REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEURE ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DE MEDEA

FACULTE DES SCIENCES



Mémoire

Présenté pour obtenir le diplôme de **Master**

En physique

Spécialité :
Physique théorique

Par :

Amara Moussa
Kermiche Nour El Imene

Calcul des masses nucléaires par le modèle macroscopique-microscopique

Soutenue publiquement le : 29/09/2020, devant le jury composé de :

Dr. DEKAR Liès	Grade : MCA	Université de Médéa	Président
Dr. AHMED AMMAR Mohamed	Grade : MCB	Université de Médéa	Examinateur
Dr. BOUCHACHIA Karim	Grade : MCB	Université de Médéa	Examinateur
Dr. MEKHTICHE Abdelhalim	Grade : MCB	Université de Médéa	Directeur de mémoire

Année universitaire : 2019-2020

Résumé

Dans notre travail, nous avons calculé les masses atomiques par un modèle macroscopique-microscopique. Ce modèle utilise une version développée du modèle de la goutte liquide appelée le modèle Yukawa-plus-exponentielle comme terme macroscopique. Le terme microscopique qui est basé sur le potentiel de Yukawa déformé utilise des types de corrections : correction de couches et correction d'appariement.

Un ajustement numérique des valeurs expérimentales des masses de 2149 noyaux à l'état fondamental a été effectué afin d'obtenir les valeurs numériques de cinq paramètres de ce modèle.

Abstract

In this work, we calculated the atomic masses by a macroscopic-microscopic model. This model uses an expanded version of the liquid drop model called the Yukawa-plus-expontial model as a macroscopic term. The microscopic term which is based on the folded-Yukawa potential uses two types of corrections: shell corrections and pairing corrections. A numerical adjustment of the experimental values of the masses of 2149 nuclei in the ground state was performed in order to obtain the numerical values of the five parameters of this model.

ملخص

قمنا بحساب الكتل الذرية بواسطة نموذج ماكروسكوبي ميكروسكوبي. النموذج الماكروسكوبي هو نسخة موسعة من نموذج القطرة السائلة .النموذج الميكروسكوبي يعتمد على نوعين من التصحيحات: تصحيح الطبقات وتصحيح المطابقة.

تم إجراء توافق رقمي للقيم التجريبية لكتل 2149 نواة في الحالة الأساسية من أجل الحصول على القيم العددية لخمسة معاملات لهذا النموذج.

Remerciements

Avant tout, merci à Allah qu'il nous a assujetti tout les capacités et les facilités d'arriver à ce niveau d'étude et de pouvoir finir ce travail.

Ensuite nous devons remercier infiniment Dr. MEKHTICHE Abdelhalim pour l'encadrement de notre travail, pour son soutien inconditionnel et ses précieux conseils et surtout pour sa gentillesse et sa compréhension.

Nous tenons aussi à remercie tout les enseignants de la Faculté des Sciences ainsi que le personnel administratif.

Encore un grand remerciement aux membres du jury, le président Dr. DEKAR Liès , les examinateurs Dr. AHMED AMMAR Mohamed et Dr. BOUCHACHIA Karim d'avoir accepter l'évaluation de notre travail pendant cette épidémie mondiale (COVID-19).

Aussi nous remercions toutes nos familles, nos amis et nos camarades pour leurs soutiens et toutes les personnes qui ont aidé de prés ou de loin à la réussite de ce travail.

Dédicaces

Amara Moussa dédie ce travail à :

- A son cher père et à sa chère mère, pour tout le soutien et les efforts exceptionnels pour atteindre ce niveau et leur amour.
- A son cher frère Aiman et ses chères sœurs Amina et Anissa.
- A toute sa grande famille.
- A tous ses amis.
- A tous ceux qui l'ont aidé de près ou de loin.

Dédicaces

Kermiche Nour El Imene dédie ce travail à :

- Son cher papa et à sa chère maman pour tout l'encouragement et le soutien qu'ils ont offert depuis sa naissance jusqu'au ce jour, et pour leur amour et leurs efforts qu'ils sont une source de sa force et réussite.
- Ses chers frères Abdelmoumene et Mohamed Khalil.
- Ses grands parents et ses tantes surtout Asma et Nadjet.
- Sa copine intime Yousra et toute sa famille.
- A tout ses camarades et amis universitaires.

Table des matières :

Introduction 12

1 Chapitre 1 : La structure nucléaire 14

1.1 Structure d'un noyau atomique 14

1.1.1 Noyau atomique 14

1.1.2 Masse atomique 14

1.1.3 La masse des nucléons 14

1.1.4 Défaut de masse d'un noyau 15

1.2 Stabilité des noyaux 15

1.2.1 Equivalence masse-énergie 15

1.2.2 Energie de liason 16

1.2.3 Energie de séparation 16

1.2.4 Lien entre énergie de liaison et énergie de séparation 17

1.2.5 Critère de stabilité 17

1.3 Les modèles nucléaire 19

1.3.1 Modèle de la goutte liquide 19

a) Energie de volume 19

b) Energie de surface 19

c) Energie coulombienne 19

d) Energie d'asymetrie 19

e) Energie d'appariement 20

1.3.2 Modèle en couches 22

1.3.2.1 Théorie de modèle en couches 23

1.3.2.1 Modèle en couche déformé (déformation des noyaux) 25

1.4 La mesure des masses atomique 26

1.5 Les divers techniques de mesure de masses 26

1.5.1 Méthode indirecte de mesure de masse 26
a) Mesure d'énergie de réaction Q 26
b) Mesure de la masse à l'aide des énergies de décroissance radioactive 27
1.5.2 Méthodes de temps de vol 27
1.5.3 Mesures de masses à l'aide d'accélérateurs 27
1.5.4 Mesure de masses basée sur la fréquence cyclotron 27
2 Chapitre 2 : Modèle macroscopique-microscopique 29
2.1 Le modèle macroscopique-microscopique 29
2.2 Modèle macroscopique 30
1.2.1 Correction du modèle macroscopique 30
2.3 Modèle microscopique 31
2.3.1 Correction de couches et d'appariement 33
2.3.2 Correction de couches 33
2.3.3 Correction d'appariement 35
3 Chapitre 3 : l'ajustementdes masses experimentales par le modèle macroscopique-microscopique 37
3.1 Présentation de la méthode de moindres carrées 37
3.2 Calcul des paramètres du modèle macroscopique-microscopique 38
3.3 Comparaison entre les résultats obtenus et les résultats expérimentaux 43
Conclusion 48
Référence 49
ANNEXE A 50

Liste des figures :

Chapitre 1 :

Figure 1.1: Vallée de la stabilité..... 19

Figure 1.2: Stabilité des premiers éléments. 19

Figure 1.3: Contribution des différents termes dans la formule globale de l'énergie

les constantes de la formule sont déterminées selon plusieurs méthodes 22

Figure 1.4: Nombre des isotopes stables pour chaque élément..... 24

Figure 1.5: Séquence du couches après la correction…….....26

Chapitre 2 :

Figure2. 1: Energie totale du noyau en fonction de la déformation α.…….36

Chapitre 3 :

Figure 3.1: Variation des masses expérimentales et théoriques en fonction du nombre de masse A……..45

Figure 3.2: Variation des masses expérimentales et théoriques en fonction du nombre des neutrons N ……..46

Figure 3.3: Variation de la différence entre la masse expérimentale et la masse calculée en fonction du nombre de neutrons N……. 47

Figure 3.4: La variation de la différence de masse $\Delta M = \left|M_{exp}\text{-}M_{th}\right|$ en fonction de N et Z.

:..... 48

Liste des tableaux :

Chapitre 1

Tableau 1.1 : Les valeurs des paramètres de la formule de Bethe et Weizsäcker par plusieurs auteurs 23

Introduction

La détermination des masses nucléaires reste parmi les meilleurs outils pour accéder à l'énergie de liaison et donc au bilan de toutes les forces agissant dans le noyau. Sur le plan expérimental, il existe plusieurs techniques permettant de mesurer les masses aussi bien à l'état fondamental qu'à l'état excité. Sur le plan théorique, la détermination peut se faire selon deux approches : une approche macroscopique et une autre microscopique. La première approche qui est apparue suite au développement des formules semi-empiriques, combine des hypothèses physiques avec des données expérimentales. La première formule de ce type est celle de Bethe et Weizsäcker qui assimile le noyau à une goutte liquide. Ce modèle est devenu la base pour développer d'autres modèles. L'approche microscopique qui s'intéresse à l'étude des propriétés individuelles des noyaux s'appuie sur le fait que les nucléons sont distribués sur des couches de la même manière que les électrons dans un atome. Le modèle en couches est couramment utilisé dans cette approche. La stabilité des noyaux ayant un nombre de protons ou de neutrons suivants: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126dits nombres magiques a conduit au développement de ce modèle.

L'incorporation des termes de couches et d'appariement dans les modèles macroscopique a conduit à l'apparition des modèles macroscopique-microscopique. Ces derniers ont montré leurs efficacités notamment dans la détermination des masses nucléaires.

L'objectif de ce travail est d'ajuster les masses de 2149 nucléides par un modèle macroscopique microscopique. Le terme macroscopique utilise une version développée du modèle de la goutte liquide appelée le modèle Yukawa-plus-exponentiel. Le terme microscopique est basé sur le potentiel de Yukawa déformé.

Dans le premier chapitre, nous allons expliquer un ensemble de concepts de généraux de la physique nucléaire, notamment : la stabilité du noyau atomique, leur structure et leur comportement. Nous allons donner par la suite brièvement certaines caractéristiques du noyau telles que l'énergie de liaison et l'énergie de séparation du noyau atomique, et leur contribution à la stabilité et à la cohésion. Nous allons également présenter certains modèles nucléaires, tels que le modèle de la goutte liquide et le modèle en couches.

Le deuxième chapitre sera consacré à la présentation du modèle macroscopique-microscopique et les approximations utilisées.

Dans le troisième chapitre, nous allons présenter les résultats obtenus lors de l'ajustement des résultats expérimentaux par la méthode d'ajustement des moindres carrés. Cinq paramètres du modèle microscopique macroscopique seront déterminés. Une analyse, une interprétation et une comparaison des résultats obtenus avec les résultats expérimentaux seront également présentées.

Chapitre 1

La structure nucléaire

La matière est constituée de molécules, elles-mêmes constitués d'atomes. Ces atomes sont formés d'un noyau central entouré par un nuage électronique. La physique nucléaire est la science qui s'intéresse à l'ensemble des phénomènes physiques faisant intervenir le noyau atomique. Ce chapitre a pour but de présenter une brève description des généralités de la physique nucléaire. Il s'intéresse en particulier aux deux modèles précurseurs de la structure nucléaire que sont le modèle de la goutte liquide et le modèle en couche.

1.1 Structure du noyau atomique

1.1.1 Noyau atomique

Le noyau est caractérisé par son nombre de masse A (nombre de nucléons) et par son numéro atomique Z (nombre de protons), ce numéro Z caractérise également l'élément chimique.

Parmi tous les noyaux connus, on distingue :

- Les isotopes : même numéro atomique Z
- Les isobares : même nombre de masse A
- Les isotones : même nombre des neutrons (N=A-Z)

On peut assimiler un noyau à une sphère de rayon $R=R_0A^{1/3}$, avec R_0~1.2 fm

1.1.2 Masse atomique

La masse atomique est la masse d'un atome au repos. Une masse atomique est exprimée en unité de masse atomique (u), et calculée en tenant compte des divers isotopes présents. On peut aussi tenir compte de la masse atomique relative qui est la masse d'un atome d'un élément calculée par comparaison avec la masse du carbone 12.L'unité de masse atomique (u) est bien utilisée pour caractériser cette masse atomique relative, correspond à $1{,}66\times10^{-27}$kg , soit approximativement la masse d'un proton ou d'un neutron[1].

1.1.3 La masse des nucléons

Les noyaux atomiques sont des états quantiques liés à des particules appelées nucléons dont il existe deux types : le proton chargé positivement et le neutron non chargé.

Les deux nucléons ont des masses proches [1]:

$M_p = 1{,}673.10^{-27}$kg.

$M_n = 1{,}675.10^{-27}$kg.

1.1.4 Défaut de masse et excès de masse d'un noyau

En mesurant la masse des noyaux au repos et celles des nucléons, les scientifiques se sont aperçu que la masse d'un noyau est toujours inférieure à la somme des masses des nucléons qui le compose. Cette différence de masse est appelée défaut de masse **(Δm)** et se calcule pour un noyau ${}^{A}_{Z}X$ comme suit

$$\Delta m = Z \times m_p + (A - Z) \times m_n - m_{noyau} \qquad (1.1)$$

L'excès de masse δm d'un noyau est défini par la différence entre la masse atomique (exprimée en u) et le nombre de masse A : $\delta m = M - A$

1.2 Stabilité des noyaux

1.2.1 Equivalence masse-énergie

Un système au repos possède une énergie E due à sa masse$m$ appelée énergie de masse qui est définie par :

$$E = mc^2 \qquad (1.2)$$

Où :

E : énergie de masse (J)

m : masse (kg)

c : vitesse de la lumière.

1.2.2 Energie de liaison

Elle correspond à l'énergie qu'il faut fournir à un noyau au repos pour le dissocier en nucléons isolés et immobiles.

Comme on l'a vu avec l'équivalence masse énergie, l'énergie de liaison d'un noyau est le défaut de masse converti en énergie :

$$E = \Delta m c^2 \qquad (1.3)$$

Energie de liaison par nucléon est égale à l'énergie de liaison du noyau divisée par le nombre de nucléons présents dans ce noyau : $\frac{E}{A}$.

1.2.3 Energie de séparation

Dans le noyau, les nucléons se positionnent sur des niveaux d'énergie d'une façon similaire aux électrons dans le cortège électronique de l'atome. Les neutrons et les protons sont des fermions qui s'empilent ainsi selon les lois de la physique quantique dans des couches quantiques. On définit l'énergie de séparation Sn du dernier neutron dans le noyau (c'est-à-dire le neutron le moins lié) comme l'énergie qu'il faudrait fournir au noyau pour lui arracher ce neutron :

$$S_n({}^{A}_{Z}X) = (M({}^{A-1}_{Z}X) + m_n - M({}^{A}_{Z}X)) \times c^2 \qquad (1.4)$$

On a :

M($^{A-1}_{Z}X$) : la masse des noyau résultant

M($^{A}_{Z}X$) :la masse de noyau $^{A}_{Z}X$

m_n : la masse de neutron

On définit l'énergie de séparation S_p du dernier proton dans le noyau (c'est-à-dire le proton le moins lié) comme l'énergie qu'il faudrait fournir au noyau pour lui arracher ce proton :

$$S_p({}^{A}_{Z}X) = (M({}^{A-1}_{Z-1}Y) + m_p - M({}^{A}_{Z}X)) \times c^2 \qquad (1.5)$$

On a :

M($^{A-1}_{Z-1}Y$) : la masse des noyau résultant

M($^{A}_{Z}X$) :la masse de noyau $^{A}_{Z}X$

m_p : la masse de neutron

1.2.4 Lien entre énergie de liaison et énergie de séparation

On rappelle l'expression générale donnant l'énergie de séparation du dernier neutron dans le noyau (1.4) :

$$S_n({}^{A}_{Z}X) = (M({}^{A-1}_{Z}X) + m_n - M({}^{A}_{Z}X)) \times c^2$$

Expriment l'énergie de liaison des noyaux considérés :

$$E_l(^A_Z X) = (Zm_p + (A-Z)m_n - M(^A_Z X)) \times c^2 \quad (1.6)$$

$$E_l(^{A-1}_{Z}X) = (Zm_p + (A-Z-1)m_n - M(^{A-1}_{Z}X)) \times c^2 (1.7)$$

On constate que :

$$E_l(^A_Z X) - E_l(^{A-1}_{Z}X) = (m_n + M(^{A-1}_{Z}X) - M(^{A1}_{Z}X)) \times c^2 \quad (1.8)$$

C'est-à-dire :

$$E_l(^A_Z X) - E_l(^{A-1}_{Z}X) = S_n(^A_Z X) (1.9)$$

1.2.5 Critères de stabilité

Un noyau est dit stable si on peut affirmer qu'avec les moyens de détections actuels, il n'est pas possible de détecter une émission ou absorption spontanée de particules ou de rayonnement. Sur les 111 éléments connus aujourd'hui, 30 éléments ne possèdent aucun isotope stable. Et sur les 2900 nucléides identifiés on n'en connait que 264 stables. On peut y ajouter 25 nucléides à très longue durée de vie. On passe alors à 289 noyaux stables ou pratiquement stables. Pour les éléments légers, le nombre de neutrons est sensiblement égale au nombre des protons. On constate que les éléments lourds sont stabilisés par un excès de neutrons. Les nucléides possédant un nombre paire des protons et/ou de neutrons sont stables. Alors que les nucléides les plus stables possèdent un nombre de protons ou de neutrons égale à : 2, 8, 20, 28, 50,82 ou 126. Ces nombres sont les nombres magiques.

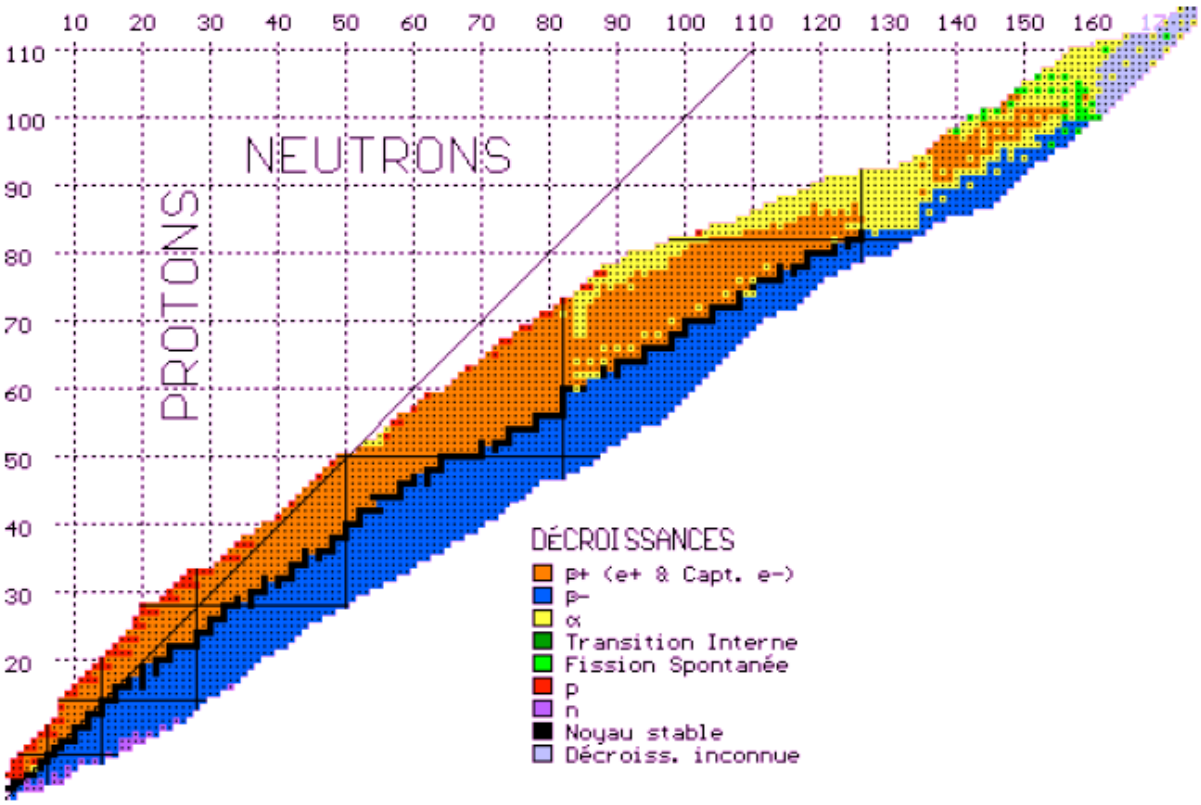


Figure 1.1 : vallée de stabilité [2] .

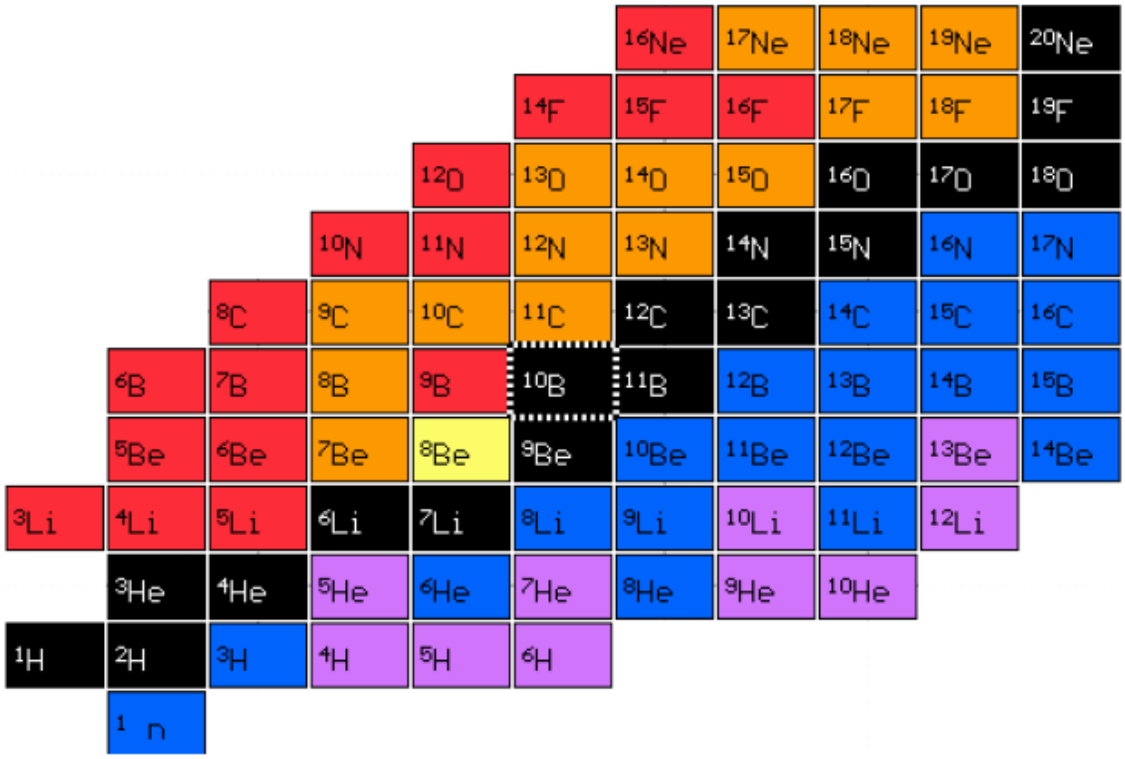


Figure 1.2 : stabilité des premiers éléments [2].

