rovině xy pomocí magnetického pole vyvolaného rychlým sledem 180° pulzů. Během spinlocku se spinový systém nevyvíjí podle magnetického pole B_0 (tedy pole supravodivého magnetu) ale podle magnetického pole, které udržuje vektory magnetizace v rovině xy. Během spinlocku je magnetizace postupně přenášena mezi všemi vodíky určitého izolovaného spinového systému. Izolovaným spinovým systémem rozumíme část molekuly, jejíž žádný vodík nemá skalární interakci s žádným vodíkem z jiné části molekuly. Typickým příkladem jsou oligosacharidy nebo oligopeptidy, kde každá monosacharidová nebo aminokyselinová jednotka tvoří jeden izolovaný spinový systém. TOCSY spektrum v ideálním případě obsahuje pro každý vodík krospekty se všemi ostatními vodíky daného spinového systému.



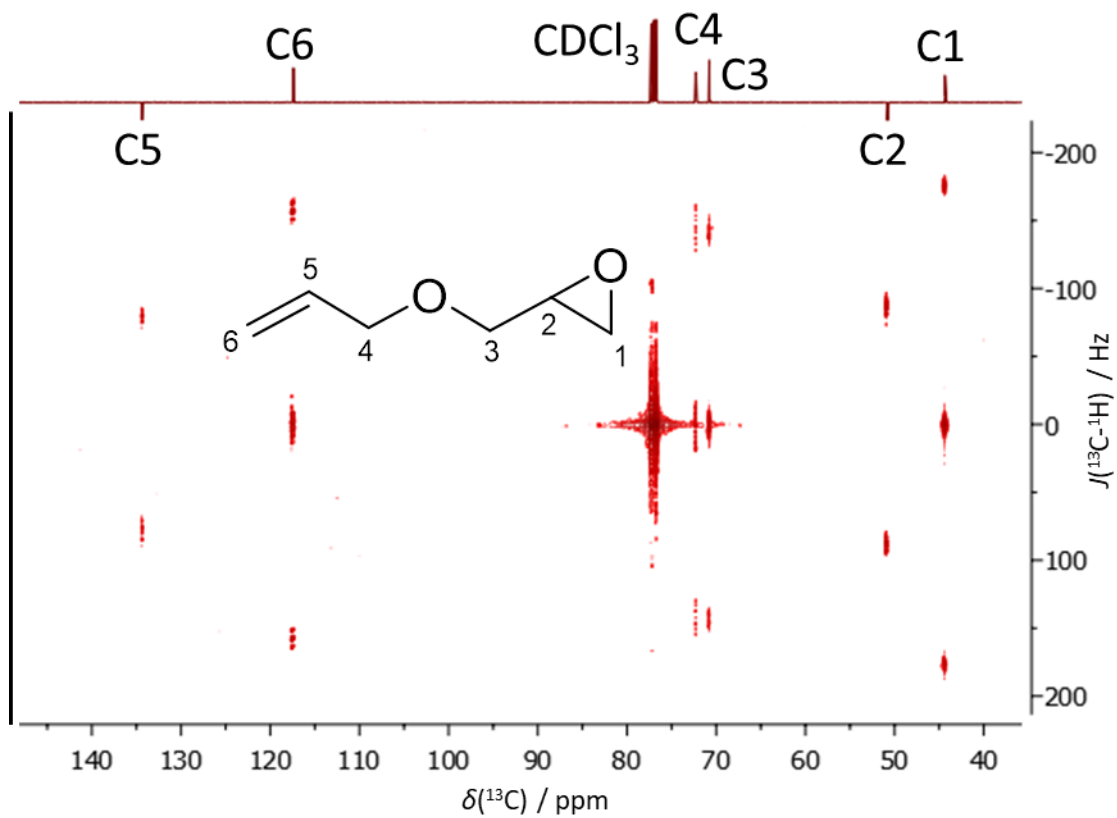
Obrázek 3.24. TOCSY spektrum zobrazeného allyl glycidyl etheru. Všechny vodíky v pozicích 1–3 tvoří jeden spinový systém a všechny vodíky v pozicích 4–6 tvoří druhý spinový systém. V TOCSY spektru vidíme korelace mezi všemi vodíky daného spinového systému. Všimněte si neekvivalence CH_2 vodíků v polohách 1, 3 a 5. Vodíky v těchto polohách jsou diastereotopní (viz kapitola 9.2). Na obrázku 3.25 je pro porovnání zobrazeno COSY spektrum téže sloučeniny.



