

## Physique hadronique : introduction

Ce chapitre a pour but d'introduire et de mettre en perspective les thématiques regroupées à l'IN2P3 sous la dénomination de « physique hadronique », en décrivant brièvement les enjeux scientifiques et les progrès récents sur le plan international dans ce domaine, indépendamment de la recherche faite plus spécifiquement à l'IN2P3, qui est couverte par les autres chapitres du rapport. Tout au long de ce chapitre, on renvoie par des [liens de cette couleur](#) à des informations complémentaires ou à des références bibliographiques, qui ne sont donc pas explicitées dans le texte. Les thématiques présentées ont en commun d'étudier une des quatre interactions fondamentales, l'interaction forte, dans toute sa complexité, c'est-à-dire dans le domaine dit *non perturbatif*. C'est à cause de ce caractère non perturbatif que, par exemple, un proton ne peut pas être décrit, même approximativement, comme un assemblage de trois quarks.

Au-delà de ce dénominateur commun, cependant, ce qu'on appelle au CNRS « physique hadronique » regroupe en réalité deux thématiques bien distinctes, étudiées au moyen d'instruments différents, et par des communautés scientifiques (théorie et expérience) en grande parties séparées : d'une part la physique des collisions noyau-noyau ultrarelativistes, communément appelée *physique des ions lourds*, où l'on étudie simultanément un grand nombre de hadrons (particules produites par l'interaction forte), d'autre part la physique hadronique proprement dite, dont l'objet d'étude est *le* hadron. Les communautés de ces deux thématiques sont de tailles inégales, dont on peut se faire une idée grossière par le nombre de participants aux principaux cycles de conférences : [Quark Matter](#) pour les ions lourds, dont la dernière édition avait environ 700 participants, et [Deep Inelastic Scattering \(DIS\)](#), dont la dernière édition avait 300 participants, pour la physique du hadron. Nous présenterons ces thématiques l'une après l'autre.

L'étude expérimentale de l'interaction forte dans le domaine non perturbatif a pu paraître autrefois d'un intérêt discutable, car il n'y avait pas de théorie solide à laquelle confronter les expériences. La situation a radicalement changé au cours de la dernière décennie, car on est désormais capable d'effectuer des calculs numériques *ab initio* pour l'interaction forte. Le principe de ces calculs dit de *QCD sur réseau* n'est pas nouveau, mais les temps de calcul sont d'autant plus grands que les quarks sont légers, et seuls les ordinateurs récents sont assez puissants pour permettre des calculs avec des masses de quarks réalistes. Ces calculs ont d'abord permis, il y a tout juste dix ans, de reproduire les masses

des hadrons les plus légers, ainsi qu'on peut le voir sur la figure 1. Ils ont ensuite été appliqués à des observables plus complexes, qui peuvent également être testées dans les expériences, telles que l'équation d'état à température finie, et la structure partonique des hadrons.