1.3 Les modèles nucléaires

1.3.1 Modèle de la goutte liquide

La première formule de masse développée est celle du modèle de la goutte liquide de Bethe et Weizsäcker. Cette formule repose sur l'analogie de la goutte liquide, mais intègre également deux ingrédients quantiques. L'une est une énergie d'asymétrie qui tend à favoriser un nombre égal de protons et de neutrons. L'autre est une énergie d'appariement qui favorise les configurations où deux fermions identiques sont appariés.

La formule développée contient cinq termes :

a) Energie de volume

Cette énergie reflète les interactions du plus proche voisin. Elle conduit à une énergie de liaison constante par nucléon $\frac{B}{A} \simeq$ 16 MeV.

Son expression est donnée par :

$$E_v = a_v A \qquad (1.10)$$

Où a_v est un paramètre à déterminer.

b) Energie de surface

Les nucléons situés près de la surface du noyau ont moins de voisins que ceux au centre du noyau. Ils interagissent donc moins et sont donc moins liés.

L'énergie de surface est proportionnelle à la surface et donc elle est proportionnelle à $A^{2/3}$.

$$E_s = -a_s A^{2/3} \qquad (1.11)$$

Où $a_s$est un paramètre à déterminer.

c) Energie coulombienne

Les neutrons sont des particules neutres, mais les protons ont une charge électrique (positive) et ont donc tendance à se repousser les uns les autres. L'énergie coulombienne est due à la répulsion des protons. Elle est donnée par :

$$E_c = -a_c \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} = -a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{\frac{1}{3}}} \qquad (1.12)$$

Oùa_c est une constante à déterminer.

d) Energie d'asymétrie

A l'inverse, le terme d'asymétrieE_a favorise la symétrie entre protons et neutrons. En l'absence de forces électriques, Z= N est énergétiquement favorable. Cette énergie est donnée par :

$$E_a = -a_a \frac{(N-Z)^2}{A} \qquad (1.13)$$

Où a_a est une constante à déterminer.

e) Energie d'appariement

Cette énergie dépend du nombre de masse A du noyau. Les noyaux les plus stables possèdent un nombre pair de protons et de neutrons, les moins stables possèdent un nombre impair de protons et de neutrons. Heisenberg a introduit un terme δ dépendant du nombre des nucléons donné par :

$$\delta = \begin{cases} +a_P A^{-\frac{3}{4}} & \text{, Z pair et N pair} \\ 0 & \text{, Z impair ou N impair} \\ -a_P A^{-\frac{3}{4}} & \text{, Z impair et N impair} \end{cases} \qquad (1.14)$$

Où a_a est une constante à déterminer.

En combinant ces différents termes, l'énergie de liaison globale d'un noyau atomique est donnée par :

$$E_L = a_v A - a_s A^{\frac{2}{3}} - a_c \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - a_a \frac{(N-Z)^2}{A} + \begin{cases} +a_P A^{-\frac{3}{4}} & \text{, Z pair et N pair} \\ 0 & \text{, Z impair ou N impair} \\ -a_P A^{-\frac{3}{4}} & \text{, Z impair et N impair} \end{cases} \qquad (1.15)$$

Ce modèle fut historiquement très important: il a permit de reproduire les masses atomiques avec une assez bonne précision de 90 à 95%.Sa simplicité permet également d'expliquer pourquoi les noyaux ne peuvent être trop déformés. La contribution de chaque terme est représentée par la figure 1.3 [3]:

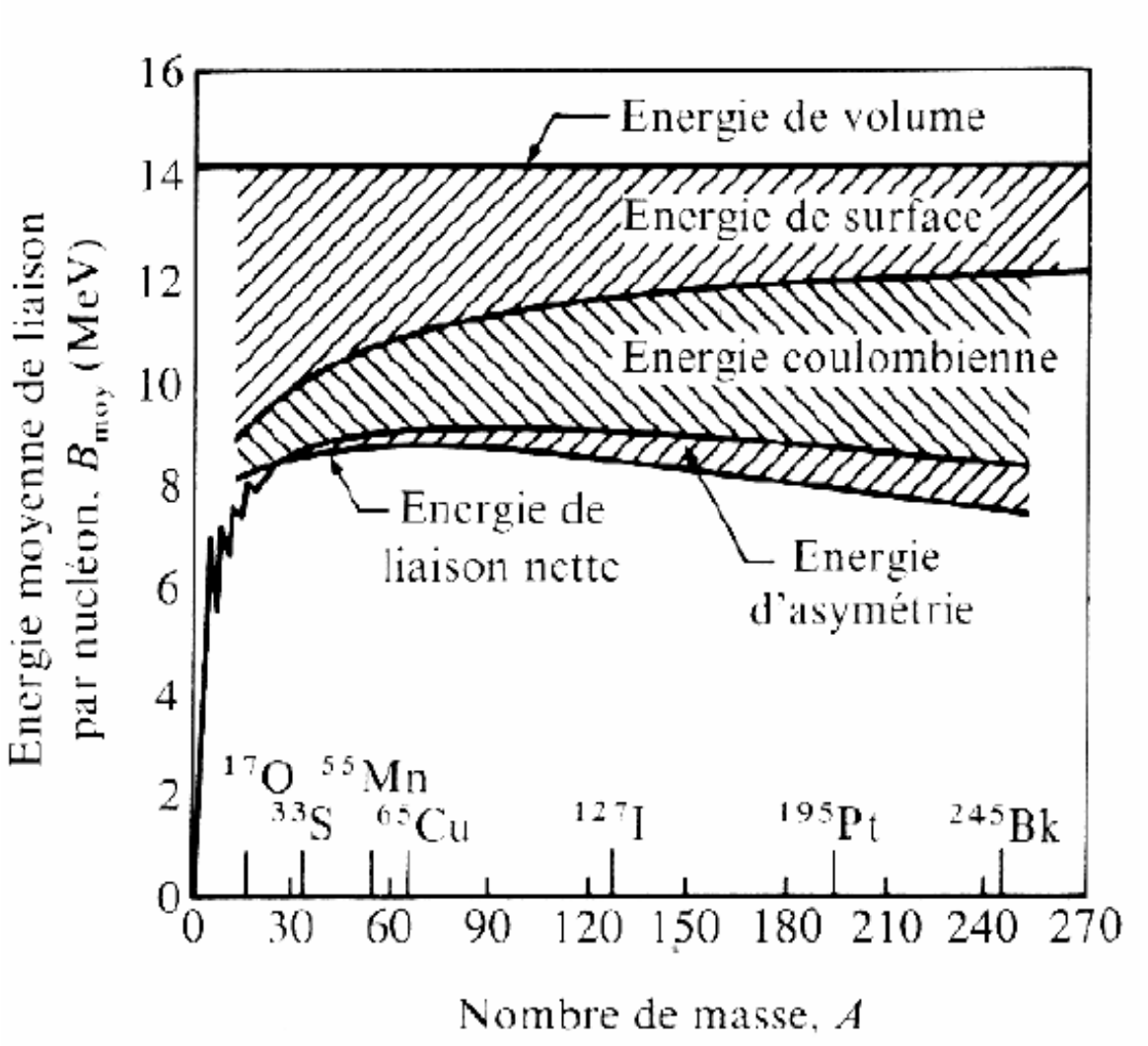


Figure 1.3: Contribution des différents termes dans la formule globale de l'énergie.

Les constantes de la formule de Bethe et Weizsäcker sont déterminées selon plusieurs méthodes:

- Les fits des masses expérimentales.
- L'étude de la stabilité des noyaux vis à vis de la radioactivité bêta.
- L'étude des bilans des réactions nucléaires.

Le tableau 1.1 donne les valeurs déterminées des paramètres de la formule de plusieurs auteurs[4] :

Auteur	a_v (MeV)	a_s (MeV)	a_c (MeV)	a_a (MeV)	a_p (MeV)	r_0 (fm)
A .Green	15.88	17.97	0.710	31.50	40.00	1.216
P .Seeger	16.11	20.21	0.806	20.65	58.00	1.070
Myers et al	15.58	18.56	0.719	28.06	33.22	1.206

Tableau1.1 : les valeurs des paramètres de la formule de Bethe et Weizsäcker obtenus par plusieurs auteurs.

1.3.1 Modèle en couches

Dans le modèle en couches, chaque nucléon est considéré individuellement. Il est caractérisé par quatre nombres quantiques :

N : nombre quantique principale, N > 0.

n : nombre quantique radial, n ≥ 1.

l :le nombre azimutal, l≥0.

s : le nombre quantique de spin, s = $\pm\frac{1}{2}$.

Les trois premiers nombres ont liées entre eux par :

$$N = 2(n-1) + l \qquad (1.16)$$

Les nucléons sont répartis sur des niveaux d'énergie, comme les électrons dans le nuage électronique.

Le noyau peut se trouver dans des états excités dans lesquels un nucléon passe du niveau fondamental à un niveau d'énergie supérieure.

Le modèle en couches est un modèle à particules indépendantes soumises au mouvement dans un champ nucléaire moyen. La preuve expérimentale derrière l'apparition du modèle en couches est la découverte de Mayer et Jensen des nombres historiques suivants : 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 dits nombres magiques. Ces nombres marquent les fermetures des couches de ces noyaux. Ces derniers, possédant ces nombres peuvent être magiques ou doublement magiques.

La figure 1.4 montre l'abondance relative c.à.d. le nombre des isotopes stables pour chaque élément[3].

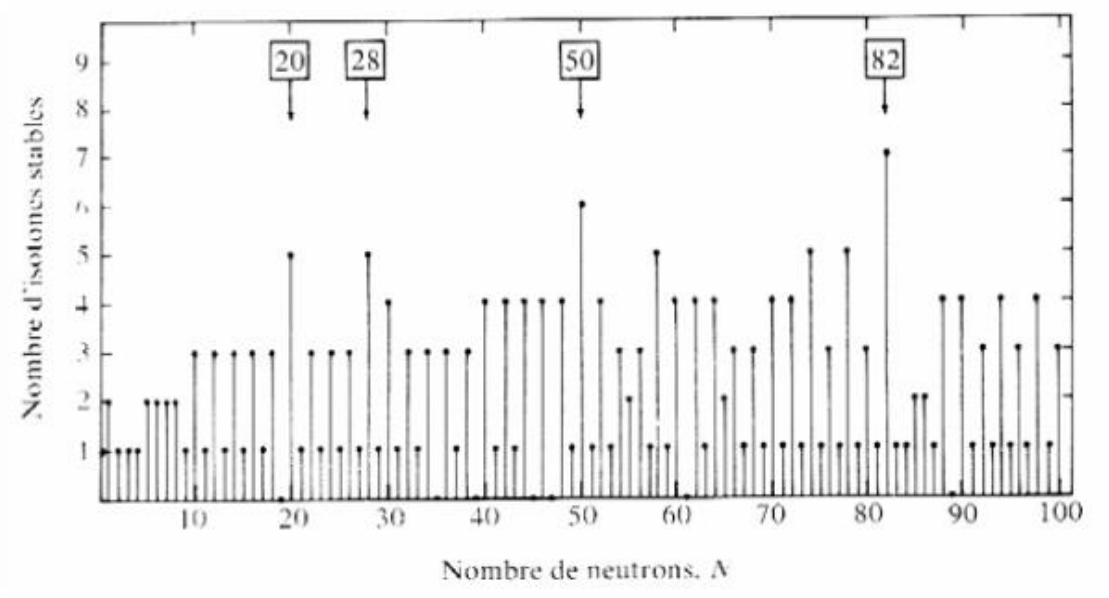


Figure 1.4 : Nombre des isotopes stables pour chaque élément.

1.3.2.1 Théorie du modèle en couches

Ce modèle est un modèle individuel, dans lequel chaque nucléon est supposé indépendant et en mouvement dans un potentiel moyen créé par les autres nucléons.

Parmi les meilleures représentations de ce potentiel est celle de Woods-Saxon[5] :

$$V(r) = \frac{-V_0}{1+e^{\left(\frac{r-R}{0.228a}\right)}} \qquad (1.17)$$

Où: R=$r_0 A^{\frac{1}{3}}$ et V_0=50 MeV.

Malheureusement, la résolution de l'équation de Schrödinger pour ce type ce potentiel, n'a pas aboutit la séquence des nombres magiques.

En utilisant le potentiel de l'oscillateur harmonique, défini par:

$$V(r) = -V_0 + \frac{1}{2}\mu\omega_0^2 r^2 \qquad (1.18)$$

Avec $\omega_0 = \sqrt{\frac{2V_0}{\mu R^2}}$.

La résolution de l'équation de Schrödinger ne donne que les trois premiers nombres magiques : 2, 8,20.

Pour avoir tous les nombres magiques, une correction a été introduite par Mayer et al [6] qui consiste à ajouter un terme spin-orbite au potentiel, ce terme est :

$$V_{ls}(r) = -f(r).\vec{l}.\vec{s} \qquad (1.19)$$

Avec $f(r) \equiv f \simeq 24A^{-2/3}$MeV. Chaque sous-couche ayant les nombres quantiques n,l éclate en deux sous-couches caractérisées par les nombres quantiques n,l et j où j=l$\pm\frac{1}{2}$ est le moment cinétique total.

Avec cette correction, on obtient la séquence des couches représentée sur la figure suivante :

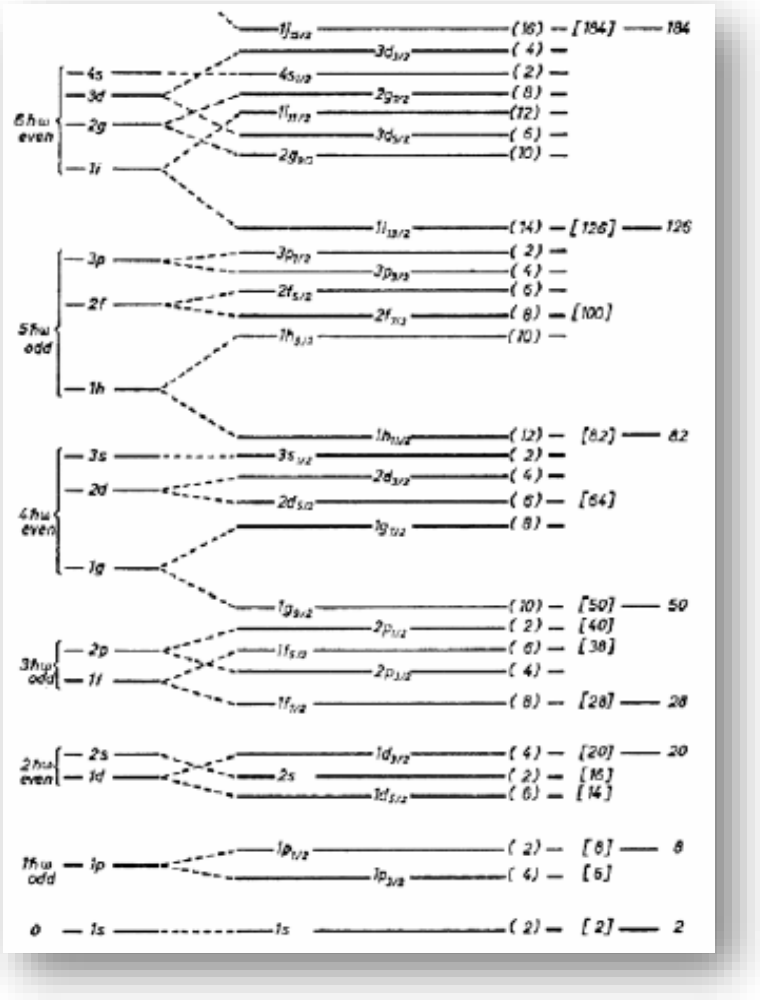


Figure 1.5 : Séquence nombres magiques après la correction spin orbite[5].

1.3.2.2 Modèle en couches déformé (déformation des noyaux)

Le modèle en couche d'avant répartit les nucléons formant le noyau sur des couches d'énergies. Bien que ce modèle décrive un certain nombre de propriétés des noyaux, il n'est limité qu'à un nombre restreint de noyaux. En effet, les niveaux d'énergie donnés dans le modèle en couches ne sont valables qu'avec des noyaux effectivement sphériques. Ceux-ci sont les noyaux ayant des nombres des protons et/ou des neutrons proches des nombres magiques.

Afin de décrire un grand nombre des noyaux, il est nécessaire d'introduire la possibilité pour les noyaux d'être déformés. En s'éloignant sensiblement de la forme sphérique, par exemple on peut définir une élongation d'un ou de plusieurs axes [7]. Une

élongation des axes entraine la modification des fréquences de rotation selon cet axe. Cela modifie les positions des états d'énergie($E = \hbar\omega$).

1.4 La mesure des masses atomique

Les masses atomiques utilisées dans différentes applications proviennent soit de déterminations expérimentales soit, pour les masses non mesurables actuellement, de calculs ajustés sur les masses mesurées. L'accord des prédictions de masses atomiques avec les valeurs mesurées est caractérisé par la moyenne quadratique des écarts entre les deux valeurs (écart type)[8] :

$$r.m.s = [\left(M_{exp}^{i} - M_{th}^{i}\right)^{2}]^{1/2} \quad (1.20)$$

Pratiquement les modèles macroscopiques-microscopiques donnent les meilleurs résultats par rapport aux autres modèles. Le nombre de paramètres ajustés dans les calculs macroscopiques-microscopiques est plus important par rapport aux autres méthodes fondamentaux qui donnent beaucoup moins des paramètres qui sont ajustés uniquement sur quelque noyaux sphériques. Cela donne une grande liberté au niveau de l'ajustement avec les données expérimentales.

1.5 Les diverses techniques de mesures de masses

On peut considérer que cette activité débute par les études de Thomson sur les noyaux en 1913. Son travail est décrit dans son livre « Rays of positive electricity » où il décrit l'étude des ions positifs produits par décharge électrique, accélérés sous l'action d'un champ électrique et ensuite séparés dans un champ magnétique afin d'impressionner une plaque photographique. Ces travaux constituent l'acte de naissance de la spectrométrie de masse. De cette manière on a découvert l'existence des isotopes et on a pu les séparer.

Le développement des techniques de séparation des particules chargées a permis initialement à Aston en 1919, puis à Bainbridge, de construire les premiers spectromètres de masse. Celui d'Aston avait un pouvoir de résolution de 100 et permettait la détermination de la masse avec une précision de 10^{-3}.

Les techniques de mesure se sont diversifiées et obéissent à différents principes.

1.5.1 Méthode indirect de mesure de masse

1.5.1.1 Mesure d'énergie de réaction Q

Du point de vue expérimental, la méthode consiste à mesurer les spectres d'énergie cinétique des produits de réaction à l'aide de spectromètres magnétiques.

Les réactions de transfert de nucléons à basse énergie ont été les premières approches expérimentales des mesures de masse des noyaux légers loin de la stabilité.

1.5.1.2 Mesures de masse à l'aide des énergies de décroissance radioactive

La connaissance exacte d'un schéma de désintégration nous permet de calculer lamasse des noyaux impliqués l'un par rapport à l'autre, en l'occurrence la masse du noyau-père par rapport à la masse du noyau-fils. Tous les types de désintégration connus peuvent en principe lier la masse des noyaux instables à celle de leurs descendants [8]:

Type de décroissance	Réaction Bilan	Energétique
A	${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + \alpha$	$Q_\alpha = \Delta_X + \Delta_Y + \Delta_\alpha$
$\boldsymbol{\beta^-}$	${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+1}Y + e^- + \overline{\nu_e}$	$Q_{\beta^-} = \Delta_X - \Delta_Y$
$\boldsymbol{\beta^+}$	${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y + e^+ + \nu_e$	$Q_{\beta^-} = \Delta_X - \Delta_Y - 2m_e c^2$
Capture électronique	${}^{A}_{Z}X + e^- \rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y + \nu_e$	$Q_{EC} = \Delta_X - \Delta_Y$

Où Δ_X, Δ_Y et Δ_α désignent les excès de masse des noyaux X, Y et de la particule α.

1.5.2 Méthodes de temps de vol.

Le principe de ces techniques repose sur la détermination du rapport des rigidités magnétiques et des vitesses des ions étudiés. La masse et la rigidité magnétique sont liées parla relation Bρ= mv /q. Les vitesses sont mesurées par le temps nécessaire pour parcourir une distance fixe. La résolution en temps des détecteurs ainsi que la longueur insuffisante de la base de temps de vol limitent la précision de la mesure.

1.5.3 Mesures de masse à l'aide d'accélérateurs.

Dans ce type de méthode, l'idée de base est d'utiliser l'isochronisme des trajectoires dans un cyclotron pour fournir une très longue base de temps de vol. Ceci donne accès à des noyaux plus lourds que les méthodes de temps de vol classiques.