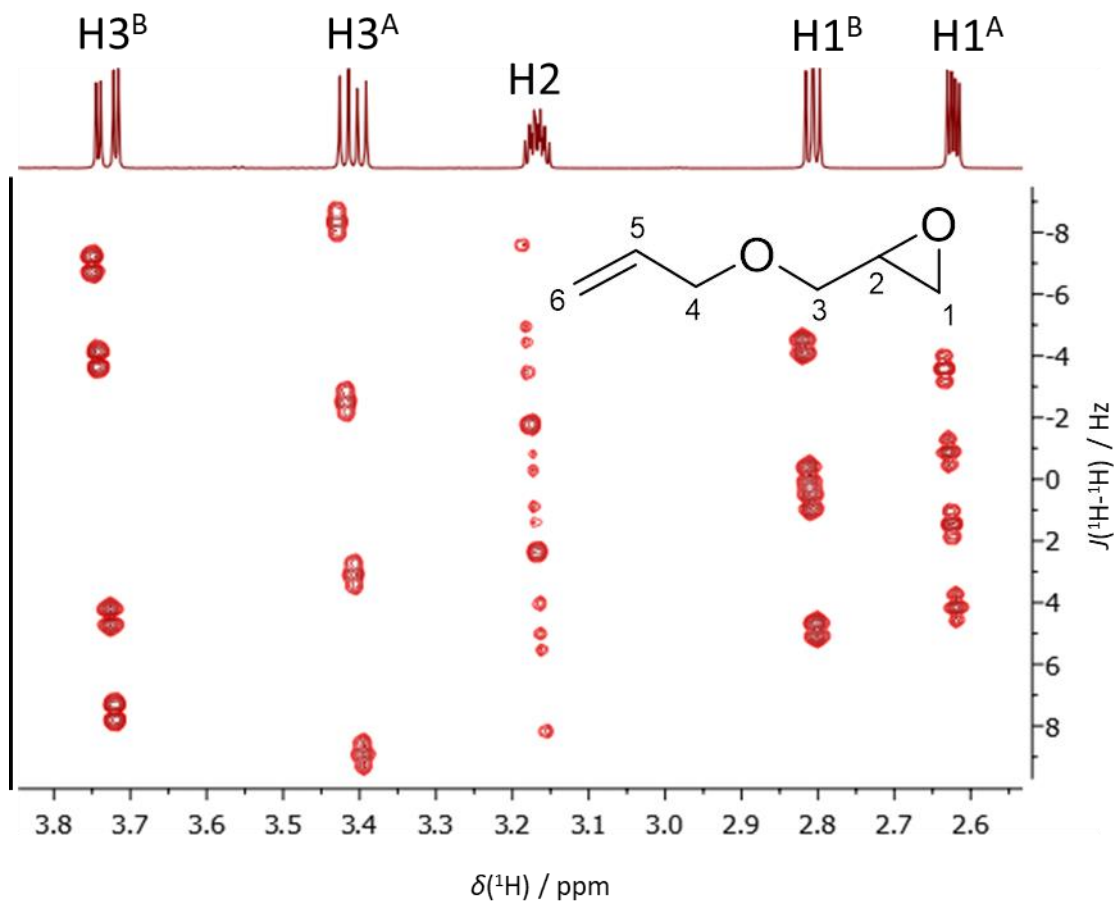
Obrázek 3.25. COSY spektrum allyl glycidyl etheru.

NOESY a ROESY experimenty jsou další běžně měřené homonukleární korelované 2D experimenty. Krosníky v NOESY a ROESY spektrech nesouvisí se skalární interakcí mezi jádry ale s prostorovou blízkostí jader. Tento typ experimentů je podrobněji probrán v kapitole 5.

Korelované 2D NMR experimenty mají v současné době mnohem větší praktické uplatnění než experimenty rozlišené, jejichž měření je žádoucí pouze ve speciálních případech. Princip vzniku heteronukleárního rozlišeného spektra byl popsán výše, ukázka takového spektra je na obrázku 3.26. Příklad homonukleárního rozlišeného spektra je na obrázku 3.27. Tento experiment umožňuje separovat chemické posuny vodíků v ose F_2 od interakčních konstant $J(\text{H,H})$ v ose F_1 . Projekce do osy F_2 je ekvivalentní ^1H NMR spektru s "kompletním dekaplinkem vodíků" (singlety pro každý H) a řezy rovnoběžné s osou F_1 představují separované multiplety jednotlivých vodíků.