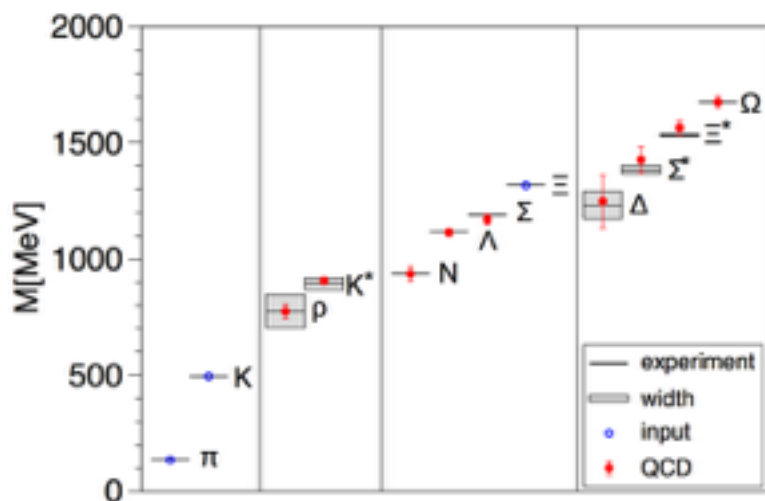


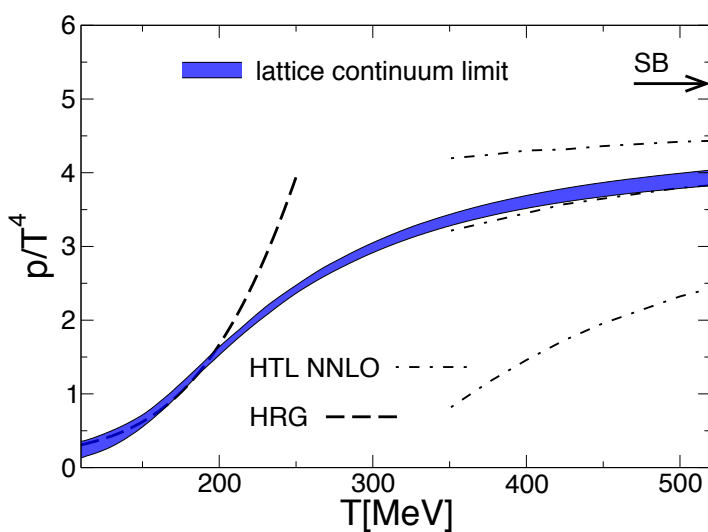
Figure 1 : Calcul ab initio des masses des hadrons : les masses de trois d'entre eux, indiquées par des points bleus, sont utilisées pour calculer les masses des trois quarks les plus légers. Les autres masses, en rouge, sont ensuite calculées à partir des valeurs des masses de ces trois quarks. Les traits horizontaux indiquent les valeurs expérimentales. (Extrait de [Durr et al., Science, 322 \(2008\) 1224-1227](#))

## Collisions noyau-noyau et proton-noyau ultrarelativistes

Une collision entre deux noyaux atomiques accélérés à des vitesses proches de la vitesse de la lumière s'opère par interaction forte entre tous les constituants de ces noyaux, et constitue donc un processus particulièrement complexe. Pour donner un ordre de grandeur, une collision frontale entre deux noyaux de plomb au Large Hadron Collider (LHC) du CERN crée environ 30000 hadrons. Tous les hadrons de la figure 1 sont produits, et bien d'autres encore, mais les plus légers sont les plus nombreux : on compte environ 75% de pions ( $\pi$ ), 15% de kaons (K), et 10% de hadrons plus lourds, dont proton et neutron. L'intérêt de réaliser des collisions aussi complexes est, très généralement, qu'on y observe des phénomènes dits émergents, qui ne sont pas vus dans les collisions proton-proton. Il s'agit de différences qualitatives, et non simplement quantitatives : citons le prix Nobel de physique Philip Anderson, *More is different*. Ces phénomènes émergents, dont on donnera plus loin des illustrations concrètes, apparaissent pour la première fois, au travers des collisions d'ions lourds, dans le contexte de la physique des hautes énergies. En effet, celle-ci est traditionnellement le domaine scientifique réductionniste par excellence, en ce sens qu'on y cherche à dégager les lois fondamentales. Dans les pages qui suivent, on verra plutôt comment ces lois fondamentales, en l'occurrence l'interaction forte dans le domaine non perturbatif, font apparaître des comportements nouveaux dans un grand système, dont la compréhension théorique et l'analyse expérimentale requièrent des méthodes nouvelles et spécifiques.

La collision entre deux noyaux produit un système étendu et éphémère régi par l'interaction forte, dont la détente dans le vide donne naissance aux hadrons observés. L'interaction

forte instaure pendant un court instant un équilibre thermodynamique local dans ce système. La thermalisation efface la mémoire des détails, dans le sens où les propriétés de l'état thermalisé sont entièrement déterminées par les quantités conservées (les invariants de la dynamique). Or la thermodynamique de l'interaction forte est, depuis quelques années, connue précisément grâce aux calculs sur réseau. La figure 2 représente la variation de la pression avec la température. A basse température (au-dessous de 150 MeV), quelques hadrons légers sont créés par excitation thermique, et l'équation d'état est celle d'un gaz dilué (parfait) de hadrons. A haute température, la pression est proportionnelle à  $T^4$ , comme pour le rayonnement de corps noir (loi de Stefan). La seule différence avec ce dernier est qu'il s'agit de quarks et de gluons au lieu de photons. On appelle traditionnellement *plasma de quarks et de gluons* l'état de haute température, qui ne peut pas être décrit comme un gaz de hadrons.