1.5.4 Mesures de masse basées sur la fréquence cyclotron.

La fréquence est la grandeur physique mesurable actuellement avec la plus grande précision (10^{-14}).Des efforts ont été déployés pour établir une relation expérimentale entre lamasse d'un noyau et la fréquence d'oscillation d'un champ électrique. Une de ces méthodes fait

appel à des ions confinés tridimensionnels à l'aide de champs électromagnétiques. Cette technique de piégeage est utilisée déjà de façon courante en chimie où elle permet d'accéder à la masse de molécules massives formées dans des réactions chimiques complexes.

Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons décrit le noyau atomique, ces propriétés et ainsi ces composantes. Nous avons également présenté le modèle macroscopique (modèle de goutte liquide) et le modèle microscopique (modèle en couches). Par la suite, nous avons cité la déformation des noyaux tout en présentant les techniques de la mesure atomique des masses.

Chapitre 2

Modèle macroscopique-microscopique.

Une comparaison récente des différents modèles de prédictions de masses montre que les modèles macroscopiques-microscopiques donnent des résultats globalement meilleurs que les autres méthodes. Il faut remarquer que le nombre de paramètres ajustés dans les calculs macroscopiques-microscopiques est important, ce qui donne une grande liberté au niveau de l'ajustement avec les données expérimentales.

2.1 Le modèle macroscopique-microscopique

En physique nucléaire, les barrières de fission sont obtenues en étudiant l'évolution de l'énergie du noyau à mesure que celui-ci se déforme. La description de cette énergie en fonction des paramètres de déformation collectifs est appelée surface d'énergie potentielle. Plusieurs approches existent pour obtenir de telles surfaces, les méthodes purement macroscopiques, bien qu'intellectuellement plus satisfaisantes, amènent à des durées de calcul rédhibitoires pour l'évaluation. La méthode concurrente, appelée microscopique, combine l'approche historique de type goutte liquide à une modélisation simplifiée des fonctions d'onde individuelles de chacun des nucléons.

Le modèle de la goutte liquide qui est un modèle macroscopique décrit le comportement collectif des noyaux. Mais pour aller au-delà de ce modèle, il faut tenir compte du mouvement des nucléons à l'intérieur du noyau. Le confinement de ces derniers est modélisé par un potentiel qui est la résultante de l'interaction forte et coulombienne entre les nucléons. En outre, pour prendre en compte la taille finie des noyaux il faut aller plus loin et utiliser des modèles microscopiques en couches nucléaires. Dans ce cas, les nucléons sont considérés quasi-indépendants en interaction dans un potentiel V. Ce potentiel peut être de type Woods-Saxon ou de type Yukawa. Les modèles qui combinent un modèle macroscopique avec un modèle microscopique sont appelées les modèles macroscopiques-microscopiques

Dans le modèle microscopique macroscopique, l'énergie d'un noyau est la somme de l'énergie macroscopique E_{macr}et microscopique E_{micr} [9] :

$$E = E_{macr} + E_{micr} \quad (2.1)$$

Cette énergie sera convertie par la suite en masse des nucléides.

2.2 Modèle Macroscopique

2.2.1 Correction du modèle macroscopique

Afin de calculer les masses atomiques des noyaux, une formule de masse a été développée en se basant sur le modèle de Bethe et Weizsäcker. Ce qui donne de bons résultats en termes d'amélioration des valeurs pour les paramètres. Le terme macroscopique s'écrit [9] :

$$E_{macr} = M_H Z - M_n N - a_v(1 - k_v I^2)A + a_s(1 - k_s I^2)B_1 A^{\frac{2}{3}} + C_0 A^0 + C_1 \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} B_3 - C_4 \frac{Z^{\frac{4}{3}}}{A^{\frac{1}{3}}} + f(k_f r_p)\frac{Z^2}{A} - C_a(N - Z) + E_W + E_P - a_{el} Z^{2.39} \quad (2.2)$$

On définit une quantité$I = (N - Z)/A$décrivant l'excès relatif de neutrons.

Où k_v est un paramètre à déterminer relié à l'excès relatif de neutrons$I$.

Où :

$M_H Z - M_n N$: Excès de masse de Z atome d'hydrogène et N neutrons

$a_v(1 - k_v I^2)A$: Energie de volume et d'asymétrie de volume

$a_s(1 - k_s I^2)B_1 A^{\frac{2}{3}}$: Énergies de surface et d'asymétrie de surface

$C_0 A^0$: Energie A^0

$C_1 \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} B_3$: Energie coulombienne

$C_4 \frac{Z^{\frac{4}{3}}}{A^{\frac{1}{3}}}$: Energie coulombienne d'échange

$f(k_f r_p)\frac{Z^2}{A}$: Correction liée au facteur de forme du proton.

$C_a(N - Z)$: Energie d'asymétrie

$E_W = w(|I| + \begin{cases} \frac{1}{A}, & Z\ et N\ impair, Z = N \\ 0, & ailleurs \end{cases}$ Energie de Wigner

E_P=$\begin{cases} +\bar{\Delta}_p + \bar{\Delta}_n - \delta_{np}\,, ZetNimpairs \\ +\bar{\Delta}_p\,, ZpairetNimpair \\ +\bar{\Delta}_n\,, ZpairetNimpair \\ +0\,, ZetNpairs \end{cases}$: énergie d'appariement

Avec : $\bar{\Delta}_n = \frac{rB_s}{N^{1/3}} e^{-sI-tI^2}$ et $:\bar{\Delta}_p = \frac{rB_s}{Z^{1/3}} e^{+sI-tI^2}$

$a_{el}Z^{2.39}$: Energie des électrons liés.

Les constante a_v, k_v, a_s, a_c etk_s sont des paramètres à déterminer par l'ajustement des masses expérimentales des nucléides.

Dans l'approximation des noyaux sphériques, les paramètres B_s, B_1, B_3 s'écrivent [9] :

$$B_s = 1 \tag{2.3}$$

$$B_1 = 1 - \frac{3}{{x_0}^2} + (1 - x_0)(2 + \frac{3}{x_0} + \frac{3}{{x_0}^2})e^{-2x_0} \tag{2.4}$$

$$B_3 = 1 - \frac{5}{{y_0}^2}\left[1 - \frac{15}{8y_0} + \frac{21}{8{y_0}^2} - \frac{3}{4}\left(1 + \frac{9}{2y_0} + \frac{7}{{y_0}^2} + \frac{7}{2y_0}\right)e^{-2y_0}\right] \tag{2.5}$$

Où $x_0 = \frac{r_0 A^{1/3}}{a}$ et $y_0 = \frac{r_0 A^{1/3}}{a_{den}}$

2.3 Modèle microscopique

Le terme d'énergie microscopique provient de la distribution non uniforme des niveaux de particules uniques dans noyau. C'est la somme d'un terme du modèle en couche et d'un terme d'appariement:

$$E_{mic} = E_{shell} + E_{pair} \tag{2. 6}$$

Les deux termes sont évalués à partir d'un ensemble de niveaux de particules. Comme précédemment, la correction de la coquille est calculée en utilisant la méthode de Strutinsky. Pour la correction d'appariement, nous utilisons maintenant la version Lipkin-Nogami de la méthode BCS avec le nombre de particules approximatif préservation [9]. Le potentiel d'une seule particule ressenti par un nucléon est donné par :

$$\text{V}= V_1 + V_{S.O} + V_C \tag{2. 7}$$

Le premier terme est la partie nucléaire « spin indépendante » du potentiel, qui est calculé en termes de Potentiel Yukawa déformé :

$$V_1(r) = \frac{-V_0}{4\pi a_{pot}^3} \int \frac{e^{-|r-r'|/a_{pot}}}{|r-r'|/a_{pot}} d^3r' \quad (2.8)$$

Où l'intégration se fait sur le volume du générateur forme, dont le volume est fixé à $\frac{4}{3}\pi\ R_{pot}^3$

Comme la forme est déformée, le rayon de potentiel R_{pot} et la profondeur de potentiel V_P pour les protons et la profondeur de potentiel V_n pour les neutrons sont donnés par :

$$R_{pot} = R_{den} + 0.82\ fm - 0.56\ fm^2/R_{den} \quad (2.9)$$

$$V_p = \left(52.5 + 48.7\bar{\delta}\right) MeV \quad (2.10)$$

$$V_n = \left(52.5 - 48.7\bar{\delta}\right) MeV \quad (2.11)$$

Où :

$$\bar{\delta} = \frac{\frac{N-Z}{A} + 0.0112Z^2/A^{5/3}}{1+3.15/A^{1/3}} \quad (2.12)$$

$R_{den} = 1.16A^{\frac{1}{3}}(1 + \bar{\epsilon})\text{fm}$

Et :

$$\bar{\epsilon} = -\frac{0.147}{A^{1/3}} + 0.330\bar{\delta}^2 + \frac{0.00248Z^2}{A^{4/3}} \quad (2.13)$$

Avec :

$$a_{pot} = 0.8\ fm$$

La fonction de Yukawa dans l'Eq (2.8) a été déterminée par l'ajustement des données expérimentales des niveaux d'une seule particule calculés dans les régions des terres rares et des actinides.

Le potentiel de spin-orbite est donné par l'expression

$$V_{S.O} = -\lambda(\frac{\hbar}{2mc})^2 \frac{\sigma.\nabla V_1 \times P}{\hbar} \quad (2.14)$$

où λ est le terme d'interaction forte spin-orbite, m est la masse d'un neutron ou d'un proton, σ est le spin de la matrice de pauli, et p est le moment du nucléon.

La forte interaction de spin-orbite a été déterminée à partir d'ajustements aux niveaux expérimentaux dans les terres rares et régions d'actinides.

Il a été démontré que λ prend une fonction linéaire avec A à travers les valeurs déterminées dans ces deux régions.

$$\lambda_p = 28.0 + 6.0(\frac{A}{240}) \quad (2.15)$$

Et

$$\lambda_n = 31.5 + 4.5(\frac{A}{240}) \quad (2.16)$$

Enfin, le potentiel de Coulomb pour les protons est donné par :

$$V_c(r) = e\rho_c \int \frac{d^3r\prime}{|r-r'|} \quad (2.17)$$

Où la densité de charge $\rho_c$est donnée par :

$$\rho_c = \frac{Ze}{\frac{4}{3}\pi A r_0^3} \quad (2.18)$$

2.3.1 Correction des couches et d'appariement

Le caractère discret des niveaux d'énergie du nucléon est responsable de propriétés qui ne peuvent être reproduites par un modèle macroscopique seul. Des exemples de telles propriétés sont la déformation quadripolaire non nulle à l'état fondamental ou la forme à double bosses de barrière de fission. Les corrections correspondantes à ce caractère discret sont à apporter à l'énergie macroscopique obtenue en considérant un modèle uniforme et homogène du noyau **[10]**. Ces corrections sont calculées indépendamment pour les neutrons et protons.

Les corrections incluses dans les modèles macroscopiques-microscopiques sont liées à la structure des couches des niveaux d'énergie **[11-12]** mais aussi de son impact sur l'énergie d'appariement **[13]**.Dans les modèles microscopiques, l'effet de l'appariement des nucléons sur l'énergie totale dépend des états des particules uniques. Il diffère de sa définition macroscopique, pour laquelle, cela ne dépend que de la propriété paire-impaire de N et Z.

2.3.2 Correction des couches

Dans ce cas, la nouvelle correction des couches et donnée par [4] :

$$E_{shell} = (E_{self} + E_{int})G \quad (2.19)$$

le terme E_{self} est une somme des effets de couches de chaque type de nucléons, il est donné par :

$$E_{self} = E_s \left[\sum \left(\frac{z_i^2}{D_i^2} + \frac{n_j^2}{D_j^2}\right) + \sum(z_i\varepsilon_i + n_j\varepsilon_j)\right] \quad (2.20)$$

On à :

$D_i = M_{i+1} - M_i$et $D_j = M_{j+1} - M_j$alors que M_{i+1}, M_i , M_{j+1} et M_j sont des nombres magiques .

ε_i ,ε_j sont les pentes de l'écart $(E_{exp} - E_{mac})$ en fonction de z et n respectivement.

z_i , $n_i$sont les protons et neutrons de valence respectivement.

$E_s$est un facteur universel pour tous les effets de couches, sa valeur est : $E_s = 26.004MeV$.[14]

Gest un facteur d'érosion.

Le terme E_{int} est correspond aux effets des interactions entre les neutrons et les protons de valence. Pour déduire l'effet de cette interaction, on doit :

- Définir la région étudiée ; $Z_m \leq Z \leq Z_M$, $N_m \leq N \leq N_M$, $Z_\mu et N_\mu$.
- Définir le nombre des particules de valence p'et n'.
- Choisir le type de la fonction $f(p',n')$ correspondant à cet effet .

L'interaction est donnée par :

$$E_{int} = \sum E_\eta f_\eta(\rho_i, \rho_j) \tag{2.21}$$

Avec :

$$E_\eta = E_s \frac{min(Z_\mu - Z_m, Z_M - Z_\mu)}{D_i} \frac{min(N_\mu - N_m, N_M - N_\mu)}{D_j} \tag{2.22}$$

Où

$\rho_i = p'/p'_{max}$, $\rho_j = n'/n'_{max}$

p'_{max}etn'_{max} sont les valeurs maximales de p'et n' dans la région concernée.

$$Z_m = \frac{1}{2}(M_{i-1} + M_i), Z_\mu = M_i, Z_M = \frac{1}{2}(M_i + M_{i+1}) , \tag{2.23}$$

$$N_m = \frac{1}{2}(M_{j-1} + M_j), N_\mu = M_j, N_M = \frac{1}{2}(M_j + M_{j+1}) . \tag{2.24}$$

Pour les noyaux magiques,E_{int} est donnée par :

$$E_{sp} = E_\eta \rho_i^2 \rho_j (1 - \rho_{i+1}^2)(1 - \rho_{j+1}) \tag{2.25}$$

Notons que :

$$Z_m = \frac{1}{2}(M_{i-1} + M_i) , Z_M = \frac{1}{2}(M_i + M_{i+1}) \text{ et } Z_\mu = M_i, \tag{2.26}$$

$$N_m = \frac{1}{2}(M_{j-1} + M_j) , N_M = \frac{1}{2}(M_j + M_{j+1}) \text{ et } N_\mu = M_j. \tag{2.27}$$

Pour les noyaux riches en neutrons, l'interaction est donnée par :

$$E_{rn} = E_\eta \rho_i \rho_j \tag{2.28}$$

Où $n' = N - N_m$, $p' = Z_M - Z$.

Pour les noyaux riches en protons, l'interaction est donnée par :

$$E_{rp} = E_\eta (\rho_i - \rho_j)^2 (1 - \rho_{i+1}^2)(1 - \rho_{j+1}) \tag{2.29}$$

2.3.3 Correction d'appariement

Dans le noyau, les nucléons sont répartis sur des niveaux d'énergie, et chaque niveau est caractérisé par un moment angulaire j, le niveau contenant (2j+1) particule est appelé une couche fermée. La particule individuelle est celle se trouvant en dehors de cette couche fermée. L'interaction entre les nucléons dans la même couche est plus forte que celle entre des nucléons se trouvant dans des couches différentes.

Il y a une relation entre le modèle en couches et les modes collectifs du noyau. Cependant, la structure des niveaux d'énergie de la particule résiduelle dépend de la forme de la distribution spatiale des nucléons. Ce qui ramène à une interaction entre le mouvement collectif des nucléons dans la même couche et celui de la particule résiduelle. Cette interaction est appelée "couplage faible" pour les noyaux près de la sphéricité et "couplage fort" pour les noyaux loin de la sphéricité (noyaux déformés).

Les noyaux magiques et leurs voisins sont sphériques et possèdent une résistance contre la déformation du type quadripolaire, leur spectre ne possède pas des systématiques parce qu'il est dû à l'excitation des nucléons. Mais en s'éloignant des couches fermées, les noyaux résultant de l'addition ou la soustraction de nucléons possèdent un spectre vibrationnel. Finalement, en s'éloignant d'avantage des couches fermées, les noyaux possèdent un spectre rotationnel. La figure 2.1 représente la variation de l'énergie totale du noyau en fonction de la déformation quadripolaire α pour les trois types de noyaux précédents[15].

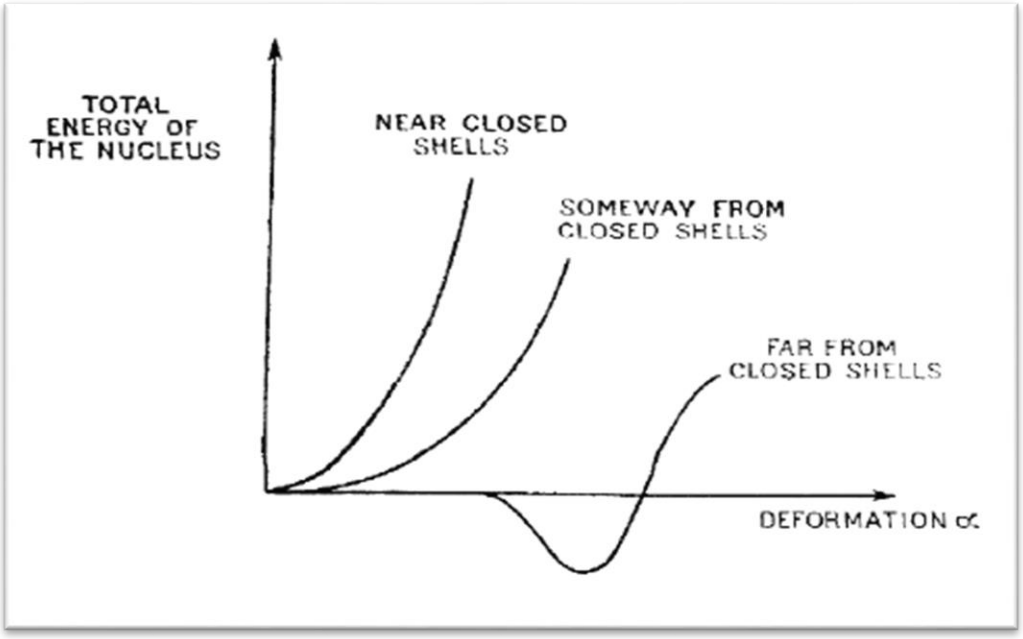


Figure 2.1 : l'énergie totale du noyau en fonction de la déformation α.

Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons présenté le modèle macroscopique- microscopique, qui est basé sur le modèle de la goutte liquide. Deux types de correction ont été ajoutés à la formule liquide de Bethe et Weizsäcker, qui sont la correction des couches et la correction d'appariement.

Chapitre 3

L'ajustement des masses expérimentales par le modèle macroscopique-microscopique

Ce chapitre est consacré à la présentation des résultats d'ajustement du modèle macroscopique-microscopique avec les masses atomique expérimentales.

3.1 Présentation de la méthode de moindre carrée

Dans le cas le plus courant, le modèle théorique est une famille de fonctions $f(x\ ;\ \theta)$d'une ou plusieurs variables muettes x, indexées par un ou plusieurs paramètres θ inconnus. La méthode des moindres carrés permet de sélectionner parmi ces fonctions celle qui reproduit le mieux les données expérimentales. On parle dans ce cas d'ajustement par la méthode des moindres carrés. Si les paramètres θ ont un sens physique la procédure d'ajustementdonne également une estimation indirecte de la valeur de ces paramètres.

La méthode consiste en une prescription (initialement empirique), qui est que la fonction $f(x\ ;\ \theta)$qui décrit « le mieux » les données est celle qui minimise la somme quadratique des déviations des mesures aux prédictions de $f(x\ ;\ \theta)$. Si, par exemple,nous disposons de N mesures $(y_i)_i$= 1,..., N, les paramètres θ « optimaux » au sens de laméthode des moindres carrés sont ceux qui minimisent la quantité :

$$S(\theta) = \sum_{i=1}^{N}(y_i - f(x_i;\theta))^2 = \sum_{i=1}^{N} r_i^2(\theta) \quad (3.1)$$

Où les $r_i(\theta)$sont les résidus du modèle, qui représentent l'écart entre la mesureY_i et laprédiction $f(x\ ;\ \theta)$donnée par le modèle. La fonction S(θ) peut être considérée comme une mesure de la distance entre les données expérimentales et le modèle théorique qui prédit ces données. La prescription des moindres carrés commande que cette distance soit minimale.

Si, comme c'est généralement le cas, on dispose d'une estimation de l'écart-type $\sigma_i$de l'incertitude qui affecte chaque mesurey_i , on l'utilise pour « peser » la contribution de la mesure au χ^2. Une mesure aura d'autant plus de poids que son incertitude sera faible :

$$< \theta >= \sum_{i=1}^{N}\left(\frac{y_i - f(x_i;\theta)}{\sigma_i}\right)^2 = \sum_{i=1}^{N} \omega_i(y_i - f(x_i;\theta))^2 \quad (3.2)$$

La quantité w_i, inverse de la variance du bruit affectant la mesure y_i, est appelée poids de la mesurey_i. La quantité ci-dessus est appelée khi carré (χ^2)ou khi-deux. Son nom vient de

la loi statistique qu'elle décrit, si les erreurs de mesure qui entachent les y_i sont distribuées suivant une loi normale (ce qui est très courant). Dans ce dernier cas, la méthode des moindres carrés permet de plus d'estimer quantitativement l'adéquation du modèle aux mesures, pour que l'on dispose d'une estimation fiable des erreurs σ_i. Si le modèle d'erreur est non gaussien, il faut généralement recourir à la méthode du maximum de vraisemblance, dont la méthode des moindres carrés est un cas particulier.