Obrázek 3.26. Heteronukleární rozlišené spektrum allyl glycidyl etheru.



Obrázek 3.27. Část homonukleárního rozlišeného spektra allyl glycidyl etheru. Signály jsou v tomto spektru mírně nakloněné podél osy F_1 (osa interakčních konstant), toto naklonění lze odstranit během zpracování spekter.

4. RELAXACE V NMR SPEKTROSKOPII

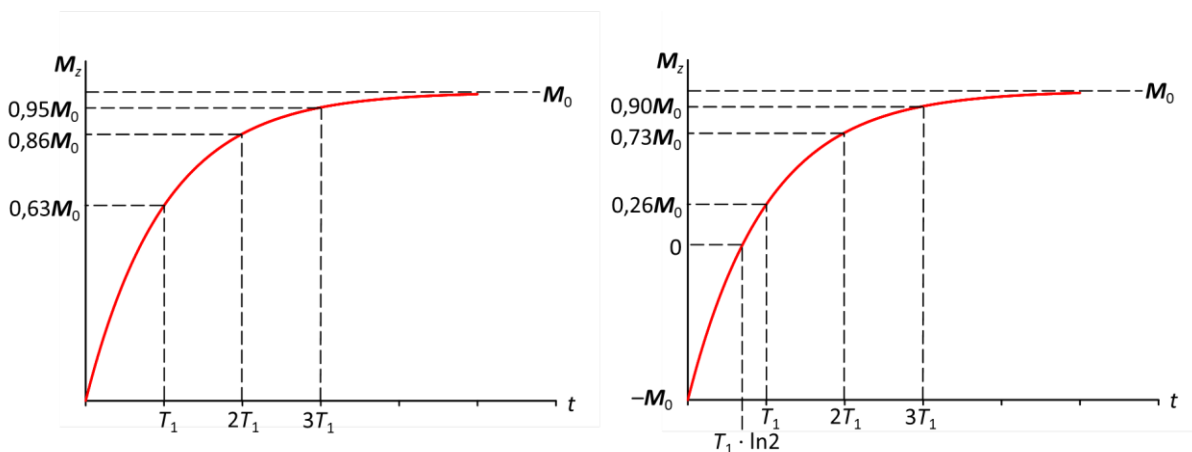
Magnetizace směřuje v rovnovážném stavu ve směru osy z. Aplikací elektromagnetických pulzů stáčíme magnetizaci z osy z a jaderný spinový systém je vyveden z rovnováhy. Systém se postupně vrací zpět do rovnovážného stavu a tomuto jevu říkáme relaxace. V NMR spektroskopii se rozlišují dva typy relaxačních dějů: **podélná relaxace** a **příčná relaxace**.

4.1 Podélná relaxace

Během podélné relaxace (spin-mřížkové, longitudální) se znovu buduje rovnovážná magnetizace v ose z. Například v pulzní sekvenci pro měření vodíkových NMR spekter je 90° pulz, který sklopí magnetizaci z osy z do roviny xy. Bezprostředně po tomto pulzu je tedy magnetizace v ose z nulová. Díky podélné relaxaci se znovu vybuduje rovnovážná magnetizace v ose z. Nárůst magnetizace v ose z probíhá podle rovnice

$$M_z = M_0 (1 - e^{-t/T_1})$$

kde M_z je velikost magnetizace v ose z, M_0 je rovnovážná magnetizace, t je čas po 90° pulzu a T_1 je spin mřížkový relaxační čas (obrázek 4.1). Čím je T_1 kratší, tím rychleji je znovu dosaženo rovnovážného stavu. T_1 bývá nejčastěji v řádech stovek milisekund až sekund, ale v některých případech může být i mnohem kratší nebo delší (až několik hodin). Podélná relaxace je také zodpovědná za vybudování magnetizace po vložení vzorku do magnetického pole. Celková magnetizace vzorku mimo magnetické pole je nulová a po umístění v magnetickém poli se postupně buduje se stejným charakteristickým časem T_1 jako po excitaci spinového systému elektromagnetickými pulzy.