**Figure 2 :** Calcul ab initio de l'équation d'état de l'interaction forte.  $P$  est la pression et  $T$  la température. On calcule  $P/T^4$  car cette quantité est sans dimension dans les unités naturelles  $k_B = \hbar = c = 1$ . La ligne pointillée à basse température est l'équation d'état d'un gaz parfait de hadrons, et la flèche à haute température correspond à un gaz parfait de quarks et de gluons de masse nulle (loi de Stefan-Boltzmann). ([Borsanyi et al, Phys.Lett. B730 \(2014\) 99-104](#))

L'étude expérimentale du plasma de quarks et de gluons a réellement démarré avec la mise en service du premier collisionneur noyau-noyau, le RHIC, à Brookhaven (New-York), en 2000. C'est au RHIC qu'ont été mis en évidence et compris, dans les grandes lignes, les principaux phénomènes qui sont maintenant étudiés plus précisément au LHC. Le LHC a effectué des collisions plomb-plomb à 2.76 TeV puis 5.02 TeV (énergies des collisions nucléon-nucléon dans le centre de masse) en 2010, 2011, et 2015, et des collisions proton-plomb à 5.02 TeV puis 8 TeV en 2012, 2013, et 2016, et enfin, pendant quelques heures, des collisions xénon-xénon à 5.44 TeV fin 2017. La température du plasma de quarks et de gluons formé dans une collision décroît rapidement avec le temps lorsqu'il se détend dans le vide. Or les différentes signatures expérimentales sondent le plasma à des temps différents, ce qui fait qu'on peut trouver dans la littérature des valeurs numériques discordantes pour la température observée dans ces collisions. Pour l'essentiel, cependant, et pour fixer les idées, les expériences du RHIC et du LHC sondent le domaine de température compris entre 200 et 300 MeV sur la figure 2, comme le montre [une étude récente](#).

Les analyses expérimentales spécifiques à ces collisions se répartissent en deux grandes catégories suivant qu'on considère l'ensemble des particules produites, en majorité des

pions d'impulsions transversales entre 0 et 2 GeV, ou bien des événements plus rares dits *sondes dures*, qui comprennent les particules de grande impulsion transversale, et les particules comprenant des quarks lourds, *c* ou *b*. Nous passerons en revue ces catégories tour à tour.

## L'expansion hydrodynamique

C'est en regardant l'ensemble des particules qu'on mesure le plus directement les propriétés thermodynamiques, qui sont des propriétés globales. La première étape est de montrer expérimentalement que le système produit dans la collision thermalise. Soulignons qu'il ne s'agit pas d'un système homogène au repos, mais d'un système inhomogène et en expansion dans le vide. Donc la thermalisation est au mieux locale, et implique que l'expansion suit les lois de la dynamique des fluides compressibles. Le mouvement d'une particule du fluide est alors la superposition d'un mouvement d'agitation thermique, et du mouvement du fluide, qui est commun à toutes les particules en un point donné. Ce mouvement d'ensemble produit des corrélations spectaculaires entre les vitesses des particules, qui sont représentées sur la figure 3 à droite.