Son extrême simplicité fait que cette méthode est très couramment utilisée de nos jours en sciences expérimentales. Une application courante est le lissage des données expérimentales par une fonction empirique (fonction linéaire, polynômes ou splines).Cependant son usage le plus important est probablement la mesure de quantités physiques à partir de données expérimentales. Dans de nombreux cas, la quantité que l'on cherche à mesurer n'est pas observable et n'apparaît qu'indirectement comme paramètre θ d'un modèle théorique $f(x\,;\,\theta)$. Dans ce dernier cas de figure, il est possiblede montrer que la méthode des moindres carrés permet de construire un estimateurde θ, qui vérifie certaines conditions d'optimalité. En particulier, lorsque le modèle $f(x\,;\,\theta)$est linéaire en fonction des paramètres, le théorème de Gauss-Markov garantit que la méthode des moindres carrés permet d'obtenir l'estimateur non biaisé le moins dispersé. Lorsque le modèle est une fonction non linéaire des paramètres θ, l'estimateur est généralement biaisé. Par ailleurs, dans tous les cas, les estimateurs obtenus sont extrêmement sensibles aux points aberrants : on traduit ce fait en disant qu'ils sont non robustes.

3.2 Calcul des paramètres du modèle macroscopique-microscopique

Dans le but d'ajuster par le modèle macroscopique-microscopique les valeurs des masses expérimentales à l'état fondamental en utilisant la méthode de moindre carrée, nous avons choisis les constantesa_v, k_v, c_0, a_c, k_s comme des paramètres d'ajustement.

On prend la formule de masse(équation (2.2) de chapitre 2) et par la méthode des moindre carrées on minimiseleσ^2[1].

$$\sigma^2 = \left[\frac{1}{n}\sum_i^n \left(M_{exp}^i - M_{th}^i\right)^2\right] \quad (3.3)$$

Où : M_{th}^i est la masse théorique d'un nucléide i obtenue par le modèle macroscopique-microscopique.

M_{exp}^iest la masse expérimentale du nucléide i.

n : le nombre totales des nucléides mesurées expérimentalement.

Nous utilisons les tableaux des masses expérimentales à l'état fondamental de la référence [16].ces tableaux donnent la masse de 2149 nucléides avec leurs incertitudes d'une région qui s'étale de A= 16 jusqu'au A=266 (N varie de 8 à 156). Ces masses ont été déterminées par les différentes techniques de masses nucléaires citées au chapitre 1.

Ces mêmes tableaux donnent, pour n'importe quel nucléide, la valeur de l'énergie microscopique calculée par la référence [16] dans le cas de potentiel de Yukawa déformé.

Les valeurs des autres constantes ont été déterminées par d'autres études des masses à l'état fondamental [9], qui sont :

R_0=1.16 fm

A= 0.68 fm

As=21.13 MeV

Ks=2.3

Au cours de notre étude, nous avons supposé que la forme des noyaux est sphérique. Cette approximation qui n'est pas toujours valable a été utilisé afin d'avoir des simplifications dans le calcul de l'énergie macroscopique.

L'expression de M_{th} peut s'écrire sous la forme:

$$M_{th}=-a_v A + a_X I^2 A + C_0 - C_a(N-Z) + w\left\{|I| + \left\{\frac{1}{A}\right\}_0\right\} + \Lambda \qquad (3.4)$$

Sachant que :

$$\Lambda=M_H Z - M_n N + a_s(1-k_s I^2)B_1 A^{\frac{2}{3}} + C_1 \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} B_3 - C_4 \frac{Z^{\frac{4}{3}}}{A^{\frac{1}{3}}} + f\left(k_f r_p\right)\frac{Z^2}{A} + E_P - a_{el} Z^{2.39} \quad (3.5)$$

Cette expression correspond à la partie de la masse connue pour n'importe quelle paire (N, Z).

La partie qui procède Λ dans l'équation (3.4) contient les paramètres de l'ajustement.

On signale ici que l'expression (3.4) correspond à un excès de masse d'un nucléide. Cette convention sera utilisée pour toutes les masses mentionnées dans la prochaine section. Les

valeurs de masses qui seront déduites à la fin de cette partie représentent des valeurs des excès de masse.

Pour calculer les paramètres présents dans la formule de masse équation (2.2),on utilise la méthode des moindre carrées pour minimiser le σ^2.

Le premier pas dans notre ajustement consiste à minimiser le σ^2:

σ^2est minimum $\Rightarrow \frac{\partial \sigma^2}{\partial a_i}$=0

Où : a_i prend de l'un des paramètres $a_V, k_x, c_0, c_a ou\ W$

$\frac{\partial \sigma^2}{\partial a_i}$=0 $\Rightarrow \frac{\partial \sigma^2}{\partial M_{th}} \frac{\partial M_{th}}{\partial a_v} = 0$

Pour le paramètre a_v :

$$\frac{\partial \sigma^2}{\partial a_v} = \frac{2}{n} \sum_i^n A\left(M_{exp}^i - M_{th}^i\right) = 0 (3.6)$$

Avec :

$$\frac{\partial M_{th}}{\partial a_v} = -A$$

$$\frac{\partial \sigma^2}{\partial M_{th}} = -\frac{2}{n} \sum_i^n \left(M_{exp}^i - M_{th}^i\right) = 0 (3.7)$$

Pour le paramètre k_x :

$$\frac{\partial \sigma^2}{\partial k_x} = \frac{2}{n} \sum_i^n I^2 A\left(M_{exp}^i - M_{th}^i\right) = 0 (3.8)$$

Avec :

$$\frac{\partial M_{th}}{\partial k_x} = I^2 A$$

$$\frac{\partial \sigma^2}{\partial M_{th}} = -\frac{2}{n} \sum_i^n \left(M_{exp}^i - M_{th}^i\right) = 0 (3.9)$$

Pour le paramètre c_0 :

$$\frac{\partial \sigma^2}{\partial c_0} = \frac{2}{n} \sum_i^n \left(M_{exp}^i - M_{th}^i\right) = 0 (3.10)$$

Avec :

$$\frac{\partial M_{th}}{\partial c_0} = 1$$

$$\frac{\partial \sigma^2}{\partial M_{th}} = -\frac{2}{n}\sum_i^n \left(M_{exp}^i - M_{th}^i\right) = 0 \quad (3.11)$$

Pour le paramètre c_a :

$$\frac{\partial \sigma^2}{\partial c_a} = \frac{2}{n}\sum_i^n (N-Z)\left(M_{exp}^i - M_{th}^i\right) = 0 \quad (3.12)$$

Avec :

$$\frac{\partial M_{th}}{\partial c_a} = (N-Z)$$

$$\frac{\partial \sigma^2}{\partial M_{th}} = -\frac{2}{n}\sum_i^n \left(M_{exp}^i - M_{th}^i\right) = 0 \quad (3.13)$$

Pour le paramètre W :

$$\frac{\partial \sigma^2}{\partial W} = \frac{2}{n}\sum_i^n \left\{|I| + \begin{Bmatrix} 1 \\ \frac{1}{A} \\ 0 \end{Bmatrix}\right\}\left(M_{exp}^i - M_{th}^i\right) = 0 \quad (3.14)$$

Avec :

$$\frac{\partial M_{th}}{\partial W} = \left\{|I| + \begin{Bmatrix} 1 \\ \frac{1}{A} \\ 0 \end{Bmatrix}\right\}$$

$$\frac{\partial \sigma^2}{\partial M_{th}} = -\frac{2}{n}\sum_i^n \left(M_{exp}^i - M_{th}^i\right) = 0 \quad (3.15)$$

Le système d'équation formé par les équations ((3.7), (3.9), (3.11), (3.13), (3.15,) peut s'écrire sous la forme :

$$\begin{pmatrix} b_{11} & -b_{12} & -b_{13} & b_{14} & -b_{15} \\ b_{21} & -b_{22} & -b_{23} & b_{24} & -b_{25} \\ b_{31} & -b_{32} & -b_{33} & b_{34} & -b_{35} \\ b_{41} & -b_{42} & -b_{43} & b_{44} & -b_{45} \\ b_{51} & -b_{52} & -b_{53} & b_{54} & -b_{55} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_v \\ k_x \\ c_0 \\ c_a \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_1[(\Lambda) - (M_{exp})] \\ C_2[(\Lambda) - (M_{exp})] \\ C_3[(\Lambda) - (M_{exp})] \\ C_4[(\Lambda) - (M_{exp})] \\ C_5[(\Lambda) - (M_{exp})] \end{pmatrix} (3.16)$$

Sachant que les constantes de ce système sont définies comme suite :

$b_{11} = \sum_i^n A^2$,$b_{12} = \sum_i^n (I^2 A^2)$,$b_{13} = \sum_i^n (A^2)$,$b_{14} = \sum_i^n [(A^2)(N-Z)]$,$b_{15=} \sum_i^n (A^2\,[|I| + \begin{Bmatrix} \frac{1}{A} \\ 0 \end{Bmatrix}])$

$b_{21} = \sum_i^n (I^2 A^2)$,$b_{22} = \sum_i^n (I^2 A^4)$,$b_{23} = \sum_i^n (I^2 A)$,$b_{24} = \sum_i^n [(I^2\,A)(N-Z)]$,$b_{25} = \sum_i^n ((I^2 A)\,[|I| + \begin{Bmatrix} \frac{1}{A} \\ 0 \end{Bmatrix}])$

$b_{31} = \sum_i^n (A^2)$, $b_{32} = \sum_i^n (I^2 A)$,$b_{33} = \sum_i^n (1)$,$b_{34} = \sum_i^n (N-Z)]$,$b_{35} = \sum_i^n (\left[|I| + \begin{Bmatrix} \frac{1}{A} \\ 0 \end{Bmatrix}\right])$

$b_{41} = \sum_i^n ((A)(N-Z))$,$b_{42} = \sum_i^n ((I^2 A)(N-Z))$,$b_{43} = \sum_i^n (N-Z)$,$b_{44} = \sum_i^n (N-Z)^2$,$b_{45} = \sum_i^n [(N-Z)\,(|I| + \begin{Bmatrix} \frac{1}{A} \\ 0 \end{Bmatrix})]$

$b_{51} = \sum_i^n [(A)(|I| + \begin{Bmatrix} \frac{1}{A} \\ 0 \end{Bmatrix})]$,$b_{52} = \sum_i^n [(I^2 A)(|I| + \begin{Bmatrix} \frac{1}{A} \\ 0 \end{Bmatrix})]$,$b_{53} = \sum_i^n [(|I| + \begin{Bmatrix} \frac{1}{A} \\ 0 \end{Bmatrix})]$,$b_{54} = \sum_i^n [\,(N-Z)(|I| + \begin{Bmatrix} \frac{1}{A} \\ 0 \end{Bmatrix})]$,$b_{55} = \sum_i^n [(|I| + \begin{Bmatrix} \frac{1}{A} \\ 0 \end{Bmatrix})]^2$

$C_1 = \sum_i^n (A)$,$C_2 = \sum_i^n (I^2 A)$,$C_3 = \sum_i^n (1)$,$C_4 = \sum_i^n (N-Z)$,$C_5 = \sum_i^n (\,[|I| + \begin{Bmatrix} \frac{1}{A} \\ 0 \end{Bmatrix}])$

Se systèmea été résolu en utilisant les formules de Cramer.

Les paramètres de l'ajustement obtenus par notre étude sont :

a_v =16.01 MeV

k_v =1.89

c_0 =3.18 MeV

c_a =–4.05 MeV

W =31 MeV

Ces valeurs sont comparables à celles obtenues par Möller et al en 1988 [9] en utilisant l'ajustement de 1593 masses des noyaux à l'état fondamental. Ils ont obtenu les valeurs suivantes :

a_v =16.000 MeV

k_v =1.911

c_0 =5.8 MeV

c_a =0.145 MeV

W =35 MeV

Après avoir obtenu les paramètresa_v, k_v, c_0, c_a et W, nous avons calculé par la suite l'écart quadratique moyen (r.m.s) qui est défini par :

$$\delta_{rms} = \left[\frac{1}{n}\sum_i^n \left(M_{exp}^i - M_{th}^i\right)^2\right]^{1/2} \quad (3.17)$$

Cette quantité est très importante car elle définit la qualité d'un ajustement. Un bon ajustement correspond à une valeur de δ_{rms} proche de zéro.

Dans notre étude, nous avons obtenue la valeur suivante

δ_{rms}=1.73

Ce résultat qui est satisfaisant peut être amélioré dans le futur si en tient compte la forme réelle des noyaux (déformation des noyaux).

3.3 Comparaison entre les résultats obtenus avec les résultats expérimentaux

Les paramètres obtenus par notre ajustement nous permettent de déterminer la masse de n'importe quel noyau (A, Z). Les valeurs obtenues de la masse de 2149 noyaux ayant un nombre A de masse allant de 16 jusqu'au 266 et un nombre de neutrons A varie de 8 jusqu'au 156 sont présentées à l'annexe A. Un bon accord est observé lors de cette comparaison, néanmoins, on note on un certain écart entre les valeurs théorique et expérimentales au voisinage de Z=8.

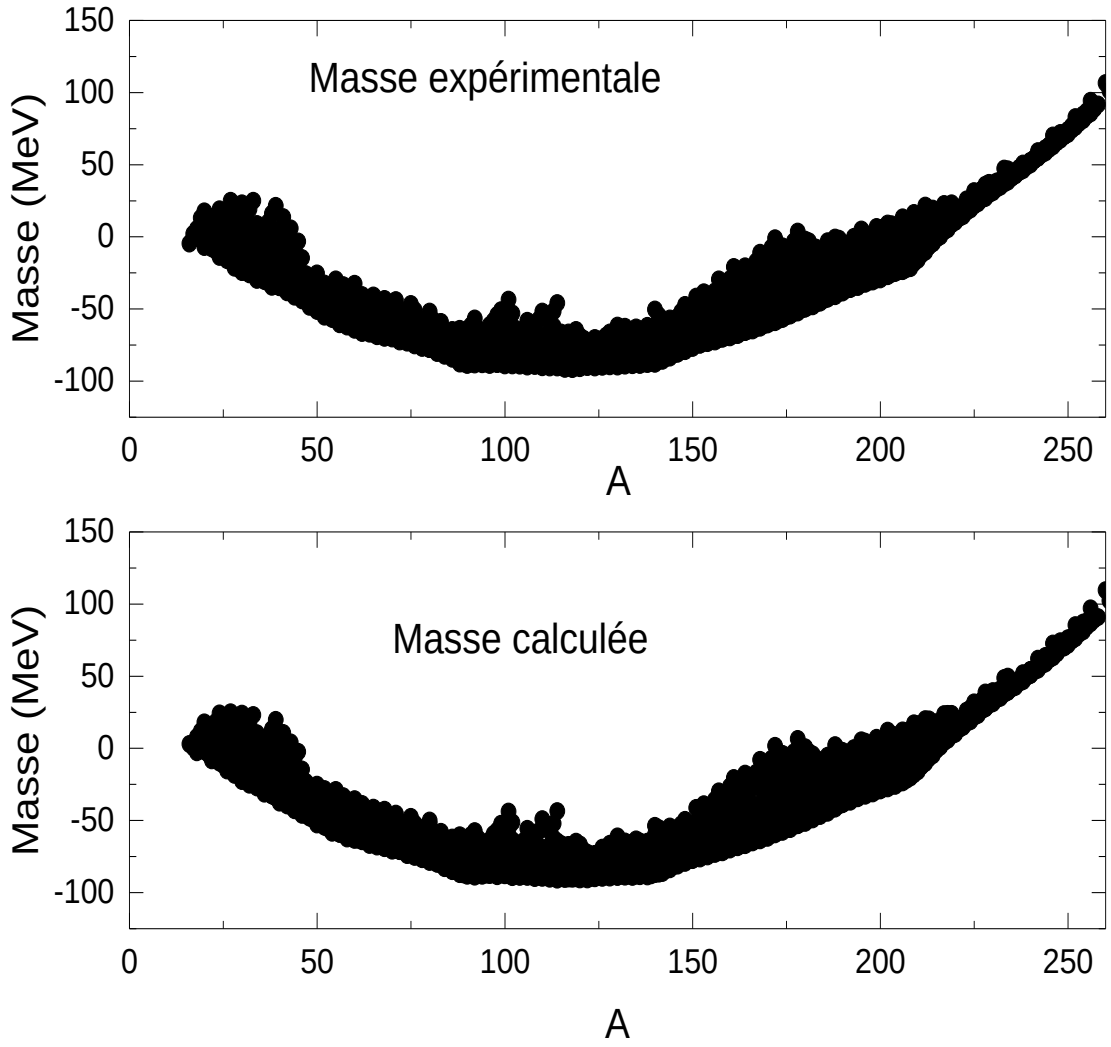
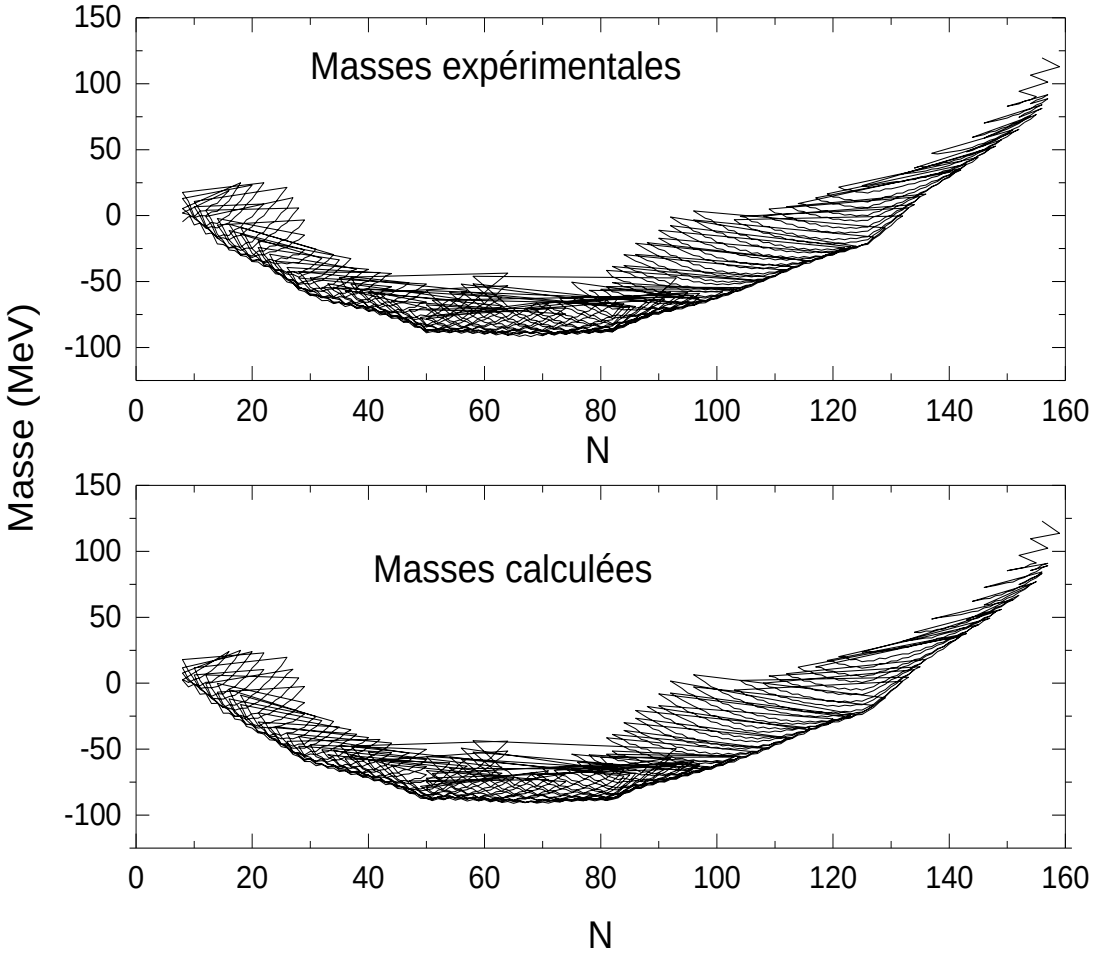


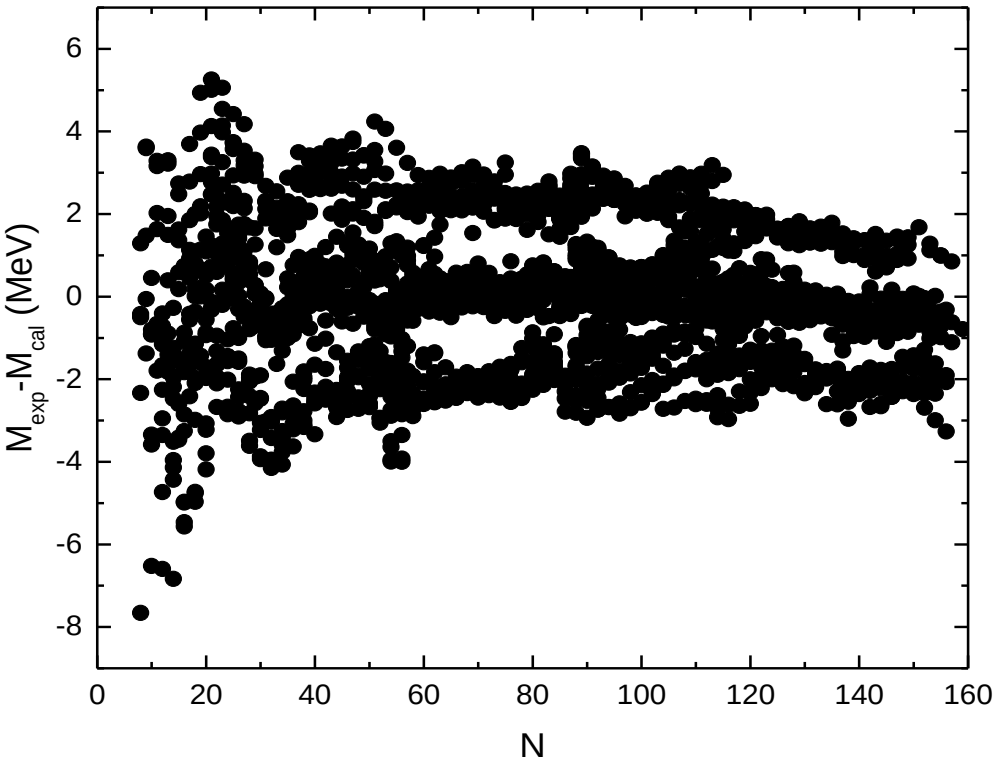
Figure3.1 :Variation des masses expérimentales et théoriques en fonction du nombre de masse A

Nous avons également comparé nos résultats à ceux obtenus expérimentalement [9].Cette comparaison est également présentée dans la figure 3.1 qui représente la variation de la masse calculée et expérimentale en fonction du nombre de masse A et dans la figure 3.2 qui représente variation de la masse calculée et expérimentale en fonction du nombre de neutrons N.