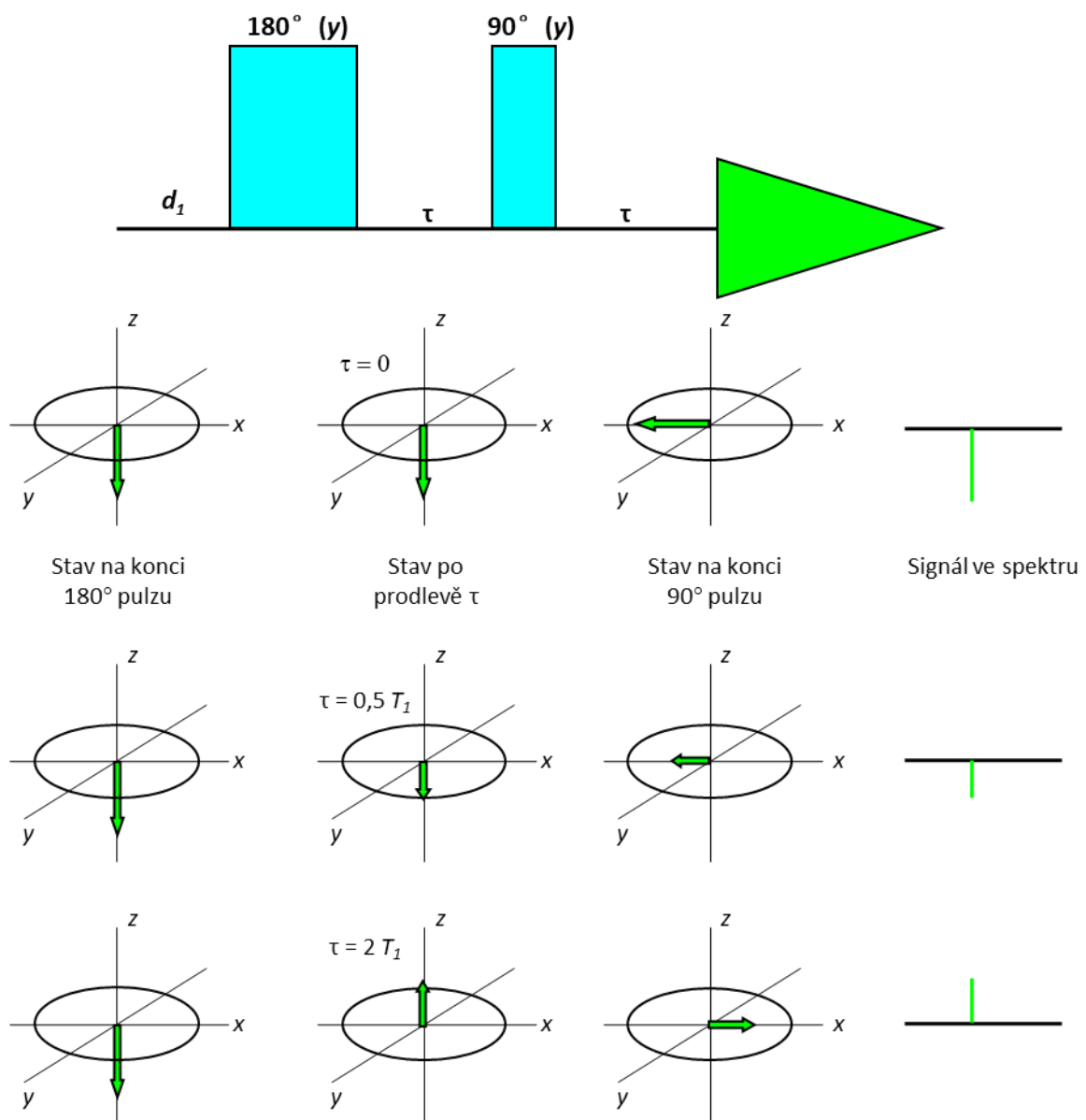


Obrázek 4.1. Vlevo: návrat podélné magnetizace M_z k rovnovážné hodnotě M_0 po 90° pulzu. Vpravo: návrat podélné magnetizace M_z k rovnovážné hodnotě M_0 po 180° pulzu.