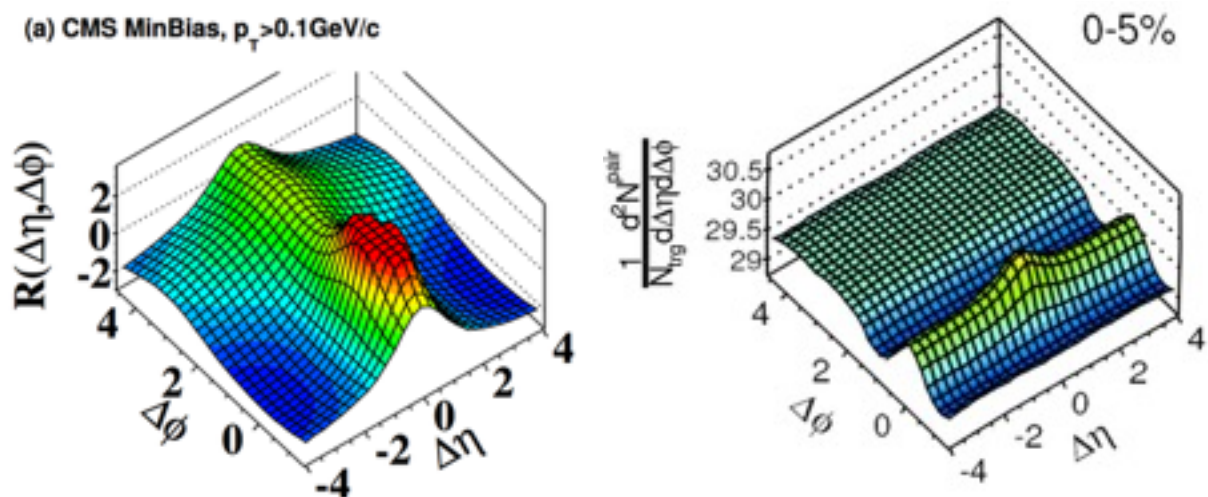


Figure 3 : Nombre de paires de particules, mesuré par la collaboration CMS, en fonction de l'angle azimutal relatif  $\Delta\Phi$  et de la rapidité relative  $\Delta\eta$  (la rapidité dépend de l'angle polaire  $\theta$ ). A gauche : pour une collision proton-proton (une constante a été soustraite, d'où les valeurs négatives). A droite : pour une **collision plomb-plomb centrale**.

La figure de gauche représente la corrélation à deux particules mesurée dans les collisions proton-proton, que nous montrons uniquement pour fournir un élément de comparaison. Les corrélations y sont ramassées autour de  $\Delta\eta=0$ , ce qui correspond à des paires de particules de rapidités voisines. On parle alors de corrélations à courte portée. On voit que le détail (la dépendance en  $\Delta\eta$  et  $\Delta\Phi$ ) de ces corrélations à courte portée est compliqué, et leur explication physique fait intervenir divers mécanismes (désintégrations de résonance, corrélations de Bose-Einstein). Le contraste avec la figure de droite, qui montre la même observable, à des constantes de normalisation près, pour des collisions noyau-noyau centrales, est frappant. La figure de droite est beaucoup plus simple et régulière, en forme

de vague. Si on excepte une petite bosse autour de (0,0), qui est la trace discrète de corrélations à courte portée, la corrélation est essentiellement indépendante de  $\Delta\eta$ . On montre qu'elle est naturellement expliquée, sans hypothèse supplémentaire, par la formation d'un fluide possédant une certaine symétrie (invariance longitudinale). Ce mécanisme, quoique très simple, n'a été **élucidé qu'en 2010 par deux chercheurs du MIT**. Cette différence entre les collisions proton-proton et noyau-noyau, et la simplification observée dans le système le plus complexe, sont la signature claire d'un phénomène émergent.

Le succès de la modélisation hydrodynamique va bien au-delà de cette observation qualitative. Elle explique aussi naturellement la forme précise de la dépendance en  $\Delta\phi$ , ainsi que sa variation avec la centralité de la collision. La vague observée est un phénomène macroscopique, dans lequel la taille et la forme du système, qui dépendent du paramètre d'impact de la collision, jouent un rôle crucial. Plus précisément, l'anisotropie azimutale de la distribution des particules sortantes est comprise comme la réponse hydrodynamique à l'anisotropie spatiale du système formé juste après la collision. Elle est dominée par une **déformation elliptique** dans les collisions semi-centrales, due à la forme en amande de la zone de recouvrement entre les deux noyaux. Il y a aussi une **déformation triangulaire** notable, créée principalement par des fluctuations quantiques dans les fonctions d'onde des projectiles. Le mécanisme à l'oeuvre présente une analogie inattendue avec le mécanisme qui engendre les anisotropies du rayonnement du fond diffus cosmologique : des fluctuations quantiques, amplifiées par une expansion hydrodynamique. Les harmoniques supérieures de la distribution en  $\Delta\phi$ , qui sont mesurées jusqu'à l'ordre 7, font intervenir des réponses hydrodynamiques linéaires et **non-linéaires** aux anisotropies initiales, et ces réponses sont remarquablement bien comprises.

Nous n'avons illustré ces mesures de corrélation que sur le cas le plus simple des corrélations de paires. Mais le grand nombre de particules observé dans chaque collision permet de corréler plus de deux particules (les mesures actuelles ne vont pas au-delà de 8 particules, mais uniquement pour des raisons logicielles). Ces corrélations multiples donnent des informations précises sur la distribution statistique des anisotropies d'une collision à l'autre. Les fluctuations de ces anisotropies sont gaussiennes à une bonne approximation, en raison du théorème de la limite centrale, mais une analyse précise révèle de légères **non-gaussianités**, en accord quantitatif avec les prédictions théoriques.