Figure(3.2) : Variation des masses expérimentale et théorique en fonction du nombre des neutrons N

Globalement, l'allure des masses calculées prend la même forme que l'allure des masses expérimentales. Sur la figure 3.3 on présente l'écart entre la masse expérimentale et théorique M_{exp}-M_{cal} en fonction du N. On peut bien remarquer les fluctuations de cette erreur autour de certaines régions. L'erreur maximale varie de -8 MeV au 5 MeV au voisinage de N=20, et entre -3 MeV à 3 MeV dans la région de N allant de 30 jusqu'au 120. Elle diminue par la suite dans la région de N supérieure à 120 pour varie entre -2 MeV à 2MeV. L'interprétation de la variation de l'erreur dans chaque région nécessite une étude approfondie sur la variation de chaque terme dans le modèle macroscopique-microscopique dans les différentes régions.



Figure(3.3) : Variation de la différence entre la masse expérimentale et la masse calculée en fonction du nombre de neutrons N

Le désaccord obtenu entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées de la masses est dû au fait que dans notre étude tous les noyaux sont supposées sphériques. Cette approximation influence largement sur les termes 3 et 5 de l'expression de l'énergie microscopique macroscopique (équation 2.2 de chapitre 2). Le désaccord peut être attribué à la méthode d'ajustement utilisée dans ce travail. En fait, cette méthode peut être amélioré en tenant compte l'erreur expérimentale de la masse.

Pour bien avoir une image réalise sur de l'écart entre les valeurs mesurées et expérimentales, on le présente (en valeur absolue) dans figure 3.4 par un format similaire à celui de la carte des nucléides. La propagation de cet écart est représentée en couleur sur une courbe ayant le nombre de protons et de neutrons comme axes. Cette représentation nous permet de déterminer les régions ayant l'écart maximal ou minimal. On peut remarquer qu'au long de

toute la région l'écart moyen est environ de 1 MeV. La région où Z allant de 95 jusqu'au 100 et N allant de 125 jusqu'au 145 ayant une erreur relativement plus grand, d'environ 4 MeV.

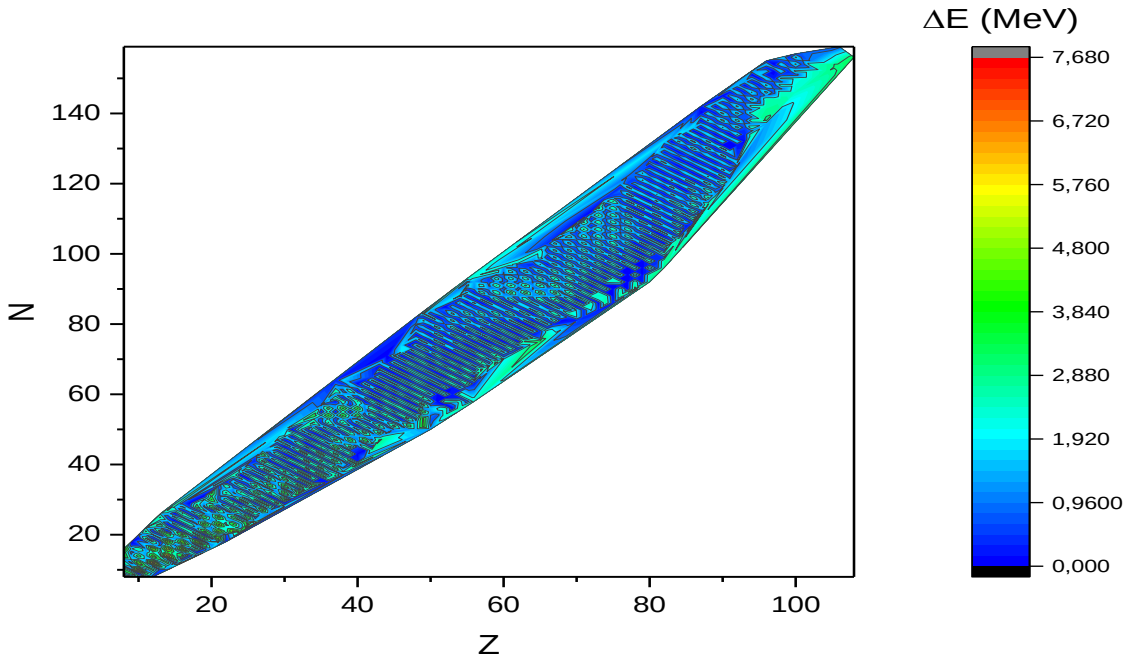


Figure **3.4** : La variation de la différence de masse $\Delta M = \left|M_{exp} - M_{th}\right|$ en fonction de N et Z.

Conclusion :

Dans ce chapitre, les masses nucléaires de 2149 nucléides ont été calculées en utilisant un ajustement avec le modèle macroscopique-microscopique. La valeur de rms obtenue est satisfaisante. L'ensemble des valeurs des masses calculées sont globalement en accord avec les valeurs des masses expérimentales.

Conclusion

Dans ce travail nous avons calculé les masses atomiques par le modèle macroscopique-microscopique. Le terme macroscopique utilise une version développée du modèle de la goutte liquide appelée le modèle Yukawa-plus-expontiel. Le terme microscopique est basé sur le potentiel de Yukawa déformé.

Un ajustement par la méthode de moindre carrée des valeurs de 2149 masses expérimentales a été effectué par ce modèle. Ces masses corresponds aux noyaux ayant un nombre de masse allant de A=16 jusqu'au A=266.

Vu aux complexités liées à la déformation des noyaux, nous avons supposé que tous les noyaux sont de forme sphérique.

Nous avons pu donner les valeurs obtenues par cet ajustement sous forme d'un tableau. Ce dernier pourra être utile dans les différentes études faisant en jeu les masses atomiques.

Les valeurs de masses calculées sont satisfaisantes avec celles de l'expérience. Le grand écart entre les deux valeurs dans certaines régions peut être attribué à la forte déformation des noyaux dans ces régions.

La valeur de l'rms obtenu dans cette étude qui est proche de 1, peut être améliorée dans le futur si en tenant compte la déformation des noyaux.

Références :

- [1] R.D.Evans,The Atomic Nucleus (1955).
- [2] Sean Bailly ,Noyau Doublement Magique et Instable ,(2012).
- [3]W. E. Myerhof, Eléments de Physique Nucléaire (1970).
- [4] D. Blanc, Physique Nucléaire (1980).
- [5] L. Valentin, Physique Atomique (1989) .
- [6] M.G. Mayer, J.H.D. Jensen, Elementary Theory of Nuclear Shell Structure (1960).
- [7]Bohr et Mottelson, Shell model and high-spin and deformation, (1988).
- [8] Cristian-Florentine Toader, Mesure de masses atomiques de nucléides très éloignés de la valléede stabilité β à l'aide d'un spectromètre de masse à radiofréquence(1999).
- [9] P.MÖller, W.D.Myers, W.J.Swiatecki et J.Treiner (Nuclear Mass Formula With A Finite-Range Droplet Model And A Folded-YUKAWA SINGLE-PARTICLE POTENTIAL)(1988).
- [10] V.M.Strutinsky, Shell effects in nuclear masses and déformation energies, Nuclear PhysicsA(1967).
- [11]M. Bolsterli, E, O.Fiset ,J.R. Nix ,and J.L . Norton , New Calculation of fission Barriers for heavy and Superheavy Nuclei, Phys (1972).
- [12]W.H. Bassichis, A. K. Kerman, C.F. Tsang, D .R .Tuerpe, and L.Wilets, A Study of Deformation Energy Surfaces Obtained from single particle Energies. (1972).
- [13]P. MÖller and J. Nix, New model of the average neutron and proton pairing gaps, Nuclear Physics A(1992).
- [14]J. Duflo, Nucl. Phys. A576 (1994).
- [15]Gottardo et al., First Evidence of Shape Coexistence in the ^{78}Ni Region: Intruder 0_2+ State in ^{80}Ge, Phys,(2016)
- [16]P. MÖller, A. J. Sierk, T. Ichikawa and H. Sagawa, Atomic Data Nuclear Data Tabl.109-110, (2016)

ANNEXE A :

Tableau des masses des nucléides calculé en modèle macro-microscopique et les masses expérimentales.

Avec :

M_{cal} : masses calculés en MeV.

M_{exp} : masses expérimentales en MeV.

N	A	M_{cal}	M_{exp}	σ_{exp}
8	16	2,92	-4,74	0
9	17	0,57	-0,81	0
10	18	2,80	-0,78	0,001
11	19	4,00	3,34	0,003
12	20	6,75	3,8	0,001
13	21	9,47	8,06	0,012
14	22	13,42	9,28	0,057
15	23	18,08	14,61	0,122
16	24	24,06	19,07	0,236
8	17	2,45	1,95	0
9	18	-2,73	0,87	0,001
10	19	-0,69	-1,49	0
11	20	-2,04	-0,02	0
12	21	0,67	-0,05	0,002
13	22	0,84	2,79	0,012
14	23	4,57	3,33	0,08
15	24	6,97	7,56	0,072
16	25	13,05	11,27	0,098
17	26	17,82	18,27	0,167
18	27	24,92	24,93	0,377
8	18	7,65	5,32	0
9	19	1,81	1,75	0
10	20	-0,52	-7,04	0
11	21	-3,93	-5,73	0
12	22	-3,29	-8,02	0
13	23	-3,51	-5,15	0
14	24	-2,43	-5,95	0
15	25	-0,55	-2,11	0,026
16	26	3,29	0,43	0,027
17	27	7,49	7,07	0,11
18	28	12,39	11,24	0,147
19	29	17,92	18,06	0,269
20	30	23,97	23,1	0,571
8	19	11,64	12,93	0,012
9	20	3,22	6,85	0,007
10	21	-1,26	-2,18	0,001
11	22	-8,34	-5,18	0
12	23	-7,87	-9,53	0
13	24	-9,91	-8,42	0
14	25	-7,93	-9,36	0,001
15	26	-8,22	-6,86	0,006
16	27	-4,44	-5,52	0,004
17	28	-2,84	-0,99	0,013
18	29	1,86	2,66	0,013
19	30	5,39	8,36	0,025
20	31	11,56	12,65	0,211
21	32	16,08	19,06	0,356
22	33	22,94	24,89	0,875
8	20	17,99	17,57	0,027
9	21	9,44	10,91	0,016
10	22	2,94	-0,4	0,001
11	23	-4,55	-5,47	0,001
12	24	-7,34	-13,93	0
13	25	-11,37	-13,19	0
14	26	-11,79	-16,22	0
15	27	-11,99	-14,59	0
16	28	-10,05	-15,02	0,002
17	29	-9,24	-10,62	0,014
18	30	-5,92	-8,91	0,008
19	31	-3,43	-3,22	0,012
20	32	1,02	-0,95	0,018
21	33	5,17	4,89	0,02
22	34	10,46	8,81	0,231
10	23	6,32	6,77	0,019
11	24	-3,35	-0,06	0,003
12	25	-7,76	-8,92	0
13	26	-15,43	-12,21	0
14	27	-15,24	-17,2	0
15	28	-18,47	-16,85	0
16	29	-16,39	-18,22	0,001
17	30	-16,67	-15,87	0,014
18	31	-14,58	-14,95	0,02
19	32	-13,24	-11,06	0,086
20	33	-9,04	-8,53	0,073
21	34	-6,31	-2,93	0,113
22	35	-1,18	-0,13	0,175
23	36	2,53	5,78	0,215
24	37	8,42	9,95	0,331
25	38	13,11	16,05	0,731
26	39	19,66	21,4	1,472
10	24	11,66	10,76	0,019
11	25	2,18	3,82	0,01
12	26	-3,79	-7,14	0,003
13	27	-11,49	-12,38	0
14	28	-14,65	-21,49	0
15	29	-18,48	-21,9	0
16	30	-18,86	-24,43	0
17	31	-20,54	-22,95	0
18	32	-19,11	-24,08	0
19	33	-18,89	-20,49	0,016
20	34	-16,16	-19,96	0,014
21	35	-14,23	-14,36	0,038
22	36	-10,53	-12,48	0,123
23	37	-6,74	-6,58	0,169
24	38	-2,63	-4,07	0,137
25	39	1,53	1,93	0,338
26	40	6,97	5,47	0,556
27	41	10,63	13,56	1,844
12	27	-0,31	-0,72	0,026
13	28	-10,46	-7,16	0,003
14	29	-14,48	-16,95	0,001
15	30	-22,68	-20,2	0
16	31	-22,76	-24,44	0
17	32	-25,23	-24,31	0
18	33	-24,25	-26,34	0,001
19	34	-25,70	-24,56	0,005
20	35	-23,15	-24,86	0,002
21	36	-22,73	-20,25	0,013
22	37	-18,82	-18,99	0,038
23	38	-17,05	-14,76	0,103
24	39	-12,82	-12,87	0,103
25	40	-10,30	-8,11	0,139
26	41	-5,30	-5,28	0,216
27	42	-1,38	0,94	0,447
28	43	4,10	5,77	0,969

12	28	6,33	4,07	0,16
13	29	-3,55	-3,16	0,05
14	30	-10,10	-14,06	0,003
15	31	-17,53	-19,05	0,002
16	32	-20,56	-26,02	0
17	33	-24,94	-26,59	0
18	34	-25,20	-29,93	0
19	35	-27,42	-28,85	0
20	36	-26,47	-30,66	0
21	37	-26,58	-26,9	0
22	38	-24,19	-26,86	0,007
23	39	-22,96	-23,16	0,05
24	40	-20,20	-22,87	0,141
25	41	-18,25	-19,02	0,118
26	42	-14,78	-17,68	0,124
27	43	-11,69	-11,97	0,202
28	44	-7,08	-9,12	0,395
29	45	-2,54	-3,25	1,742
14	31	-6,80	-7,07	0,05
15	32	-16,07	-13,33	0,007
16	33	-20,12	-21	0
17	34	-27,22	-24,44	0
18	35	-27,87	-29,01	0
19	36	-31,53	-29,52	0
20	37	-30,83	-31,76	0
21	38	-32,57	-29,8	0
22	39	-30,40	-29,8	0,002
23	40	-30,27	-27,56	0,032
24	41	-28,06	-27,31	0,069
25	42	-27,42	-24,91	0,144
26	43	-23,86	-24,17	0,157
27	44	-21,99	-20,23	0,108
28	45	-17,92	-18,36	0,124
29	46	-14,79	-14,71	0,717
14	32	-0,01	-2,2	0,002
15	33	-9,56	-9,38	0
16	34	-15,12	-18,38	0
17	35	-22,49	-23,05	0,001
18	36	-25,47	-30,23	0
19	37	-30,96	-30,95	0
20	38	-31,65	-34,72	0
21	39	-33,96	-33,24	0,005
22	40	-33,40	-35,04	0
23	41	-33,97	-33,07	0
24	42	-32,97	-34,42	0,006
25	43	-32,23	-32,01	0,005
26	44	-30,24	-32,67	0,002
27	45	-29,28	-29,77	0,001
28	46	-26,23	-29,72	0,041
29	47	-23,33	-25,91	0,1
16	35	-11,91	-11,17	0,02
17	36	-21,13	-17,43	0,008
18	37	-25,45	-24,8	0
19	38	-32,77	-28,8	0
20	39	-33,97	-33,81	0
21	40	-37,66	-33,53	0
22	41	-37,31	-35,56	0
23	42	-39,57	-35,02	0
24	43	-38,24	-36,59	0,009
25	44	-39,52	-35,81	0,036
26	45	-37,56	-36,61	0,01
27	46	-37,56	-35,42	0,016
28	47	-34,91	-35,7	0,008
29	48	-33,38	-32,12	0,024
30	49	-28,41	-30,32	0,07
31	50	-25,32	-25,35	0,278
16	36	-4,92	-6,44	0,04
17	37	-14,29	-13,16	0,022
18	38	-20,09	-22,06	0,005
19	39	-27,93	-27,27	0,002
20	40	-31,62	-34,85	0
21	41	-36,38	-35,14	0
22	42	-37,60	-38,55	0
23	43	-40,26	-38,41	0
24	44	-40,43	-41,47	0
25	45	-42,15	-40,81	0
26	46	-41,58	-43,13	0,002
27	47	-42,10	-42,34	0,002
28	48	-40,59	-44,21	0,004
29	49	-39,35	-41,29	0,004
30	50	-35,63	-39,57	0,009
31	51	-32,84	-35,86	0,094
32	52	-28,36	-32,51	0,699
18	39	-16,17	-14,17	0,024
19	40	-25,46	-20,52	0,003
20	41	-30,09	-28,64	0
21	42	-37,13	-32,12	0
22	43	-38,59	-36,19	0,002
23	44	-42,88	-37,82	0,002
24	45	-43,34	-41,07	0,001
25	46	-46,18	-41,76	0,001
26	47	-45,83	-44,33	0,002
27	48	-47,68	-44,5	0,005
28	49	-46,19	-46,55	0,004
29	50	-46,19	-44,54	0,016
30	51	-42,57	-43,22	0,02
31	52	-41,02	-40,36	0,193
33	54	-33,57	-34,22	0,37
34	55	-28,94	-29,58	0,736
18	40	-9,03	-8,85	0,16
20	42	-24,56	-25,12	0,005
21	43	-31,79	-29,32	0,007
22	44	-35,45	-37,55	0,001
23	45	-40,80	-39,01	0,001
24	46	-42,11	-44,12	0,001
25	47	-46,22	-44,93	0,001
26	48	-46,91	-48,49	0,001
27	49	-49,25	-48,56	0,001
28	50	-49,02	-51,43	0,001
29	51	-49,36	-49,73	0,001
30	52	-47,00	-49,47	0,007
31	53	-45,86	-46,83	0,1
32	54	-42,59	-45,59	0,125
33	55	-40,04	-41,67	0,152
34	56	-36,14	-38,94	0,196
35	57	-33,31	-33,54	0,455

21	44	-29,38	-24,12	0,121
22	45	-34,05	-31,88	0,017
23	46	-41,04	-37,07	0,001
24	47	-43,16	-42	0,001
25	48	-48,04	-44,47	0,003
26	49	-49,03	-47,96	0,001
27	50	-52,75	-49,22	0,001
28	51	-52,74	-52,2	0,001
29	52	-54,36	-51,44	0,001
30	53	-51,76	-51,85	0,003
31	54	-51,78	-49,89	0,015
32	55	-48,24	-49,15	0,1
33	56	-47,28	-46,08	0,204
34	57	-43,61	-44,19	0,233
35	58	-42,06	-40,21	0,248
36	59	-37,83	-37,07	0,307
37	60	-35,29	-32,58	0,475
21	45	-22,41	-18,97	0,503
22	46	-28,15	-29,47	0,02
23	47	-35,84	-34,56	0,014
24	48	-39,97	-42,82	0,007
25	49	-45,78	-45,33	0,002
26	50	-48,01	-50,26	0,001
27	51	-52,15	-51,45	0,001
28	52	-53,36	-55,42	0,001
29	53	-55,35	-55,28	0,001
30	54	-53,70	-56,93	0,001
31	55	-54,05	-55,11	0,001
32	56	-52,36	-55,28	0,002
33	57	-51,79	-52,52	0,002
34	58	-49,12	-51,83	0,203
35	59	-47,55	-47,89	0,244
36	60	-44,44	-46,5	0,213
37	61	-42,17	-42,18	0,255
38	62	-38,61	-40,42	0,337
23	48	-33,46	-29,32	0,112
24	49	-38,57	-37,62	0,024
25	50	-46,37	-42,63	0,001
26	51	-48,59	-48,24	0,001
27	52	-54,00	-50,71	0,002
28	53	-55,52	-54,69	0,001
29	54	-58,54	-55,56	0,001
30	55	-57,13	-57,71	0,001
31	56	-59,19	-56,91	0,001
32	57	-57,08	-57,49	0,002
33	58	-57,72	-55,91	0,03
34	59	-55,10	-55,48	0,03
35	60	-54,66	-53,18	0,086
36	61	-51,57	-51,56	0,228
37	62	-50,28	-48,04	0,223
38	63	-46,84	-46,35	0,258
39	64	-45,20	-42,62	0,267
40	65	-41,22	-40,67	0,537
24	50	-32,92	-34,48	0,06
25	51	-40,75	-40,22	0,015
26	52	-45,56	-48,33	0,007
27	53	-51,62	-50,94	0,002
28	54	-54,28	-56,25	0,001