Alespoň přibližná znalost relaxačního času T_1 je důležitá pro nastavení repetičního času pulzních experimentů. Prodleva d_1 na začátku každého průchodu pulzní sekvencí musí být dostatečně dlouhá, aby spinový systém dosáhl stavu blízkého rovnováze. To nebývá problém při měření vodíkových spekter, protože vodíková jádra mají většinou krátké relaxační časy T_1 . Některá uhlíková jádra (hlavně kvartérních uhlíkových atomů) ale mohou mít relaxační čas T_1 delší a při běžném nastavení repetičního času uhlíkového experimentu (například 3 sekundy) se jejich magnetizace

nedostane do rovnovážného stavu. V dalším průchodu pulzní sekvencí je po excitačním pulzu velikost magnetizace v rovině xy menší než u plně zrelaxovaných jader a intenzita výsledných signálů ve spektru je tedy nižší. To je jeden z důvodů, proč se běžná uhlíková spektra nedají integrovat (druhým důvodem je nukleární Overhauserův efekt – kapitola 5).

Pro měření relaxačních časů T_1 se používá pulzní sekvence „**inversion recovery**“ (obrázek 4.2). Tato sekvence obsahuje 180° pulz, který sklopí magnetizaci do osy $-z$, poté následuje prodleva τ , kterou můžeme měnit. Během prodlevy τ dochází k podélné relaxaci, magnetizace v $-z$ se zmenšuje, prochází nulou a pak se znovu vytváří magnetizace v ose $+z$. Po prodlevě τ následuje 90° pulz a detekce signálu. Příklad měření uhlíkových relaxačních časů je na obrázku 4.3.



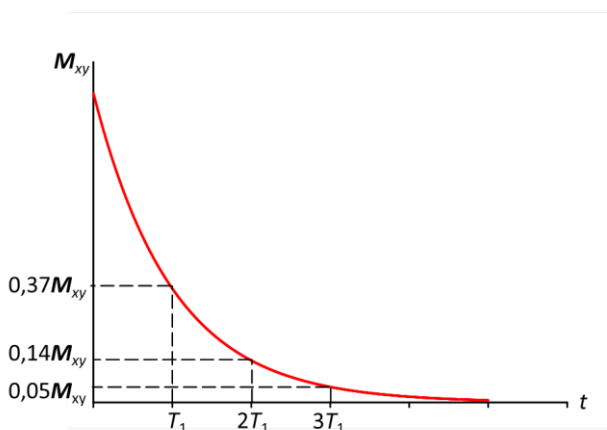
Obrázek 4.2. Pulzní sekvence Inversion recovery a vývoj spinového systému v průběhu této sekvence v závislosti na délce prodlevy τ .

4.2 Příčná relaxace

Během příčné relaxace (spin-spinové, transversální) dochází k ubývání magnetizace v rovině xy . Příčná relaxace spočívá ve vzájemné interakci jader, spojené s výměnou orientace jejich spinů a předáním energie. Zkracuje střední doby života jader v excitovaném stavu, ale nevede ke vzniku přebytku jader na nižší energetické hladině. Důsledkem příčné relaxace ubývá intenzita snímaného signálu (FIDu). Úbytek magnetizace v rovině xy probíhá podle rovnice

$$M_{xy} = M_0 \cdot e^{-t/T_2}$$

kde M_{xy} je velikost magnetizace v rovině xy , M_0 je magnetizace v rovině xy po 90° pulzu, t je čas po 90° pulzu a T_2 je spin mřížkový relaxační čas (obrázek 4.4). Čím je T_2 kratší, tím rychleji ubývá magnetizace v rovině xy a také FID ubývá rychleji. Krátké časy T_2 mají za následek rozšíření signálů ve spektru (viz kapitola 2.4 o Fourierově transformaci). T_2 bývá nejčastěji v řádu stovek milisekund až sekund. Obecně lze říci, že velké molekuly (např. proteiny, polymery) mají krátké relaxační časy T_2 a signály těchto látek proto bývají rozšířené. Naopak malé molekuly (např. běžná rozpouštědla) mají T_2 dlouhé a ve spektru mají úzké signály. Relaxační čas T_2 je vždy kratší nebo rovný času T_1 (nikdy nemůže nastat situace, že magnetizace je ještě stále v rovině xy – nedošlo k příčné relaxaci, ale už je i v ose z – došlo k podélné relaxaci).



Obrázek 4.4. Doznívání příčné magnetizace M_{xy} k nulové rovnovážné hodnotě po 90° pulzu.