La pertinence d'une description continue, en termes de fluide, peut surprendre pour un système aussi petit. Elle est généralement valable, pour un écoulement compressible, si le nombre de Reynolds est grand devant 1. Le nombre de Reynolds est le quotient de la taille du système et de la viscosité cinématique, et la petite taille est ici compensée par la viscosité très faible. S'il n'existe pas encore de calcul *ab initio* de la viscosité du plasma de quarks et de gluons, on sait depuis Maxwell qu'un couplage fort implique une viscosité faible, car la viscosité est proportionnelle au libre parcours moyen. Des **techniques spécifiques, issues de la théorie des cordes**, ont été mises au point pour calculer la viscosité dans le régime de couplage fort. L'observation d'un petit fluide dans les collisions

d'ions lourds est maintenant considéré comme une conséquence naturelle de la formation d'un **plasma de quarks et de gluons dans le domaine fortement couplé**.

La compréhension théorique du processus de thermalisation a beaucoup progressé au cours des cinq dernières années. Le but était de comprendre comment un couplage faible peut amener une thermalisation rapide. Le couplage est faible car les collisions entre les partons (quarks et gluons) des noyaux incidents se font à très haute énergie, et l'intensité de l'interaction forte décroît avec l'énergie (liberté asymptotique). La modélisation utilise le fait que les partons qui entrent en jeu dans la thermalisation sont très nombreux, et peuvent donc être décrits par un champ (de couleur) classique. L'interaction de ces champs a été étudiée numériquement, et des théoriciens français ont montré que **la pression devient rapidement isotrope**, ce qui est une condition nécessaire pour la thermalisation. Des études ultérieures ont montré que **l'application des équations de l'hydrodynamique était justifiée** à des temps très courts.

En 2012, l'observation de corrélations en forme de vague, similaires à celles représentées sur la figure 3 (droite) dans un système encore plus petit, les **collisions proton-noyau**, a été une surprise, bien que des **calculs hydrodynamiques** eussent prédit ces résultats. Une analyse détaillée des **fluctuations non-gaussiennes** (par des corrélations à 4, 6, 8 particules), a ensuite donné des résultats en accord avec les prédictions hydrodynamiques, qui sont **universelles**. On attend maintenant les résultats des données prises en 2016, qui devraient être bien plus précises et permettront d'infirmer ou de confirmer ce succès.

Enfin, le même phénomène est observé, quoique beaucoup plus discret, dans les **collisions proton-proton**, si on sélectionne au préalable celles qui produisent le plus grand nombre de particules. Ce qu'on voit en pratique, c'est une petite différence par rapport au cas usuel illustré sur la figure 3, à gauche. Cette différence consiste en une très légère bosse, dite **ridge**, autour de  $\Delta\phi=0$ . Une analyse des **corrélations à 4 et 6 particules** a ensuite confirmé une similitude avec les collisions proton-noyau. Mais cette première analyse est biaisée par les corrélations à courte portée, qui dominent sur la figure 3 (gauche). S'affranchir de ces corrélations à courte portée nécessite de **modifier les méthodes d'analyse** utilisées jusqu'ici.

## Les jets dans le plasma

Nous passons maintenant rapidement en revue quelques *sondes dures* du plasma de quarks et de gluons, en commençant par la principale, qui est la modification des *jets* lorsqu'ils traversent un plasma. Rappelons qu'on appelle *jet* la gerbe de particules que produit l'éjection d'un quark ou d'un gluon de haute énergie. Alors que la physique du *petit fluide* présentée plus haut date, dans ses grandes lignes, des expériences du RHIC, la physique des jets dans les collisions d'ions lourds n'a pris son essor qu'avec le démarrage du LHC. La raison est d'une part que les jets sont plus nombreux à plus haute énergie, d'autre part que la meilleure qualité des détecteurs du LHC permet de mieux les identifier. Signalons au passage que l'**algorithme de reconstruction des jets** utilisé par toutes les

collaborations du LHC (également dans les collisions proton-proton) a été mis au point en France, et qu'il est l'article de physique théorique des hautes énergies le plus cité des 10 dernières années.