29	55	-57,75	-57,48	0,001
30	56	-57,54	-60,6	0,001
31	57	-59,21	-60,18	0,001
32	58	-58,72	-62,15	0,001
33	59	-59,65	-60,66	0,001
34	60	-58,15	-61,41	0,003
35	61	-58,12	-58,92	0,02
36	62	-56,08	-58,9	0,014
37	63	-55,20	-55,55	0,168
38	64	-52,82	-54,77	0,277
39	65	-51,39	-50,88	0,243
40	66	-48,43	-49,57	0,303
41	67	-46,03	-45,69	0,416
42	68	-42,55	-43,13	0,699
26	53	-44,06	-42,65	0,018
27	54	-52,18	-48,01	0,001
28	55	-54,76	-54,03	0,001
29	56	-59,36	-56,04	0,002
30	57	-59,42	-59,34	0,001
31	58	-62,53	-59,85	0,001
32	59	-61,61	-62,23	0,001
33	60	-63,53	-61,65	0,001
34	61	-62,16	-62,9	0,001
35	62	-63,49	-61,43	0,02
36	63	-61,54	-61,84	0,02
37	64	-61,88	-59,79	0,02
38	65	-59,44	-59,17	0,013
39	66	-58,98	-56,11	0,252
40	67	-56,00	-55,06	0,318
41	68	-54,65	-51,35	0,318
42	69	-51,20	-50	0,335
43	70	-49,29	-45,64	0,838
44	71	-45,32	-43,87	0,838
26	54	-38,21	-39,21	0,05
27	55	-46,45	-45,34	0,011
28	56	-51,07	-53,9	0,011
29	57	-56,36	-56,08	0,002
30	58	-57,78	-60,23	0,001
31	59	-61,10	-61,16	0,001
32	60	-61,44	-64,47	0,001
33	61	-63,33	-64,22	0,001
34	62	-62,98	-66,75	0,001
35	63	-64,56	-65,51	0,001
36	64	-63,88	-67,1	0,001
37	65	-64,56	-65,13	0,001
38	66	-63,01	-66,01	0,001
39	67	-62,97	-63,74	0,003
40	68	-60,99	-63,46	0,003
41	69	-59,92	-59,98	0,004
42	70	-57,40	-59,15	0,346
43	71	-55,66	-55,2	0,368
44	72	-52,59	-53,94	0,436
28	57	-47,71	-47,31	0,016
29	58	-54,82	-51,66	0,002
30	59	-56,17	-56,36	0,001
31	60	-60,66	-58,34	0,002
32	61	-60,93	-61,98	0,001
33	62	-64,44	-62,8	0,004

34	63	-64,27	-65,58	0,001
35	64	-67,07	-65,42	0,001
36	65	-66,34	-67,26	0,001
37	66	-68,06	-66,26	0,001
38	67	-66,73	-67,32	0,001
39	68	-67,65	-65,57	0,002
40	69	-65,62	-65,74	0,001
41	70	-65,58	-62,98	0,002
42	71	-63,07	-62,71	0,001
43	72	-62,39	-59,78	0,001
44	73	-59,40	-58,99	0,004
45	74	-58,04	-56,01	0,006
46	75	-54,61	-54,12	0,978
47	76	-52,99	-50,98	0,007
28	58	-40,41	-42,3	0,05
29	59	-47,35	-47,26	0,037
30	60	-50,32	-54,19	0,011
31	61	-55,67	-56,35	0,016
32	62	-57,21	-61,17	0,01
33	63	-61,56	-62,21	0,002
34	64	-61,93	-66	0,001
35	65	-64,90	-65,91	0,001
36	66	-65,27	-68,9	0,001
37	67	-67,17	-67,88	0,001
38	68	-66,90	-70,01	0,001
39	69	-68,18	-68,42	0,001
40	70	-67,19	-69,57	0,002
41	71	-67,53	-67,33	0,01
42	72	-65,95	-68,13	0,006
43	73	-65,31	-65,41	0,04
44	74	-63,22	-65,71	0,047
45	75	-62,42	-62,47	0,071
46	76	-59,85	-62,14	0,08
47	77	-58,55	-58,72	0,12
48	78	-55,39	-57,34	0,09
50	80	-50,13	-51,85	0,172
30	61	-46,71	-47,09	0,053
31	62	-54,12	-52	0,028
32	63	-55,98	-56,55	0,001
33	64	-60,98	-58,83	0,002
34	65	-61,99	-62,66	0,001
35	66	-66,03	-63,72	0,003
36	67	-66,24	-66,88	0,001
37	68	-69,17	-67,09	0,002
38	69	-68,81	-69,33	0,001
39	70	-70,95	-68,91	0,001
40	71	-70,19	-70,14	0,001
41	72	-71,27	-68,59	0,001
42	73	-69,73	-69,7	0,002
43	74	-70,06	-68,05	0,004
44	75	-68,15	-68,46	0,002
45	76	-68,16	-66,3	0,002
46	77	-65,72	-65,99	0,002
47	78	-65,26	-63,71	0,002
48	79	-62,36	-62,51	0,098
49	80	-61,44	-59,13	0,123
50	81	-57,90	-57,98	0,192
32	64	-50,40	-54,35	0,032

33	65	-56,02	-56,42	0,1
34	66	-58,20	-61,62	0,03
35	67	-62,47	-62,66	0,005
36	68	-63,90	-66,98	0,006
37	69	-66,88	-67,1	0,001
38	70	-67,40	-70,56	0,001
39	71	-70,06	-69,91	0,001
40	72	-70,04	-72,59	0,002
41	73	-71,51	-71,3	0,002
42	74	-70,92	-73,42	0,002
43	75	-71,69	-71,86	0,002
44	76	-70,29	-73,21	0,002
45	77	-70,60	-71,21	0,002
46	78	-69,11	-71,86	0,004
47	79	-68,83	-69,49	0,09
48	80	-66,79	-69,51	0,028
49	81	-65,81	-66,3	0,12
50	82	-63,25	-65,62	0,244
33	66	-54,05	-51,5	0,68
34	67	-56,37	-56,65	0,1
35	68	-61,78	-58,9	0,043
36	69	-63,21	-63,09	0,031
37	70	-67,34	-64,34	0,05
38	71	-67,95	-67,89	0,004
39	72	-71,20	-68,23	0,004
40	73	-71,39	-70,96	0,004
41	74	-74,01	-70,86	0,002
42	75	-73,47	-73,03	0,002
43	76	-75,27	-72,29	0,002
44	77	-73,78	-73,92	0,002
45	78	-75,00	-72,82	0,01
46	79	-73,64	-73,64	0,006
47	80	-74,28	-72,16	0,023
48	81	-72,29	-72,53	0,006
49	82	-72,22	-70,32	0,2
50	83	-69,41	-69,88	0,22
34	68	-50,62	-54,22	0,033
35	69	-56,74	-56,3	0,034
36	70	-59,23	-62,05	0,062
37	71	-63,47	-63,12	0,032
38	72	-65,11	-67,89	0,012
39	73	-68,61	-68,22	0,011
40	74	-69,62	-72,21	0,002
41	75	-72,47	-72,17	0,002
42	76	-72,86	-75,25	0,002
43	77	-74,97	-74,6	0,002
44	78	-74,36	-77,03	0,002
45	79	-75,84	-75,92	0,002
46	80	-75,34	-77,76	0,002
47	81	-76,25	-76,39	0,002
48	82	-75,15	-77,59	0,002
49	83	-75,23	-75,34	0,004
50	84	-73,27	-75,95	0,015
51	85	-71,27	-72,43	0,03
52	86	-67,49	-70,54	0,016
53	87	-64,66	-66,58	0,039
54	88	-60,38	-63,88	0,049
36	71	-57,24	-57,06	0,568

37	72	-62,50	-59,01	0,06
38	73	-64,12	-63,63	0,051
39	74	-68,60	-65,31	0,015
40	75	-69,61	-69,14	0,014
41	76	-73,31	-70,29	0,009
42	77	-73,83	-73,24	0,003
43	78	-76,83	-73,45	0,004
44	79	-76,28	-76,07	0,002
45	80	-78,79	-75,89	0,002
46	81	-78,36	-77,97	0,002
47	82	-80,09	-77,5	0,002
48	83	-79,15	-79,01	0,004
49	84	-80,20	-77,8	0,015
50	85	-78,45	-78,61	0,019
51	86	-77,40	-75,64	0,011
52	87	-73,44	-73,86	0,018
53	88	-71,28	-70,73	0,038
54	89	-66,68	-68,57	0,06
55	90	-64,77	-64,62	0,077
56	91	-60,31	-61,51	0,073
57	92	-57,45	-56,58	0,05
35	71	-47,15	-46,92	0,652
36	72	-51,30	-53,94	0,008
37	73	-57,36	-56,55	0,007
38	74	-60,09	-62,33	0,002
39	75	-64,93	-64,32	0,008
40	76	-66,69	-69,01	0,004
41	77	-70,55	-70,17	0,002
42	78	-71,70	-74,18	0,001
43	79	-74,91	-74,44	0,004
44	80	-75,63	-77,89	0,001
45	81	-78,12	-77,69	0,002
46	82	-78,55	-80,59	0,002
47	83	-80,50	-79,98	0,003
48	84	-80,51	-82,43	0,003
49	85	-81,71	-81,48	0,002
50	86	-80,85	-83,27	0
51	87	-80,00	-80,71	0
52	88	-76,74	-79,69	0,013
53	89	-74,71	-76,73	0,052
54	90	-70,97	-74,97	0,019
55	91	-69,14	-71,31	0,057
56	92	-65,44	-68,79	0,012
57	93	-62,82	-64,02	0,1
37	74	-54,83	-51,92	0,004
38	75	-58,08	-57,22	0,007
39	76	-63,90	-60,48	0,002
40	77	-65,80	-64,82	0,007
41	78	-70,41	-66,94	0,007
42	79	-71,53	-70,8	0,006
43	80	-75,42	-72,17	0,007
44	81	-76,28	-75,46	0,006
45	82	-79,82	-76,19	0,003
46	83	-80,30	-79,07	0,006
47	84	-83,07	-79,75	0,003
48	85	-83,06	-82,17	0
49	86	-85,17	-82,75	0
50	87	-84,35	-84,6	0
51	88	-84,32	-82,61	0
52	89	-81,10	-81,71	0,005
53	90	-79,83	-79,36	0,007
54	91	-76,14	-77,75	0,008
55	92	-74,89	-74,77	0,006
56	93	-71,29	-72,62	0,008
57	94	-69,53	-68,55	0,008
58	95	-65,68	-65,85	0,021
59	96	-63,80	-61,22	0,029
60	97	-59,58	-58,36	0,031
61	98	-57,09	-54,22	0,05
62	99	-52,31	-50,88	0,126
64	101	-43,94	-43,6	0,166
37	75	-47,58	-46,62	0,22
38	76	-52,22	-54,24	0,037
39	77	-58,70	-57,8	0,009
40	78	-61,52	-63,17	0,007
41	79	-66,25	-65,48	0,008
42	80	-68,00	-70,31	0,007
43	81	-71,82	-71,53	0,006
44	82	-73,73	-76,01	0,006
45	83	-77,41	-76,79	0,01
46	84	-78,92	-80,64	0,003
47	85	-82,02	-81,1	0,003
48	86	-82,97	-84,52	0,001
49	87	-85,22	-84,88	0,001
50	88	-85,33	-87,92	0,001
51	89	-85,42	-86,21	0,001
52	90	-83,00	-85,94	0,003
53	91	-82,06	-83,64	0,005
54	92	-78,92	-82,87	0,003
55	93	-77,72	-80,08	0,008
56	94	-74,84	-78,84	0,007
57	95	-73,33	-75,12	0,007
58	96	-70,29	-72,94	0,027
59	97	-68,57	-68,79	0,019
60	98	-65,25	-66,65	0,026
61	99	-62,85	-62,19	0,08
62	100	-58,84	-60,22	0,127
63	101	-55,85	-55,41	0,124
64	102	-51,37	-53,08	0,111
40	79	-58,89	-58,36	0,45
41	80	-64,44	-61,22	0,177
42	81	-66,42	-66,02	0,062
43	82	-71,13	-68,19	0,103
44	83	-72,96	-72,33	0,044
45	84	-77,50	-74,16	0,091
46	85	-79,12	-77,84	0,019
47	86	-83,02	-79,28	0,014
48	87	-84,12	-83,02	0,002
49	88	-87,20	-84,3	0,002
50	89	-87,40	-87,7	0,003
51	90	-88,30	-86,49	0,003
52	91	-85,93	-86,35	0,003
53	92	-85,79	-84,81	0,009
54	93	-82,56	-84,22	0,011
55	94	-82,12	-82,35	0,007
56	95	-79,38	-81,21	0,007

57	96	-78,66	-78,35	0,023
58	97	-75,68	-76,26	0,012
59	98	-74,73	-72,47	0,025
60	99	-71,44	-70,2	0,024
61	100	-69,81	-67,29	0,079
62	101	-65,88	-64,91	0,095
63	102	-63,63	-61,89	0,086
40	80	-52,18	-55,52	1,49
41	81	-58,32	-58,49	0,167
43	83	-66,34	-66,46	0,096
45	85	-73,77	-73,15	0,101
46	86	-76,24	-77,8	0,03
47	87	-80,37	-79,35	0,008
48	88	-82,29	-83,62	0,01
49	89	-85,68	-84,87	0,004
50	90	-86,66	-88,77	0,002
51	91	-87,72	-87,89	0,002
52	92	-86,21	-88,45	0,002
53	93	-86,21	-87,12	0,002
54	94	-83,63	-87,27	0,002
55	95	-83,59	-85,66	0,002
56	96	-81,52	-85,44	0,003
57	97	-80,79	-82,95	0,003
58	98	-78,40	-81,29	0,02
59	99	-77,55	-77,77	0,02
60	100	-75,01	-76,6	0,036
61	101	-73,60	-73,46	0,031
62	102	-70,39	-71,74	0,051
63	103	-68,31	-68,37	0,109
42	83	-57,94	-58,96	0,315
44	85	-67,07	-67,15	0,224
45	86	-72,52	-69,83	0,085
46	87	-74,94	-74,18	0,061
47	88	-79,90	-76,07	0,101
48	89	-81,91	-80,65	0,027
49	90	-86,08	-82,66	0,005
50	91	-87,21	-86,63	0,004
51	92	-89,04	-86,45	0,003
52	93	-87,63	-87,21	0,002
53	94	-88,43	-86,36	0,002
54	95	-86,18	-86,78	0,002
55	96	-86,71	-85,6	0,004
56	97	-84,58	-85,61	0,003
57	98	-84,71	-83,53	0,006
58	99	-82,43	-82,33	0,013
59	100	-81,88	-79,94	0,026
60	101	-79,44	-78,94	0,019
61	102	-78,83	-76,35	0,041
62	103	-75,66	-75,32	0,068
63	104	-74,33	-72,22	0,105
64	105	-70,58	-70,85	0,1
44	86	-61,88	-64,56	0,438
45	87	-67,51	-67,69	0,223
46	88	-70,75	-72,7	0,02
47	89	-75,89	-75	0,015
48	90	-78,73	-80,17	0,006
49	91	-83,10	-82,2	0,011
50	92	-85,07	-86,81	0,004

51	93	-87,19	-86,8	0,004
52	94	-86,53	-88,41	0,002
53	95	-87,56	-87,71	0,002
54	96	-85,94	-88,79	0,002
55	97	-86,74	-87,54	0,002
56	98	-85,26	-88,11	0,002
57	99	-85,39	-85,97	0,002
58	100	-83,60	-86,18	0,006
59	101	-83,47	-83,51	0,006
60	102	-81,51	-83,56	0,021
61	103	-80,98	-80,85	0,061
62	104	-78,50	-80,33	0,054
63	105	-77,11	-77,34	0,071
64	106	-74,12	-76,25	0,018
65	107	-72,44	-72,94	0,162
47	90	-74,19	-71,21	0,242
48	91	-77,17	-75,98	0,2
49	92	-82,35	-78,93	0,026
50	93	-84,42	-83,6	0,004
51	94	-87,21	-84,15	0,004
52	95	-86,65	-86,02	0,005
53	96	-87,94	-85,82	0,005
54	97	-87,08	-87,22	0,005
55	98	-88,66	-86,43	0,004
56	99	-87,25	-87,32	0,002
57	100	-88,06	-86,02	0,002
58	101	-86,35	-86,34	0,024
59	102	-86,79	-84,57	0,009
60	103	-84,70	-84,6	0,01
61	104	-84,74	-82,49	0,046
62	105	-82,29	-82,29	0,055
63	106	-81,85	-79,78	0,013
64	107	-78,97	-79,1	0,15
65	108	-78,04	-75,95	0,126
66	109	-74,75	-74,54	0,096
67	110	-73,16	-70,96	0,077
68	111	-69,37	-69,22	0,109
69	112	-67,54	-66	0,124
49	93	-78,19	-77,27	0,085
50	94	-81,05	-82,57	0,013
51	95	-84,08	-83,45	0,012
52	96	-84,29	-86,07	0,008
53	97	-85,74	-86,11	0,008
54	98	-85,33	-88,22	0,006
55	99	-86,95	-87,62	0,002
56	100	-86,66	-89,22	0,002
57	101	-87,53	-87,95	0,002
58	102	-86,37	-89,1	0,002
59	103	-86,96	-87,26	0,002
60	104	-85,56	-88,09	0,003
61	105	-85,76	-85,93	0,003
62	106	-83,92	-86,32	0,008
63	107	-83,63	-83,92	0,124
64	108	-81,46	-83,67	0,116
65	109	-80,61	-80,85	0,066
66	110	-78,04	-79,98	0,053
67	111	-76,71	-76,67	0,074
68	112	-73,65	-75,48	0,074

69	113	-71,96	-72,2	0,07
71	115	-66,41	-66,43	0,129
50	95	-79,32	-78,34	0,15
51	96	-82,95	-79,68	0,013
52	97	-83,29	-82,59	0,036
53	98	-85,74	-83,18	0,012
54	99	-85,36	-85,57	0,007
55	100	-87,74	-85,58	0,018
56	101	-87,56	-87,41	0,017
57	102	-89,32	-86,78	0,005
58	103	-88,21	-88,02	0,003
59	104	-89,13	-86,95	0,003
60	105	-87,76	-87,85	0,004
61	106	-88,56	-86,36	0,008
62	107	-86,87	-86,86	0,012
63	108	-87,17	-85,02	0,105
64	109	-85,09	-85,01	0,012
65	110	-84,99	-82,78	0,05
66	111	-82,39	-82,36	0,03
67	112	-81,83	-79,74	0,052
68	113	-78,85	-78,68	0,049
69	114	-77,78	-75,63	0,113
70	115	-74,52	-74,21	0,081
71	116	-72,96	-70,74	0,138
50	96	-74,68	-76,23	0,151
51	97	-78,60	-77,8	0,302
52	98	-79,64	-81,3	0,021
53	99	-82,10	-82,19	0,015
54	100	-82,48	-85,23	0,011
55	101	-85,01	-85,43	0,018
56	102	-85,10	-87,93	0,003
57	103	-86,98	-87,48	0,003
58	104	-86,92	-89,39	0,004
59	105	-88,18	-88,41	0,004
60	106	-87,41	-89,9	0,004
61	107	-88,01	-88,37	0,004
62	108	-86,96	-89,52	0,003
63	109	-87,43	-87,61	0,003
64	110	-86,02	-88,35	0,011
65	111	-85,94	-86	0,011
66	112	-84,10	-86,34	0,018
67	113	-83,67	-83,69	0,036
68	114	-81,59	-83,5	0,024
69	115	-80,64	-80,4	0,061
70	116	-78,00	-79,96	0,056
71	117	-76,57	-76,53	0,059
72	118	-73,57	-75,47	0,21
74	120	-68,42	-70,15	0,124
50	97	-71,98	-70,82	0,322
51	98	-76,61	-73,06	0,067
52	99	-77,63	-76,76	0,151
53	100	-81,13	-78,15	0,077
54	101	-81,60	-81,22	0,104
55	102	-84,83	-82,26	0,028
56	103	-84,87	-84,79	0,017
57	104	-87,47	-85,11	0,006
58	105	-87,09	-87,07	0,011
59	106	-89,10	-86,94	0,005
60	107	-88,26	-88,4	0,004
61	108	-89,95	-87,6	0,004
62	109	-88,78	-88,72	0,003
63	110	-89,75	-87,46	0,003
64	111	-88,34	-88,22	0,003
65	112	-88,87	-86,62	0,017
66	113	-87,13	-87,03	0,017
67	114	-87,36	-84,95	0,025
68	115	-85,30	-84,99	0,035
69	116	-85,07	-82,57	0,047
70	117	-82,48	-82,26	0,05
71	118	-81,62	-79,57	0,064
72	119	-78,67	-78,56	0,09
73	120	-77,49	-75,65	0,073
74	121	-74,58	-74,66	0,147
50	98	-66,22	-67,63	0,078
52	100	-72,93	-74,25	0,095
53	101	-76,36	-75,75	0,151
54	102	-77,40	-79,68	0,029
55	103	-80,72	-80,65	0,015
56	104	-81,45	-83,97	0,009
57	105	-84,23	-84,33	0,012
58	106	-84,55	-87,13	0,006
59	107	-86,79	-86,99	0,006
60	108	-86,65	-89,25	0,006
61	109	-88,30	-88,51	0,004
62	110	-87,80	-90,35	0,003
63	111	-88,87	-89,26	0,003
64	112	-88,06	-90,58	0,003
65	113	-88,69	-89,05	0,003
66	114	-87,57	-90,02	0,003
67	115	-87,83	-88,09	0,003
68	116	-86,38	-88,72	0,003
69	117	-86,24	-86,43	0,003
70	118	-84,29	-86,71	0,02
71	119	-83,66	-83,91	0,08
72	120	-81,58	-83,97	0,019
73	121	-80,59	-81,06	0,085
74	122	-78,74	-80,73	0,043
75	123	-77,47	-77,31	0,041
76	124	-74,94	-76,71	0,063
77	125	-73,43	-73,36	0,069
78	126	-70,82	-72,33	0,054
79	127	-69,06	-68,52	0,074
80	128	-66,27	-67,29	0,294
82	130	-61,07	-61,57	0,283
51	100	-68,41	-64,17	0,249
53	102	-74,77	-70,71	0,112
54	103	-75,89	-74,6	0,025
55	104	-79,71	-76,11	0,085
56	105	-80,47	-79,48	0,017
57	106	-83,85	-80,61	0,012
58	107	-84,14	-83,56	0,011
59	108	-87,06	-84,12	0,01
60	109	-86,88	-86,49	0,006
61	110	-89,14	-86,47	0,012
62	111	-88,63	-88,4	0,005
63	112	-90,36	-88	0,005