Pro měření relaxačních časů T_2 se používá pulzní sekvence spinové echo (kapitola 3.1). Tato sekvence začíná prodlevou, během níž se v systému ustanoví rovnovážný stav. Poté následuje 90° pulz, který sklopí magnetizaci z osy z do roviny xy . Během doby τ vykonává magnetizace precesní pohyb kolem osy z se svojí Larmorovou frekvencí. Za dobu τ se magnetizace otočí o úhel ϕ . Poté následuje 180° pulz podél osy x , který ponechá magnetizaci v rovině xy , ale překlopí ji na druhou stranu osy x . Během doby τ vykonává magnetizace opět precesní pohyb kolem osy z . Za dobu τ se magnetizace otočí o stejný úhel ϕ a tím pádem se vrátí opět do osy x , ale její intenzita je snížena kvůli příčné relaxaci, ke které došlo v průběhu této pulzní sekvence. Čím je doba τ delší, tím je výsledná magnetizace v ose x menší. Příklad měření uhlíkových relaxačních časů T_2 pomocí spinového echa je na obrázku 4.5.

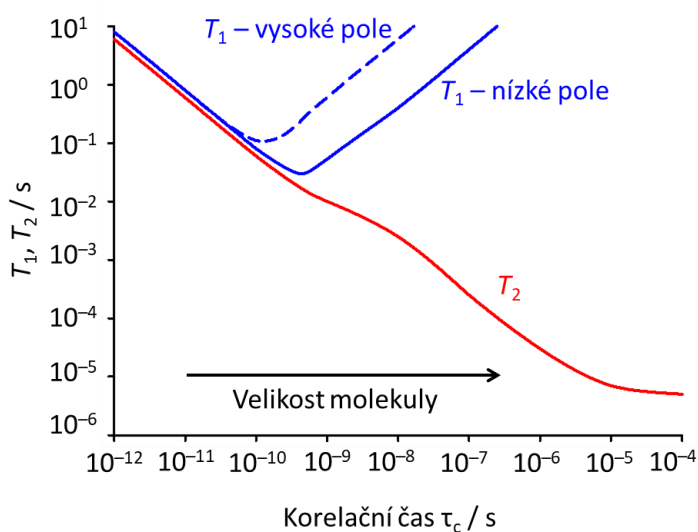
4.3 Relaxační mechanismy

Spontánní relaxace (bez externích vlivů) je pro izolovaná jádra se spinem $\frac{1}{2}$ prakticky nulová. Aby mohlo docházet k relaxaci, musí na jádro působit fluktuující magnetické pole. Hlavním zdrojem fluktuujícího magnetického pole je molekulový pohyb, díky kterému dochází ke změnám ve vzdálenosti a vzájemné orientaci daného jádra s dalšími magneticky aktivními jádry v molekule. Molekulární pohyb lze popsat efektivním **korelačním časem** τ_c , který v případě translačního pohybu definuje průměrný čas mezi dvěma srážkami molekul anebo při rotačním pohybu střední čas pootočení molekuly o 1 radián. Hodnota τ_c souvisí s velikostí a symetrií molekuly, viskozitou a teplotou. Typický korelační čas malých molekul v neviskózních rozpouštědlech je v řádu 10^{-12} sekund

Rychlost spin-mřížkové relaxace ($1/T_1$) je nejvyšší, když korelační frekvence molekulárního pohybu ($1/\tau_c$) je blízká rezonanční frekvenci relaxujících jader ($\tau_c \cdot \omega_0 \sim 1$) a rychlost relaxace klesá, je-li molekulární pohyb výrazně rychlejší nebo pomalejší. Naproti tomu k rychlosti spin-spinové relaxace ($1/T_2$) přispívá nízko- i vysokofrekvenční molekulární pohyb, takže $1/T_2$ monotónně klesá s klesajícím τ_c .

Souvislost relaxačních časů T_1 , T_2 (resp. relaxačních rychlostí $1/T_1$ a $1/T_2$) s korelačním časem τ_c (resp. korelační frekvencí $1/\tau_c$) ukazuje **obrázek 4.6**. Za podmínek rychlé molekulární reorientace ($\tau_c \cdot \omega_0 \ll 1$ - tzv. podmínka extrémního zúžení čar, která bývá splněna pro většinu organických látek v roztocích, s výjimkou některých makromolekul) jsou obě relaxační rychlosti a tedy i relaxační časy T_1 a T_2 stejné.

Pozorované relaxační rychlosti $1/T_1$ a $1/T_2$ jsou sumou relaxačních rychlostí několika různých mechanismů, jež k relaxaci přispívají.



Obrazek 4.6. Schematicky znázorněný vztah mezi relaxačními časy T_1 , T_2 a korelačním časem τ_c .