Un quark (ou antiquark, ou gluon) de haute énergie se transforme en *jet* par un processus de cascade d'émissions successives de gluons. Dans le vide, chaque gluon émis est presque colinéaire au gluon initial, et il en résulte une gerbe de particules collimatées. Dans un plasma, l'émission de gluons se fait au contraire principalement **à grand angle**. Or les algorithmes de reconstruction de jets ne prennent en compte que les particules presque colinéaires au jet. Les gluons rayonnés à grand angle sortent donc du jet, tel qu'il est défini expérimentalement. Ainsi, le jet observé a une énergie moindre que le jet initial. Cette « perte d'énergie » peut être mise en évidence par diverses observables. La plus simple est de compter le nombre de jets d'une énergie donnée dans les collisions noyau-noyau et de comparer au nombre attendu, qui est le nombre de jets dans chaque collision proton-proton multiplié par le nombre de collisions nucléon-nucléon. Le ralentissement se traduit par une **diminution du nombre de jets d'un facteur 2 environ**. Une autre méthode consiste à regarder les jets non pas isolément, mais par paires ou *dijets*. Le processus élémentaire à l'origine de la production des jets est le plus souvent une collision élastique entre deux partons, qui produit *deux* partons d'impulsions transversales exactement opposées, qui deviennent *deux* jets. Dans un plasma, ces deux jets ont des parcours différents et subissent donc des pertes d'énergie différentes. Il en résulte une **asymétrie entre les impulsions transversales des jets**, qui est sans doute la manifestation la plus spectaculaire de la perte d'énergie des jets. Cette asymétrie a ensuite été observé dans des **processus plus rares où un des deux jets est remplacé par un photon**, qui n'est pas ralenti. Le mécanisme de perte d'énergie via une cascade d'émissions présente des **analogies avec la turbulence** en mécanique des fluides.

Plus récemment, on a mesuré les modifications de la structure interne des jets dans les collisions noyau-noyau. La **répartition angulaire de l'énergie** est plus étalée, ce qui est expliqué par le même mécanisme de rayonnement à grand angle. La répartition en énergie des particules formant le jet, dite **fonction de fragmentation**, est également différente.

## Quarks lourds

Les quarks lourds, **c** et **b**, constituent une autre catégorie de sondes du plasma de quarks et de gluons. La motivation initiale remonte à une trentaine d'années, lorsque des théoriciens ont suggéré que la particule  $J/\psi$ , qui est un état lié quark-antiquark ( $c\bar{c}$ ), **disparaîtrait dans un plasma** en raison de l'écrantage de la force entre le quark et l'antiquark. Le même raisonnement vaut pour les Upsilon qui sont des états liés  $b\bar{b}$ . On s'attend à ce que l'écrantage dissolve plus facilement les états excités Upsilon(2S) et Upsilon(3S), qui sont moins liés que l'état fondamental Upsilon(1S). La vérification expérimentale par la collaboration CMS de la **suppression séquentielle** de ces trois états confirme que l'image qualitative est correcte. Du côté théorique, on sait maintenant faire des **calculs ab initio** du potentiel quark-antiquark dans un plasma.

La situation concernant le  $J/\psi$  est plus complexe, car le quark  $c$  est plus léger et moins rare que le quark  $b$ . Une seule collision Pb-Pb produit souvent plusieurs paires  $c\bar{c}$ . Dans ce cas, des quarks et antiquarks provenant de paires différentes peuvent se **recombinaison**, ce qui implique une augmentation, et non une diminution du nombre de  $J/\psi$ . Si la collaboration ALICE a bien mesuré une **suppression du  $J/\psi$**  au LHC, elle est moins importante qu'au RHIC, ce qui est la signature possible de ce nouveau mécanisme. Les approches théoriques modernes prennent en compte les phénomènes d'écrantage et de recombinaison en étudiant la **dynamique** particulière des quarks lourds dans le plasma de quarks et gluons légers.

## Sondes électromagnétiques

Enfin, on cherche à sonder le plasma en isolant les processus électromagnétiques qui s'y produisent. Si un photon (ou une paire électron-antiélectron, ou une paire muon-antimuon) est produit dans le plasma, il le traverse ensuite sans interagir (sa probabilité d'interaction est faible), et arrive intact au détecteur. De ce point de vue, les sondes électromagnétiques jouent un rôle privilégié car elles peuvent nous renseigner sur les premiers instants de la collision. La difficulté principale est que la grande majorité des photons (et électrons, muons) détectés viennent de désintégrations de hadrons. Par exemple, les pions neutres, qui constituent un quart des particules produites, se désintègrent en deux photons. Il faut soustraire ce « bruit de fond hadronique » pour isoler les photons « directs » ou « thermiques », ce qui a été par exemple réalisé par l'expérience **PHENIX au RHIC**. Ces photons ont un spectre de corps noir de température  $221 \pm 19$  MeV, compatible avec la température  $227 \pm 4$  MeV extraite des **spectres de hadrons**. L'expérience HADES, au GSI, a pour objet principal l'étude de ces sondes électromagnétiques, mais à plus basse énergie.