64	113	-89,66	-89,37	0,003
65	114	-90,99	-88,57	0,003
66	115	-89,76	-89,54	0,004
67	116	-90,59	-88,25	0,004
68	117	-89,28	-88,94	0,006
69	118	-89,75	-87,23	0,008
70	119	-88,07	-87,7	0,008
71	120	-88,20	-85,74	0,04
72	121	-86,26	-85,84	0,027
73	122	-85,97	-83,58	0,05
74	123	-83,78	-83,43	0,024
75	124	-83,15	-80,88	0,049
76	125	-80,69	-80,48	0,03
77	126	-79,73	-77,81	0,04
78	127	-77,27	-76,99	0,04
79	128	-75,97	-74,36	0,049
80	129	-73,39	-72,94	0,043
81	130	-71,87	-69,89	0,039
82	131	-68,51	-68,14	0,028
83	132	-64,54	-62,42	0,062
50	100	-55,58	-56,78	0,705
52	102	-64,29	-64,93	0,132
54	104	-70,62	-71,59	0,104
55	105	-74,60	-73,26	0,081
56	106	-75,95	-77,43	0,05
57	107	-79,35	-78,58	0,083
58	108	-80,12	-82,04	0,02
59	109	-83,10	-82,64	0,01
60	110	-83,76	-85,84	0,014
61	111	-86,22	-85,94	0,007
62	112	-86,50	-88,66	0,004
63	113	-88,38	-88,33	0,004
64	114	-88,35	-90,56	0,003
65	115	-89,74	-90,04	0,003
66	116	-89,37	-91,53	0,003
67	117	-90,25	-90,4	0,003
68	118	-89,52	-91,66	0,003
69	119	-90,12	-90,07	0,003
70	120	-89,13	-91,11	0,003
71	121	-89,29	-89,2	0,002
72	122	-88,14	-89,95	0,003
73	123	-87,94	-87,82	0,003
74	124	-86,54	-88,24	0,001
75	125	-86,02	-85,9	0,002
76	126	-84,39	-86,02	0,011
77	127	-83,59	-83,5	0,025
78	128	-81,74	-83,33	0,027
79	129	-80,64	-80,59	0,029
80	130	-78,55	-80,14	0,011
81	131	-77,02	-77,31	0,021
82	132	-74,41	-76,55	0,014
83	133	-70,48	-70,95	0,036
84	134	-65,20	-66,8	0,1
54	105	-64,53	-63,82	0,105
58	109	-76,31	-76,26	0,019
60	111	-80,77	-80,89	0,028
61	112	-83,94	-81,6	0,018
62	113	-84,29	-84,42	0,018

63	114	-86,68	-84,51	0,028
64	115	-86,75	-87	0,016
65	116	-88,99	-86,82	0,006
66	117	-88,66	-88,64	0,009
67	118	-90,43	-88	0,004
68	119	-89,72	-89,48	0,008
69	120	-90,94	-88,42	0,008
70	121	-90,03	-89,6	0,002
71	122	-90,88	-88,33	0,002
72	123	-89,63	-89,22	0,002
73	124	-90,10	-87,62	0,002
74	125	-88,58	-88,26	0,003
75	126	-88,71	-86,4	0,032
76	127	-87,09	-86,7	0,005
77	128	-86,92	-84,61	0,025
78	129	-85,05	-84,63	0,021
79	130	-84,58	-82,29	0,017
80	131	-82,53	-81,99	0,021
81	132	-81,48	-79,67	0,014
82	133	-78,86	-78,94	0,025
83	134	-75,68	-74,17	0,043
84	135	-70,31	-69,71	0,103
54	106	-55,79	-58,21	0,132
56	108	-63,22	-65,72	0,104
57	109	-67,65	-67,61	0,063
58	110	-69,56	-72,28	0,053
59	111	-73,37	-73,49	0,071
60	112	-74,80	-77,3	0,17
61	113	-78,27	-78,35	0,028
62	114	-79,37	-81,89	0,028
63	115	-82,21	-82,06	0,028
64	116	-82,77	-85,27	0,028
65	117	-85,14	-85,1	0,013
66	118	-85,27	-87,72	0,015
67	119	-87,36	-87,18	0,008
68	120	-87,16	-89,4	0,01
69	121	-88,73	-88,55	0,026
70	122	-88,12	-90,31	0,001
71	123	-89,08	-89,17	0,001
72	124	-88,44	-90,53	0,001
73	125	-89,04	-89,02	0,001
74	126	-88,16	-90,07	0,001
75	127	-88,39	-88,28	0,002
76	128	-87,22	-88,99	0,002
77	129	-87,15	-87	0,002
78	130	-86,10	-87,35	0,002
79	131	-85,64	-85,21	0,002
80	132	-84,32	-85,18	0,007
81	133	-83,36	-82,94	0,024
82	134	-81,33	-82,56	0,011
83	135	-78,20	-77,83	0,09
84	136	-73,52	-74,43	0,045
85	137	-69,54	-69,56	0,122
56	109	-57,68	-57,61	0,104
60	113	-71,37	-71,13	0,053
62	115	-76,53	-76,34	0,029
63	116	-80,14	-77,49	0,097
64	117	-80,80	-80,43	0,028

65	118	-83,86	-80,97	0,02
66	119	-84,09	-83,77	0,028
67	120	-86,58	-83,79	0,018
68	121	-86,48	-86,29	0,01
69	122	-88,63	-86,08	0,005
70	123	-88,11	-87,94	0,004
71	124	-89,69	-87,36	0,002
72	125	-88,88	-88,84	0,001
73	126	-89,76	-87,91	0,004
74	127	-88,71	-88,98	0,004
75	128	-89,63	-87,74	0,004
76	129	-88,59	-88,5	0,003
77	130	-89,12	-86,93	0,003
78	131	-87,84	-87,44	0,001
79	132	-88,14	-85,7	0,006
80	133	-86,65	-85,89	0,005
81	134	-86,33	-84,07	0,008
82	135	-84,29	-83,79	0,007
83	136	-81,72	-79,5	0,05
84	137	-77,08	-76,5	0,028
85	138	-73,78	-72,33	0,082
86	139	-68,49	-68,84	0,031
56	110	-49,15	-51,9	0,133
58	112	-57,62	-59,97	0,104
59	113	-62,39	-62,09	0,081
60	114	-64,62	-67,09	0,011
61	115	-68,96	-68,66	0,012
62	116	-70,78	-73,05	0,013
63	117	-74,47	-74,18	0,01
64	118	-75,81	-78,08	0,01
65	119	-79,07	-78,79	0,01
66	120	-79,99	-82,17	0,012
67	121	-82,60	-82,47	0,011
68	122	-83,05	-85,36	0,011
69	123	-85,22	-85,25	0,01
70	124	-85,21	-87,66	0,002
71	125	-87,02	-87,19	0,002
72	126	-86,89	-89,17	0,006
73	127	-88,01	-88,32	0,004
74	128	-87,41	-89,86	0,001
75	129	-88,35	-88,7	0,001
76	130	-87,33	-89,88	0,001
77	131	-88,16	-88,42	0,001
78	132	-87,17	-89,28	0,001
79	133	-87,75	-87,64	0,002
80	134	-86,89	-88,12	0,001
81	135	-86,66	-86,42	0,005
82	136	-85,27	-86,43	0,007
83	137	-82,85	-82,38	0,007
84	138	-78,70	-80,15	0,043
85	139	-75,34	-75,64	0,021
86	140	-71,06	-72,99	0,061
87	141	-67,91	-68,33	0,091
88	142	-63,46	-65,47	0,101
58	113	-52,19	-51,7	0,104
62	117	-66,99	-66,44	0,062
63	118	-71,38	-68,41	0,013
64	119	-72,68	-72,31	0,014

65	120	-76,62	-73,89	0,01
66	121	-77,68	-77,1	0,014
67	122	-81,00	-78,14	0,032
68	123	-81,43	-81,04	0,012
69	124	-84,29	-81,73	0,008
70	125	-84,25	-84,09	0,008
71	126	-86,60	-84,35	0,012
72	127	-86,36	-86,24	0,006
73	128	-88,30	-85,93	0,005
74	129	-87,54	-87,5	0,005
75	130	-89,00	-86,9	0,008
76	131	-87,87	-88,06	0,005
77	132	-89,04	-87,16	0,002
78	133	-88,16	-88,07	0
79	134	-89,11	-86,89	0
80	135	-88,23	-87,58	0,001
81	136	-88,61	-86,34	0,002
82	137	-87,25	-86,55	0
83	138	-85,43	-82,89	0,009
84	139	-81,31	-80,7	0,003
85	140	-78,68	-77,05	0,008
86	141	-74,47	-74,48	0,011
87	142	-72,19	-70,51	0,011
88	143	-67,88	-67,67	0,024
89	144	-65,20	-63,27	0,026
90	145	-60,56	-60,06	0,011
91	146	-57,75	-55,62	0,071
92	147	-52,79	-52,02	0,053
93	148	-49,68	-47,3	0,576
58	114	-43,55	-45,95	0,139
63	119	-64,83	-64,59	0,2
64	120	-66,72	-68,89	0,3
65	121	-70,75	-70,74	0,142
66	122	-72,45	-74,61	0,028
67	123	-75,94	-75,65	0,012
68	124	-76,99	-79,09	0,012
69	125	-79,98	-79,67	0,011
70	126	-80,54	-82,67	0,012
71	127	-82,96	-82,82	0,011
72	128	-83,15	-85,4	0,01
73	129	-85,18	-85,07	0,011
74	130	-85,13	-87,26	0,003
75	131	-86,54	-86,68	0,003
76	132	-85,89	-88,43	0,001
77	133	-87,09	-87,55	0,001
78	134	-86,58	-88,95	0
79	135	-87,58	-87,85	0
80	136	-87,31	-88,89	0
81	137	-87,89	-87,72	0
82	138	-87,07	-88,26	0
83	139	-85,40	-84,91	0
84	140	-81,89	-83,27	0,008
85	141	-79,39	-79,73	0,008
86	142	-75,82	-77,82	0,006
87	143	-73,78	-73,94	0,013
88	144	-70,11	-71,77	0,013
89	145	-67,61	-67,42	0,071
90	146	-63,86	-65	0,072

92	148	-56,71	-58,01	0,084
67	124	-73,27	-70,26	0,057
68	125	-74,36	-73,76	0,026
69	126	-77,91	-74,97	0,091
70	127	-78,45	-77,9	0,026
71	128	-81,45	-78,63	0,054
72	129	-81,56	-81,33	0,021
73	130	-84,11	-81,63	0,026
74	131	-83,91	-83,77	0,028
75	132	-85,90	-83,74	0,039
76	133	-85,50	-85,49	0,028
77	134	-87,12	-85,22	0,02
78	135	-86,55	-86,65	0,01
79	136	-88,03	-86,04	0,053
80	137	-87,59	-87,1	0,013
81	138	-88,89	-86,53	0,004
82	139	-88,04	-87,23	0,002
83	140	-86,92	-84,32	0,002
84	141	-83,41	-82,94	0,005
85	142	-81,67	-80,04	0,006
86	143	-78,24	-78,19	0,015
87	144	-76,86	-74,89	0,049
88	145	-73,27	-72,99	0,09
89	146	-71,67	-69,12	0,071
90	147	-67,64	-66,85	0,048
91	148	-65,46	-63,13	0,059
68	126	-68,90	-70,82	0,028
69	127	-72,50	-71,98	0,058
70	128	-73,60	-75,53	0,028
71	129	-76,63	-76,29	0,028
72	130	-77,28	-79,42	0,028
73	131	-79,90	-79,71	0,034
74	132	-80,31	-82,47	0,021
75	133	-82,38	-82,42	0,016
76	134	-82,45	-84,84	0,02
77	135	-84,28	-84,62	0,011
78	136	-84,04	-86,47	0,013
79	137	-85,65	-85,88	0,013
80	138	-85,68	-87,57	0,01
81	139	-87,13	-86,95	0,007
82	140	-86,86	-88,08	0,002
83	141	-85,90	-85,44	0,002
84	142	-82,96	-84,54	0,003
85	143	-81,31	-81,61	0,003
86	144	-78,48	-80,44	0,003
87	145	-77,20	-77,1	0,041
88	146	-74,49	-75,68	0,066
89	147	-72,66	-72,03	0,031
90	148	-69,27	-70,39	0,029
91	149	-67,59	-66,69	0,097
92	150	-64,24	-64,82	0,048
93	151	-62,06	-61,5	0,103
69	128	-69,47	-66,33	0,03
70	129	-70,57	-69,77	0,03
71	130	-74,14	-71,18	0,064
72	131	-74,70	-74,28	0,052
73	132	-77,85	-75,21	0,057
74	133	-78,21	-77,94	0,012

75	134	-80,81	-78,51	0,035
76	135	-80,89	-80,94	0,012
77	136	-83,31	-81,33	0,012
78	137	-83,03	-83,18	0,012
79	138	-85,16	-83,13	0,014
80	139	-85,09	-84,82	0,008
81	140	-87,09	-84,69	0,006
82	141	-86,85	-86,02	0,002
83	142	-86,47	-83,79	0,002
84	143	-83,55	-83,07	0,003
85	144	-82,63	-80,76	0,003
86	145	-79,82	-79,63	0,007
87	146	-79,33	-76,71	0,062
88	147	-76,42	-75,46	0,023
89	148	-75,31	-72,53	0,026
90	149	-72,23	-71,06	0,082
91	150	-71,21	-68,3	0,026
92	151	-67,91	-66,77	0,023
93	152	-66,31	-63,81	0,122
94	153	-62,58	-61,63	0,104
95	154	-60,59	-58,2	0,152
70	130	-64,67	-66,6	0,028
71	131	-68,23	-67,77	0,028
72	132	-69,30	-71,43	0,024
73	133	-72,57	-72,33	0,047
74	134	-73,51	-75,65	0,012
75	135	-76,21	-76,21	0,019
76	136	-76,78	-79,2	0,012
77	137	-79,29	-79,58	0,011
78	138	-79,56	-82,02	0,012
79	139	-81,67	-81,99	0,026
80	140	-82,28	-84,25	0,028
81	141	-84,34	-84,2	0,004
82	142	-84,68	-85,96	0,002
83	143	-84,34	-84,01	0,002
84	144	-82,06	-83,75	0,002
85	145	-81,15	-81,44	0,002
86	146	-78,88	-80,93	0,002
87	147	-78,45	-78,15	0,002
88	148	-76,17	-77,41	0,003
89	149	-75,31	-74,38	0,003
90	150	-72,98	-73,69	0,003
91	151	-72,06	-70,95	0,003
92	152	-69,43	-70,16	0,025
93	153	-68,03	-67,35	0,027
94	154	-64,84	-65,69	0,114
96	156	-59,40	-60,53	0,203
72	133	-65,98	-65,41	0,05
73	134	-69,53	-66,74	0,058
74	135	-70,32	-69,98	0,059
75	136	-73,71	-71,2	0,078
76	137	-74,31	-74,07	0,013
77	138	-77,32	-74,94	0,027
78	139	-77,62	-77,5	0,013
79	140	-80,26	-78,21	0,037
80	141	-80,88	-80,52	0,014
81	142	-83,35	-81,16	0,025
82	143	-83,71	-82,97	0,003

83	144	-83,97	-81,42	0,003
84	145	-81,71	-81,27	0,003
85	146	-81,41	-79,46	0,005
86	147	-79,26	-79,05	0,002
87	148	-79,42	-76,87	0,006
88	149	-77,22	-76,07	0,004
89	150	-76,99	-73,6	0,02
90	151	-74,72	-73,39	0,005
91	152	-74,37	-71,26	0,026
92	153	-71,86	-70,68	0,011
93	154	-70,98	-68,5	0,045
94	155	-67,92	-66,97	0,03
95	156	-66,56	-64,22	0,034
96	157	-63,09	-62,37	0,112
97	158	-61,41	-59,09	0,127
73	135	-63,17	-62,86	0,155
74	136	-64,60	-66,81	0,012
75	137	-68,08	-68,03	0,042
76	138	-69,27	-71,5	0,012
77	139	-72,31	-72,38	0,011
78	140	-73,20	-75,46	0,012
79	141	-75,85	-75,94	0,009
80	142	-77,03	-78,99	0,006
81	143	-79,57	-79,52	0,004
82	144	-80,52	-81,97	0,003
83	145	-80,88	-80,66	0,003
84	146	-79,17	-81	0,004
85	147	-78,88	-79,27	0,002
86	148	-77,42	-79,34	0,002
87	149	-77,54	-77,14	0,002
88	150	-75,89	-77,06	0,002
89	151	-75,77	-74,58	0,002
90	152	-74,02	-74,77	0,002
91	153	-73,78	-72,57	0,002
92	154	-71,79	-72,46	0,003
93	155	-71,05	-70,2	0,003
94	156	-68,50	-69,37	0,01
95	157	-67,33	-66,73	0,05
96	158	-64,41	-65,21	0,078
97	159	-62,85	-62,21	0,1
75	138	-64,70	-61,75	0,028
76	139	-65,84	-65,4	0,013
77	140	-69,46	-66,99	0,052
78	141	-70,28	-69,93	0,013
79	142	-73,54	-71,32	0,031
80	143	-74,24	-74,24	0,011
81	144	-77,74	-75,62	0,011
82	145	-78,54	-78	0,004
83	146	-79,49	-77,12	0,006
84	147	-77,82	-77,55	0,003
85	148	-78,19	-76,3	0,01
86	149	-76,83	-76,45	0,004
87	150	-77,50	-74,8	0,006
88	151	-75,93	-74,66	0,002
89	152	-76,36	-72,89	0,002
90	153	-74,64	-73,37	0,002
91	154	-74,89	-71,74	0,002
92	155	-72,92	-71,82	0,002
93	156	-72,69	-70,09	0,006
94	157	-70,19	-69,47	0,005
95	158	-69,55	-67,21	0,077
96	159	-66,66	-66,05	0,007
76	140	-59,76	-61,78	0,028
77	141	-63,45	-63,22	0,02
78	142	-64,82	-66,96	0,028
79	143	-68,22	-68,23	0,2
80	144	-69,50	-71,76	0,028
81	145	-73,02	-72,93	0,019
82	146	-74,41	-76,09	0,005
83	147	-75,43	-75,36	0,003
84	148	-74,33	-76,28	0,003
85	149	-74,66	-75,13	0,004
86	150	-73,70	-75,77	0,006
87	151	-74,61	-74,19	0,004
88	152	-73,49	-74,71	0,003
89	153	-74,01	-72,89	0,003
90	154	-72,77	-73,71	0,003
91	155	-73,07	-72,08	0,003
92	156	-71,59	-72,54	0,003
93	157	-71,47	-70,83	0,003
94	158	-69,54	-70,7	0,003
95	159	-69,00	-68,57	0,003
96	160	-66,69	-67,95	0,003
97	161	-65,84	-65,51	0,003
98	162	-63,19	-64,29	0,005
75	140	-53,72	-50,48	0,8
76	141	-55,40	-54,54	0,105
78	143	-60,86	-60,43	0,06
79	144	-64,86	-62,37	0,028
80	145	-66,13	-65,88	0,057
81	146	-70,12	-67,77	0,045
82	147	-71,42	-70,75	0,012
83	148	-73,10	-70,54	0,014
84	149	-71,95	-71,5	0,004
85	150	-73,00	-71,11	0,008
86	151	-72,12	-71,63	0,005
87	152	-73,58	-70,72	0,04
88	153	-72,55	-71,32	0,004
89	154	-73,61	-70,16	0,045
90	155	-72,37	-71,25	0,012
91	156	-73,18	-70,1	0,004
92	157	-71,71	-70,77	0,003
93	158	-72,12	-69,48	0,003
94	159	-70,21	-69,54	0,003
95	160	-70,18	-67,84	0,003
96	161	-67,93	-67,47	0,003
97	162	-67,62	-65,68	0,036
98	163	-65,08	-64,6	0,005
99	164	-64,28	-62,08	0,1
101	166	-60,06	-57,76	0,1
78	144	-54,31	-56,58	0,031
79	145	-58,61	-58,29	0,046
80	146	-60,41	-62,55	0,027
81	147	-64,50	-64,19	0,02
82	148	-66,39	-67,86	0,011
83	149	-68,11	-67,71	0,009