Dipól-dipólová relaxace (DD) je způsobena interakcí magnetických dipólů jader a je dominujícím relaxačním mechanismem pro jádra se spinem $\frac{1}{2}$. Existují dva typy interakce mezi magneticky aktivními jádry: skalární (J) interakce, která je zprostředkována elektrony a přímá dipól-dipólová (nebo dipolární) interakce, která závisí na vzdálenosti mezi jádry a jejich vzájemné orientaci vůči magnetickému poli. Na rozdíl od skalární interakce nevede přímá dipól-dipólová interakce k štěpení signálů látek v roztoku, protože rychlá reorientace molekul vede k zprůměrování této interakce na nulovou střední hodnotu. Rychlé změny velikosti této interakce v průběhu molekulových pohybů ale přispívají k relaxaci. Rychlost dipól-dipólové relaxace klesá s šestou mocninou vzdálenosti

interagujících jader a tato relaxace je tedy neúčinnější při interakcích mezi přímo navázanými atomy. To je důvodem, proč kvartérní uhlíkové atomy mívají delší relaxační časy než uhlíky s přímo navázanými vodíkovými atomy. Rychlost dipól-dipólové relaxace je také přímo úměrná gyromagnetickým poměrům interagujících jader. Z tohoto důvodu jsou relaxační rychlosti jader ^{13}C v deuterovaných rozpouštědlech menší než v molekulách s vodíkem ^1H (^2H má přibližně 6,5 krát menší gyromagnetický poměr než ^1H).

Kvadrupólová relaxace (QR) je obvykle dominujícím relaxačním mechanismem pro jádra se spinem $I > \frac{1}{2}$, která mají elektrický kvadrupólový moment v důsledku nesférického rozložení elektrického náboje. Molekulární pohyb pak vede k fluktuaci elektrického pole a může přispívat k relaxaci. Rychlost kvadrupólové interakce závisí na velikosti kvadrupólového momentu jádra, který je konstantní pro daný izotop, a symetrii molekuly. Některá kvadrupolární jádra, například ^2H nebo ^6Li , mají malý kvadrupólový moment a jejich relaxace není výrazně rychlejší než u jader se spinem $\frac{1}{2}$ a lze je v roztoku bez problémů měřit. Jádra s velkým kvadrupólovým momentem mívají výrazně kratší relaxační časy T_1 i T_2 , což vede ke značnému rozšíření jejich signálů ve spektru, často není ani možné rozlišit signály jednotlivých neekvivalentních jader v molekule. Kvadrupolární relaxace může ovlivnit i okolní magneticky aktivní jádra X, protože rychlá relaxace může rozšířit nebo zcela odstranit skalární interakce s kvadrupolárním jádrem, což přispívá k relaxaci jádra X (mechanismem skalární relaxace). Tento efekt lze běžně pozorovat například pro $^{14}\text{N-H}$, $^{14}\text{N-C}$, $^{11}\text{B-H}$ a $^{11}\text{B-C}$ skupiny. Například bývá obtížné pozorovat protony nebo uhlíky přímo navázané na bor, protože jejich signály jsou rozšířené tímto mechanismem. Ze stejného důvodu většinou nejsou ve vodíkových nebo uhlíkových spektrech pozorovatelné skalární interakce s dusíkem ^{14}N (přestože ^{14}N je magneticky aktivní a má téměř 100% přirozené izotopové zastoupení). Skalární interakce s dusíkem ^{14}N lze pozorovat pouze pro molekuly s tetraedrickou symetrií, například tetraalkylamonné soli nebo amonné kationty. **Obrázek**

Spin-rotační relaxace (SR) se výrazně uplatňuje u velmi malých molekul či velmi rychle rotujících skupin (např. CH_3), zvláště při vyšších teplotách a v plynech. Rychle rotující molekuly a skupiny s malým momentem setrvačnosti generují rotační magnetický moment, který může interagovat s jaderným magnetickým momentem a vést k relaxaci jádra.