## Physique du hadron

### Spectre hadronique

Une activité traditionnelle de la physique hadronique est la détermination du spectre hadronique, c'est-à-dire la classification des hadrons suivant leurs nombres quantiques : saveur, spin, parité, et masse. Tout hadron est un ensemble de quarks confinés, et la compréhension du spectre hadronique teste notre compréhension du confinement, qui est un des grands problèmes ouverts de la physique des particules. Là encore, les progrès récents des calculs *ab initio* sur réseau, ainsi que l'utilisation des **théories effectives pour les quarks lourds**, donnent un éclairage théorique qui renouvelle les approches anciennes.

La découverte, au cours de la dernière décennie, de plusieurs hadrons dits *exotiques*, car ils échappent à la classification traditionnelle méson/baryon, a suscité une intense activité théorique et expérimentale. Ces nouvelles particules peuvent être interprétées, suivant les cas, comme des tétraquarks (2 quarks et 2 antiquarks) ou des pentaquarks (4 quarks et 1 antiquark). Elles contiennent toutes une paire quark-antiquark lourd ( $c\bar{c}$  ou  $b\bar{b}$ ), car ces



paires sont facilement identifiables. Plusieurs programmes expérimentaux étudient spécifiquement ces quarks lourds en Chine (BESIII), en Europe (LHCb), et au Japon (Belle II).

Ces nouvelles particules sont des résonances de courte durée de vie, et on ne détecte que les produits de leur désintégration. Plus précisément, elles apparaissent dans l'étape intermédiaire d'un processus de désintégration en cascade du type  $M \rightarrow X + C \rightarrow A + B + C$ , où  $X$  est la nouvelle particule, et la particule mère  $M$  et les particules filles  $A$ ,  $B$ ,  $C$  sont déjà connues. La particule mère est typiquement un baryon  $\Lambda_b$  dans l'expérience LHCb, une résonance  $c\bar{c}$  ou  $b\bar{b}$  dans le cas de BESIII et Belle, deux collisionneurs électron-positron dont l'énergie est réglée sur une résonance précise. Citons les plus célèbres de ces nouvelles particules : **Zc(3900)**, de contenu en quarks  $c\bar{c}u\bar{d}$ , **Zb(10610) et Zb(10650)**, de contenus en quarks  $b\bar{b}u\bar{d}$ , **Pc(4380) et Pc(4450)**, de contenus en quarks  $c\bar{c}uud$ .

Les dernières sont des pentaquarks, dont la découverte par LHCb en 2015 est l'aboutissement d'une longue série de fausses annonces ensuite démenties. Bien que l'analyse du LHCb soit solide, il est important de confirmer l'existence de ces pentaquarks par d'autres expériences. Il est prévu de les rechercher **au hall C du Jefferson Laboratory en Virginie (JLab)** par une production directe dans des collisions photon+proton. Le JLab est par ailleurs investi dans la spectroscopie hadronique à travers les expériences CLAS (Hall B) et GlueX (Hall D), où l'on recherche des baryons *hybrides*, dans la structure desquels les gluons jouent un rôle particulier.

## Structure du proton

Le deuxième volet de la physique hadronique proprement dite est l'étude de la structure interne du hadron. On étudie en pratique celle du proton, car c'est le seul hadron stable. On sait depuis **Feynman (1969)** que l'interaction d'un proton accéléré à haute énergie passe par l'interaction d'un parton (quark, antiquark ou gluon) contenu dans le proton. La répartition de l'impulsion du proton entre les partons qui le composent est définie par des quantités appelées *fonctions de structure*. Plus précisément, la fonction de structure donne le nombre de partons contenant une fraction  $x$  donnée de l'impulsion du proton.

Les fonctions de structure sont mesurées en envoyant un électron de haute énergie sur le proton. L'électron effectue une collision élastique avec un parton, qu'il éjecte hors du proton. On appelle ce processus, paradoxalement, la *diffusion profondément inélastique*, car on se place du point de vue du proton qui est profondément bousculé par la perte d'un parton.

Le fait que les fonctions de structure ainsi mesurées définissent bien la structure du proton, indépendamment du processus particulier qui est utilisé, est garanti par une propriété connue sous le nom de **factorisation**. En effet, dire que le proton est composé de quarks revient à dire que l'amplitude du processus de collision entre l'électron et le proton est le *produit* de deux amplitudes : l'amplitude de probabilité de trouver le quark dans le proton, qui est donné par la fonction de structure, et l'amplitude du processus de collision électron-

quark. Le **calcul ab initio des fonctions de structure** est un nouveau domaine théorique en pleine expansion.