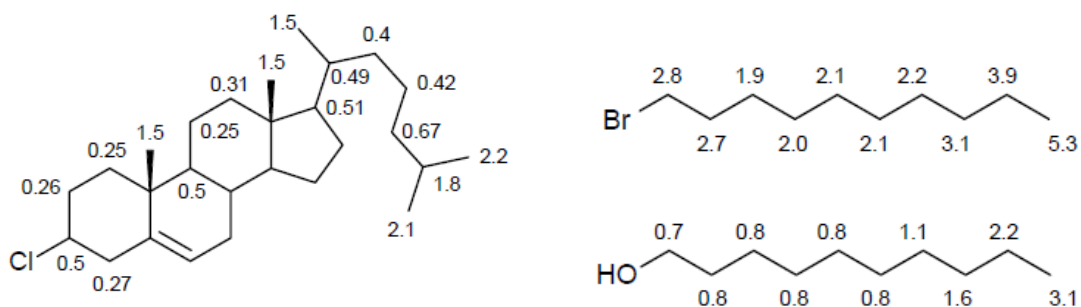
Relaxace anizotropií chemického posunu (CSA). Protože stínící konstanta σ je obecně anizotropní (její hodnota závisí na orientaci molekuly vůči poli \mathbf{B}_0), způsobuje rotace molekul náhodné fluktuace magnetického pole. Molekulární reorientace sice zprůměrují velikost stínění (chemického posunu) jádra, ale fluktuující složky magnetického pole s vhodnými frekvencemi mohou přispívat k relaxaci jádra.

Skalární relaxace (SC) se může uplatnit tehdy, když pozorované jádro má skalární interakci s jiným jádrem a tato interakce je modulována buď chemickou výměnou, nebo relaxací tohoto jádra. Fluktuace skalární spin-spinové interakce J pak může vést k fluktuujícím magnetickým polím v místě pozorovaného jádra a přispívat tak k jeho relaxaci.

Podobným způsobem jako k relaxaci přispívají vzájemné interakce mezi jádry (skalární a dipolární) mohou relaxační časy významně zkracovat i interakce s nepárovými elektrony v paramagnetických látkách. Přítomnost paramagnetických iontů v měřeném roztoku může způsobit značné rozšíření spektrálních čar. Zvýšení relaxačních rychlostí při interakcích s nepárovým elektronem využívají **relaxační činidla** (například *tris*(acetylacetonát) chromitý, **xx**), která přispívají rovnoměrně ke zvýšení relaxačních rychlostí jader substrátu a umožňují tak zkrátit repetiční čas pulzní sekvence (zkrácením doby d_1 nutné pro návrat do rovnovážného stavu). Pokud je paramagnetický iont pevně vázán v komplexu nebo molekule (například v metaloproteinech), lze paramagnetickou relaxaci využít k získávání strukturních informací, protože tato relaxace (a tedy

rozšíření signálů) klesá se šestou mocninou vzdálenosti jádra od paramagnetického centra. Molekuly kyslíku O₂ jsou také paramagnetické a mohou zkracovat relaxační časy látek v roztoku, proto je třeba před měřením relaxačních časů kyslík z roztoku odstranit buďto vakuem nebo probubláním roztoku dusíkem nebo argonem.

Protože rychlost NMR relaxace úzce souvisí s pohybem molekul, lze měření relaxačních časů využít ke studiu molekulové dynamiky. Například různé rychlosti molekulových pohybů v různých částech (segmentech) molekuly se projeví na rychlosti relaxace. Například ¹³C relaxační časy T₁ v 1-bromdekanu jsou přibližně stejné pro všechny uhlíky v centrální části molekuly, ale prodlužují se blízko konců, kde je konformační flexibilita a rychlost molekulových pohybů vyšší. V dekan-1-olu se uhlíkové T₁ časy postupně zkracují, čím blíže je daný uhlík blíže OH skupině, což je pravděpodobně důsledek „ukotvení“ OH skupin vzájemnými mezimolekulovými vodíkovými vazbami. Efekt molekulové dynamiky lze také vypožorovat u cholesterol chloridu, kde všechny CH uhlíky umístěné v cyklickém skeletu molekuly mají přibližně stejné T₁ časy (0,5 s) a T₁ časy CH₂ uhlíků v této části molekuly jsou přibližně 0,25 s (díky dvojnásobné C–H dipolární interakci) – tato rigidní část molekuly se pohybuje jako jeden celek. Uhlíkové T₁ časy v bočním řetězci jsou kvůli zvýšené mobilitě delší. Podobným způsobem lze studovat i molekulovou dynamiku biomolekul. Například relaxační časy v proteinech se budou významně lišit pro rigidní globule a flexibilní oligopeptidové smyčky.



Obrázek xx. T₁ hodnoty vybraných ¹³C jader v cholesterol chloridu.