La recherche expérimentale actuelle sur la structure du proton vise à obtenir une information plus détaillée que celle donnée par ces fonctions de structure. On a ainsi introduit les **fonctions de structure généralisées (GPD)**, qui donnent la répartition spatiale des partons, pour chaque valeur de  $x$ , dans le plan transversal (perpendiculaire à la direction du mouvement). Elles peuvent être vues comme des facteurs de forme à  $x$  fixé. Les **distributions en impulsion transversale (TMD)** déterminent, quant à elles, la distribution en impulsion transversale des partons, également à  $x$  fixé. Pour définir sans ambiguïté ces quantités, il faut montrer qu'elles vérifient aussi la **propriété de factorisation** mentionnée plus haut, ce qui représente un effort théorique considérable. Les GPD et les TMD donnent des informations reliées et complémentaires : les distributions en position (GPD) et en impulsion (TMD) sont deux aspects des distributions de partons dans l'espace des phases, qui peuvent être définies plus généralement par une **transformée de Wigner**.

L'étude expérimentale des fonctions de distributions généralisées est très différente de celle des fonctions de structure traditionnelles. Les fonctions de structure traditionnelles, moins détaillées, nécessitent moins d'information, et sont déterminées directement par des processus *inclusifs* : dans la collision électron-proton, il suffit de détecter l'électron sortant, qui permet de déterminer la valeur de la fraction  $x$  de l'impulsion portée par le parton éjecté. Les distributions généralisées, qui contiennent plus d'information, sont typiquement étudiées au moyen de processus *exclusifs*, où l'on doit identifier tous les produits de la collision. Les GPD peuvent être **extraites des données** de diffusion Compton virtuelle profondément inélastique (DVCS), qui sont des processus de diffusion électron-proton où il y a seulement un électron, un proton et un photon dans l'état final. Ce processus est équivalent à une diffusion Compton  $\gamma + p \rightarrow \gamma + p$ , dans laquelle le photon incident est virtuel. La DVCS a été étudiée au JLab (Halls A et B) et est également un des objectifs de l'expérience COMPASS au CERN. Les TMD, quant à elles, peuvent être **étudiées au moyen du processus de Drell-Yan**, qui est l'annihilation d'une paire quark-antiquark en une paire de leptons. L'impulsion transversale des particules sortantes donne une information sur l'impulsion transversale des partons avant la collision. Un autre processus donnant accès aux TMD est la **diffusion profondément inélastique semi-inclusive (SIDIS)**, où l'on identifie un méson de spin nul en plus de l'électron dans les produits de la collision, et qui est également étudiée par les expériences COMPASS et JLab Hall A.

Les fonctions de structure généralisées telles que les GPD et les TMD permettent d'étudier comment **le spin est distribué entre les partons**, et plus généralement quel est le mouvement des partons à l'intérieur du proton. La diffusion Compton virtuelle donne accès au spin porté par les quarks, qui est donné par la **règle de somme de Ji**. On étudie d'autre part, pour un proton dont le spin est transverse à la direction du mouvement, la corrélation entre ce spin et l'impulsion transversale des quarks, appelé fonction de Sivers (voir par exemple **cette étude récente**).

Les deux dernières années, enfin, ont vu la **généralisation** de ces études de structure détaillées, qui concernaient initialement les quarks, aux gluons, et en particulier aux gluons de « petit x », portant une fraction faible de l'impulsion du proton. L'étude de ces gluons était l'objet principal du collisionneur HERA, et constitue la motivation principale d'un futur collisionneur électron-ion. La compréhension du contenu en « petits gluons » des nucléons et des noyaux est également essentielle pour la physique des ions lourds, car ce sont les interactions de ces gluons qui créent la grande majorité des particules produites. Au-delà de cet intérêt pratique, la structure à petit x présente un intérêt particulier d'un point de vue théorique car elle présente des caractéristiques universelles, et la théorie est essentiellement la même pour un proton ou pour un noyau. Cette universalité est liée au phénomène de saturation (les gluons de petit x occupent toute la surface du projectile) qui a été **mis en évidence** il y a longtemps dans les données de HERA. Le projet de collisionneur électron-ion est ainsi le point où se rejoignent la physique des ions lourds et la physique hadronique proprement dite.