84	150	-67,60	-69,32	0,005
85	151	-68,55	-68,76	0,004
86	152	-68,08	-70,12	0,005
87	153	-69,62	-69,15	0,005
88	154	-69,04	-70,4	0,008
89	155	-70,16	-69,16	0,012
90	156	-69,43	-70,53	0,007
91	157	-70,25	-69,43	0,007
92	158	-69,30	-70,41	0,003
93	159	-69,75	-69,17	0,003
94	160	-68,37	-69,68	0,003
95	161	-68,48	-68,06	0,003
96	162	-66,79	-68,19	0,003
97	163	-66,53	-66,39	0,003
98	164	-64,52	-65,97	0,003
99	165	-63,89	-63,62	0,003
100	166	-61,46	-62,59	0,003
101	167	-60,37	-59,94	0,06
102	168	-57,55	-58,56	0,14
103	169	-56,03	-55,6	0,301
80	147	-56,12	-55,84	0,028
81	148	-60,57	-58,01	0,129
82	149	-62,35	-61,69	0,018
83	150	-64,74	-61,95	0,014
84	151	-64,23	-63,63	0,012
85	152	-65,86	-63,61	0,014
86	153	-65,47	-65,02	0,006
87	154	-67,61	-64,64	0,008
88	155	-67,06	-66,04	0,018
89	156	-68,70	-65,36	0,045
90	157	-68,00	-66,83	0,024
91	158	-69,29	-66,19	0,027
92	159	-68,29	-67,34	0,004
93	160	-69,32	-66,39	0,015
94	161	-67,97	-67,2	0,003
95	162	-68,61	-66,05	0,004
96	163	-67,00	-66,38	0,003
97	164	-67,23	-64,99	0,003
98	165	-65,35	-64,9	0,003
99	166	-65,21	-63,08	0,003
100	167	-62,86	-62,29	0,006
101	168	-62,30	-60,07	0,03
102	169	-59,56	-58,8	0,02
103	170	-58,53	-56,24	0,05
104	171	-55,34	-54,53	0,6
81	149	-53,85	-53,74	0,028
82	150	-56,16	-57,83	0,017
83	151	-58,67	-58,27	0,016
84	152	-58,72	-60,5	0,011
85	153	-60,40	-60,49	0,009
86	154	-60,47	-62,61	0,005
87	155	-62,38	-62,22	0,007
88	156	-62,51	-64,21	0,024
89	157	-64,16	-63,42	0,028
90	158	-63,85	-65,3	0,025
91	159	-65,22	-64,57	0,004
92	160	-64,72	-66,06	0,024
93	161	-65,81	-65,21	0,009
94	162	-65,00	-66,34	0,003
95	163	-65,74	-65,17	0,005
96	164	-64,64	-65,95	0,003
97	165	-64,96	-64,53	0,003
98	166	-63,66	-64,93	0,003
99	167	-63,62	-63,3	0,003
100	168	-61,77	-63	0,003
101	169	-61,35	-60,93	0,003
102	170	-59,13	-60,12	0,003
103	171	-58,30	-57,72	0,003
104	172	-55,59	-56,49	0,005
82	151	-51,38	-50,78	0,02
83	152	-54,46	-51,77	0,074
84	153	-54,56	-54,01	0,018
85	154	-56,87	-54,43	0,014
86	155	-56,96	-56,63	0,013
87	156	-59,42	-56,84	0,016
88	157	-59,61	-58,71	0,028
89	158	-61,66	-58,7	0,025
90	159	-61,37	-60,57	0,028
91	160	-63,20	-60,3	0,034
92	161	-62,69	-61,9	0,028
93	162	-64,23	-61,48	0,026
94	163	-63,50	-62,74	0,006
95	164	-64,75	-61,89	0,028
96	165	-63,70	-62,94	0,003
97	166	-64,57	-61,89	0,012
98	167	-63,26	-62,55	0,003
99	168	-63,76	-61,32	0,003
100	169	-61,99	-61,28	0,002
101	170	-62,11	-59,8	0,002
102	171	-59,96	-59,22	0,003
103	172	-59,61	-57,38	0,006
104	173	-57,02	-56,26	0,005
105	174	-56,25	-53,87	0,045
106	175	-53,36	-52,32	0,05
107	176	-52,24	-49,37	0,1
81	151	-41,32	-41,54	0,3
82	152	-44,36	-46,31	0,208
84	154	-48,06	-49,93	0,017
85	155	-50,42	-50,5	0,017
86	156	-50,96	-53,26	0,011
87	157	-53,44	-53,44	0,01
88	158	-54,02	-56,01	0,008
89	159	-56,16	-55,84	0,018
90	160	-56,31	-58,17	0,017
91	161	-58,13	-57,84	0,016
92	162	-58,08	-59,83	0,016
93	163	-59,67	-59,3	0,016
94	164	-59,39	-61,02	0,016
95	165	-60,69	-60,29	0,028
96	166	-60,17	-61,59	0,008
97	167	-61,13	-60,59	0,005
98	168	-60,30	-61,58	0,004
99	169	-60,87	-60,37	0,004
100	170	-59,60	-60,77	0,002
101	171	-59,82	-59,31	0,002
102	172	-58,19	-59,26	0,002

103	173	-57,99	-57,56	0,002
104	174	-55,90	-56,95	0,002
105	175	-55,35	-54,7	0,002
106	176	-52,98	-53,49	0,003
107	177	-52,04	-50,99	0,003
108	178	-49,25	-49,7	0,01
82	153	-38,82	-38,41	0,209
84	155	-42,96	-42,55	0,02
85	156	-46,06	-43,75	0,074
86	157	-46,60	-46,48	0,019
87	158	-49,63	-47,21	0,015
88	159	-50,03	-49,72	0,038
89	160	-52,84	-50,27	0,057
90	161	-52,98	-52,56	0,028
91	162	-55,31	-52,84	0,075
92	163	-55,21	-54,79	0,028
93	164	-57,26	-54,64	0,028
94	165	-56,93	-56,44	0,027
95	166	-58,69	-56,02	0,03
96	167	-58,16	-57,5	0,032
97	168	-59,59	-57,06	0,047
98	169	-58,67	-58,08	0,005
99	170	-59,73	-57,31	0,017
100	171	-58,54	-57,83	0,003
101	172	-59,22	-56,74	0,003
102	173	-57,65	-56,89	0,002
103	174	-57,97	-55,58	0,002
104	175	-56,01	-55,17	0,002
105	176	-55,96	-53,39	0,002
106	177	-53,74	-52,39	0,002
107	178	-53,32	-50,34	0,003
108	179	-50,63	-49,06	0,005
109	180	-49,58	-46,69	0,071
84	156	-35,83	-37,85	0,208
86	158	-39,63	-42,1	0,018
87	159	-42,70	-42,85	0,017
88	160	-43,55	-45,94	0,012
89	161	-46,44	-46,32	0,023
90	162	-47,03	-49,17	0,01
91	163	-49,34	-49,29	0,028
92	164	-49,71	-51,82	0,02
93	165	-51,76	-51,64	0,028
94	166	-51,89	-53,86	0,028
95	167	-53,68	-53,47	0,028
96	168	-53,57	-55,36	0,028
97	169	-55,06	-54,72	0,028
98	170	-54,67	-56,25	0,028
99	171	-55,75	-55,43	0,029
100	172	-55,00	-56,4	0,024
101	173	-55,75	-55,41	0,028
102	174	-54,65	-55,85	0,003
103	175	-55,06	-54,48	0,003
104	176	-53,65	-54,58	0,002
105	177	-53,71	-52,89	0,002
106	178	-52,00	-52,44	0,002
107	179	-51,68	-50,47	0,002
108	180	-49,45	-49,79	0,002
109	181	-48,54	-47,41	0,002

110	182	-45,85	-46,06	0,006
111	183	-44,54	-43,29	0,03
112	184	-41,60	-41,5	0,04
84	157	-29,92	-29,63	0,209
86	159	-34,49	-34,45	0,021
87	160	-38,01	-35,88	0,089
89	162	-42,03	-39,78	0,052
90	163	-42,90	-42,54	0,038
91	164	-45,66	-43,28	0,028
92	165	-46,01	-45,85	0,017
93	166	-48,57	-46,1	0,028
94	167	-48,68	-48,35	0,028
95	168	-50,86	-48,39	0,028
96	169	-50,78	-50,29	0,028
97	170	-52,68	-50,14	0,028
98	171	-52,26	-51,72	0,028
99	172	-53,78	-51,33	0,028
100	173	-53,02	-52,4	0,028
101	174	-54,26	-51,74	0,028
102	175	-53,19	-52,41	0,028
103	176	-54,09	-51,37	0,031
104	177	-52,69	-51,72	0,004
105	178	-53,26	-50,51	0,015
106	179	-51,61	-50,37	0,002
107	180	-51,78	-48,94	0,002
108	181	-49,62	-48,44	0,002
109	182	-49,25	-46,43	0,002
110	183	-46,62	-45,3	0,002
111	184	-45,81	-42,84	0,026
112	185	-42,90	-41,4	0,014
113	186	-41,79	-38,61	0,06
86	160	-26,57	-29,36	0,209
88	162	-31,49	-34	0,018
89	163	-34,68	-34,91	0,053
90	164	-35,79	-38,23	0,012
91	165	-38,86	-38,86	0,025
92	166	-39,66	-41,89	0,01
93	167	-42,20	-42,09	0,019
94	168	-42,80	-44,89	0,016
95	169	-45,02	-44,92	0,015
96	170	-45,33	-47,29	0,015
97	171	-47,25	-47,09	0,028
98	172	-47,29	-49,1	0,028
99	173	-48,86	-48,73	0,028
100	174	-48,55	-50,23	0,028
101	175	-49,81	-49,63	0,028
102	176	-49,23	-50,64	0,028
103	177	-50,18	-49,7	0,028
104	178	-49,32	-50,42	0,015
105	179	-49,94	-49,3	0,016
106	180	-48,83	-49,64	0,004
107	181	-49,06	-48,25	0,005
108	182	-47,41	-48,25	0,001
109	183	-47,02	-46,37	0,001
110	184	-44,93	-45,71	0,001
111	185	-44,30	-43,39	0,001
112	186	-41,93	-42,51	0,002
113	187	-41,03	-39,9	0,002

114	188	-38,29	-38,67	0,003
115	189	-37,10	-35,48	0,2
116	190	-33,92	-34,3	0,165
86	161	-20,66	-20,88	0,209
88	163	-25,98	-26,01	0,02
90	165	-30,76	-30,66	0,028
93	168	-38,16	-35,79	0,031
94	169	-38,69	-38,39	0,028
95	170	-41,43	-38,92	0,026
96	171	-41,70	-41,25	0,028
97	172	-44,07	-41,52	0,054
98	173	-44,06	-43,55	0,028
99	174	-46,10	-43,67	0,028
100	175	-45,80	-45,29	0,028
101	176	-47,55	-45,06	0,028
102	177	-46,97	-46,27	0,028
103	178	-48,41	-45,65	0,028
104	179	-47,59	-46,59	0,024
105	180	-48,72	-45,84	0,021
106	181	-47,54	-46,51	0,013
107	182	-48,30	-45,45	0,102
108	183	-46,69	-45,81	0,008
109	184	-46,86	-44,23	0,004
110	185	-44,82	-43,82	0,001
111	186	-44,65	-41,93	0,001
112	187	-42,32	-41,22	0,001
113	188	-41,82	-39,02	0,001
114	189	-39,21	-37,98	0,008
115	190	-38,52	-35,57	0,149
116	191	-35,46	-34,35	0,01
88	164	-17,65	-20,46	0,209
90	166	-22,92	-25,44	0,018
91	167	-26,27	-26,5	0,073
92	168	-27,54	-29,99	0,012
93	169	-30,88	-30,72	0,025
94	170	-31,87	-33,93	0,011
95	171	-34,54	-34,29	0,019
96	172	-35,28	-37,24	0,015
97	173	-37,64	-37,44	0,015
98	174	-38,14	-40	0,011
99	175	-40,19	-40,1	0,014
100	176	-40,37	-42,1	0,028
101	177	-42,13	-41,95	0,016
102	178	-42,05	-43,55	0,016
103	179	-43,49	-43,02	0,018
104	180	-43,17	-44,36	0,02
105	181	-44,29	-43,55	0,032
106	182	-43,69	-44,61	0,022
107	183	-44,47	-43,66	0,05
108	184	-43,34	-44,26	0,001
109	185	-43,58	-42,81	0,001
110	186	-42,02	-43	0,001
111	187	-41,87	-41,22	0,001
112	188	-40,00	-41,14	0,001
113	189	-39,67	-38,99	0,001
114	190	-37,33	-38,71	0,001
115	191	-36,75	-36,39	0,001
116	192	-34,72	-35,88	0,003

117	193	-33,92	-33,39	0,003
118	194	-31,48	-32,43	0,003
119	195	-29,98	-29,69	0,5
120	196	-26,99	-28,28	0,04
90	167	-16,99	-17,08	0,019
92	169	-22,01	-22,08	0,026
94	171	-26,41	-26,43	0,04
96	173	-30,25	-30,27	0,014
97	174	-33,38	-30,87	0,028
98	175	-33,80	-33,43	0,02
99	176	-36,30	-33,86	0,02
100	177	-36,42	-36,05	0,02
101	178	-38,60	-36,25	0,02
102	179	-38,55	-38,08	0,011
103	180	-40,40	-37,98	0,022
104	181	-40,13	-39,47	0,026
105	182	-41,63	-39,05	0,021
106	183	-41,10	-40,2	0,025
107	184	-42,34	-39,61	0,028
108	185	-41,23	-40,34	0,028
109	186	-41,89	-39,17	0,017
110	187	-40,42	-39,72	0,006
111	188	-40,83	-38,33	0,007
112	189	-38,68	-38,45	0,013
113	190	-38,84	-36,75	0,002
114	191	-37,03	-36,71	0,002
115	192	-37,00	-34,83	0,002
116	193	-34,97	-34,53	0,002
117	194	-34,69	-32,53	0,002
118	195	-32,38	-31,69	0,002
119	196	-31,55	-29,44	0,038
120	197	-28,84	-28,27	0,02
122	199	-25,30	-24,4	0,041
90	168	-8,10	-11,04	0,209
92	170	-13,57	-16,31	0,019
93	171	-17,01	-17,47	0,088
94	172	-18,42	-21,1	0,013
95	173	-21,57	-21,94	0,056
96	174	-22,73	-25,32	0,012
97	175	-25,54	-25,69	0,019
98	176	-26,61	-28,93	0,014
99	177	-29,24	-29,37	0,015
100	178	-29,85	-32	0,011
101	179	-32,16	-32,26	0,009
102	180	-32,42	-34,44	0,011
103	181	-34,39	-34,38	0,015
104	182	-34,49	-36,17	0,016
105	183	-36,11	-35,77	0,016
106	184	-35,97	-37,33	0,018
107	185	-37,26	-36,68	0,041
108	186	-36,59	-37,86	0,022
109	187	-37,29	-36,71	0,028
110	188	-36,23	-37,82	0,005
111	189	-36,66	-36,48	0,011
112	190	-35,32	-37,32	0,006
113	191	-35,64	-35,7	0,004
114	192	-34,40	-36,29	0,002
115	193	-34,41	-34,48	0,002

116	194	-32,90	-34,76	0,001
117	195	-32,62	-32,8	0,001
118	196	-30,89	-32,65	0,001
119	197	-30,51	-30,42	0,001
120	198	-28,60	-29,91	0,003
121	199	-27,86	-27,39	0,003
122	200	-25,64	-26,6	0,02
123	201	-24,63	-23,74	0,05
92	171	-7,39	-7,57	0,026
94	173	-12,68	-12,82	0,026
96	175	-17,36	-17,44	0,042
98	177	-21,48	-21,55	0,013
99	178	-24,41	-22,33	0,057
100	179	-25,01	-24,95	0,017
101	180	-27,61	-25,6	0,021
102	181	-27,94	-27,87	0,02
103	182	-30,39	-28,3	0,02
104	183	-30,37	-30,19	0,01
105	184	-32,55	-30,32	0,022
106	185	-32,30	-31,87	0,026
107	186	-34,05	-31,72	0,021
108	187	-33,30	-33,01	0,025
109	188	-34,54	-32,3	0,02
110	189	-33,77	-33,58	0,02
111	190	-34,84	-32,88	0,016
112	191	-33,97	-33,81	0,037
113	192	-34,78	-32,78	0,016
114	193	-33,59	-33,39	0,011
115	194	-34,08	-32,26	0,01
116	195	-32,56	-32,57	0,001
117	196	-32,98	-31,14	0,003
118	197	-31,38	-31,14	0,001
119	198	-31,35	-29,58	0,001
120	199	-29,44	-29,09	0,001
121	200	-29,23	-27,27	0,05
122	201	-26,99	-26,4	0,003
123	202	-26,38	-24,4	0,166
124	203	-23,79	-23,14	0,003
92	172	1,65	-1,09	0,209
94	174	-3,97	-6,65	0,02
95	175	-7,48	-7,99	0,101
96	176	-9,05	-11,78	0,014
97	177	-12,35	-12,78	0,075
98	178	-13,64	-16,32	0,013
99	179	-16,61	-16,92	0,027
100	180	-17,68	-20,25	0,014
101	181	-20,34	-20,66	0,015
102	182	-21,24	-23,58	0,01
103	183	-23,57	-23,8	0,008
104	184	-24,24	-26,35	0,01
105	185	-26,31	-26,18	0,016
106	186	-26,63	-28,54	0,011
107	187	-28,33	-28,12	0,014
108	188	-28,39	-30,2	0,012
109	189	-29,77	-29,63	0,033
110	190	-29,61	-31,37	0,016
111	191	-30,69	-30,59	0,023
112	192	-30,26	-32,01	0,016

113	193	-31,10	-31,05	0,015
114	194	-30,42	-32,19	0,013
115	195	-31,02	-31	0,023
116	196	-30,14	-31,83	0,003
117	197	-30,44	-30,54	0,003
118	198	-29,31	-30,95	0
119	199	-29,33	-29,55	0
120	200	-27,92	-29,5	0
121	201	-27,82	-27,66	0,001
122	202	-26,05	-27,35	0,001
123	203	-25,53	-25,27	0,002
124	204	-23,33	-24,69	0
125	205	-22,44	-22,29	0,004
126	206	-19,74	-20,95	0,02
127	207	-16,79	-16,22	0,15
96	177	-2,80	-3,33	0,025
98	179	-7,86	-8,3	0,043
100	181	-12,31	-12,8	0,009
101	182	-15,41	-13,35	0,076
102	183	-16,19	-16,59	0,01
103	184	-18,99	-16,89	0,049
104	185	-19,63	-19,76	0,054
105	186	-22,13	-20,19	0,184
106	187	-22,49	-22,44	0,008
107	188	-24,56	-22,35	0,033
108	189	-24,77	-24,6	0,011
109	190	-26,62	-24,33	0,049
110	191	-26,53	-26,28	0,008
111	192	-28,08	-25,87	0,032
112	193	-27,77	-27,32	0,111
113	194	-29,06	-26,83	0,135
114	195	-28,47	-28,16	0,014
115	196	-29,51	-27,5	0,012
116	197	-28,70	-28,34	0,016
117	198	-29,42	-27,49	0,08
118	199	-28,38	-28,06	0,028
119	200	-28,91	-27,05	0,006
120	201	-27,50	-27,18	0,015
121	202	-27,80	-25,98	0,015
122	203	-26,11	-25,76	0,001
123	204	-26,01	-24,35	0,001
124	205	-23,95	-23,82	0,001
125	206	-23,70	-22,25	0,001
126	207	-21,00	-21,03	0,005
127	208	-18,45	-16,75	0,002
128	209	-14,22	-13,64	0,008
129	210	-11,07	-9,25	0,012
96	178	6,41	3,57	0,024
98	180	0,76	-1,94	0,021
99	181	-2,62	-3,14	0,09
100	182	-4,27	-6,83	0,014
101	183	-7,32	-7,57	0,028
102	184	-8,69	-11,05	0,014
103	185	-11,49	-11,54	0,016
104	186	-12,54	-14,68	0,011
105	187	-15,04	-14,98	0,008
106	188	-15,84	-17,82	0,011
107	189	-18,07	-17,88	0,034

108	190	-18,63	-20,42	0,012
109	191	-20,55	-20,25	0,039
110	192	-20,91	-22,56	0,013
111	193	-22,44	-22,19	0,05
112	194	-22,68	-24,21	0,017
113	195	-23,88	-23,71	0,023
114	196	-23,93	-25,36	0,014
115	197	-24,96	-24,75	0,006
116	198	-24,64	-26,05	0,015
117	199	-25,40	-25,23	0,026
118	200	-24,81	-26,24	0,011
119	201	-25,37	-25,26	0,022
120	202	-24,47	-25,93	0,008
121	203	-24,75	-24,79	0,007
122	204	-23,59	-25,11	0,001
123	205	-23,62	-23,77	0,001
124	206	-22,20	-23,78	0,001
125	207	-21,92	-22,45	0,001
126	208	-19,63	-21,75	0,001
127	209	-17,13	-17,61	0,002
128	210	-13,33	-14,73	0,002
129	211	-10,24	-10,49	0,003
130	212	-6,04	-7,55	0,002
131	213	-2,78	-3,18	0,008
132	214	1,58	-0,18	0,002
103	186	-5,20	-3,17	0,077
104	187	-5,92	-6,37	0,015
105	188	-9,05	-7,2	0,05
106	189	-9,85	-10,06	0,054
107	190	-12,58	-10,9	0,185
108	191	-13,02	-13,24	0,007
109	192	-15,44	-13,55	0,033
110	193	-15,75	-15,87	0,01
111	194	-17,84	-15,99	0,049
112	195	-18,31	-18,02	0,006
113	196	-19,73	-18,01	0,024
114	197	-19,99	-19,69	0,008
115	198	-21,52	-19,37	0,028
116	199	-21,14	-20,8	0,012
117	200	-22,37	-20,37	0,024
118	201	-21,75	-21,42	0,015
119	202	-22,81	-20,73	0,02
120	203	-21,82	-21,54	0,022
121	204	-22,64	-20,67	0,026
122	205	-21,33	-21,06	0,007
123	206	-21,68	-20,03	0,008
124	207	-20,21	-20,05	0,002
125	208	-20,33	-18,87	0,002
126	209	-18,04	-18,26	0,001
127	210	-16,08	-14,79	0,001
128	211	-12,22	-11,86	0,005
129	212	-9,66	-8,12	0,002
130	213	-5,40	-5,23	0,005
131	214	-2,58	-1,2	0,011
132	215	1,70	1,65	0,015
133	216	4,59	5,87	0,011
104	188	2,18	-0,54	0,019
105	189	-0,92	-1,41	0,022

106	190	-1,87	-4,56	0,013
107	191	-4,66	-5,05	0,011
108	192	-5,54	-8,07	0,012
109	193	-7,96	-8,36	0,035
110	194	-8,54	-11,01	0,013
111	195	-10,60	-11,07	0,039
112	196	-10,96	-13,47	0,013
113	197	-12,83	-13,36	0,05
114	198	-13,08	-15,47	0,017
115	199	-14,69	-15,22	0,023
116	200	-15,11	-16,95	0,014
117	201	-16,08	-16,52	0,006
118	202	-16,25	-17,92	0,015
119	203	-17,35	-17,31	0,026
120	204	-16,77	-18,33	0,011
121	205	-17,63	-17,51	0,02
122	206	-16,62	-18,18	0,008
123	207	-17,07	-17,15	0,007
124	208	-16,16	-17,47	0,002
125	209	-16,40	-16,37	0,002
126	210	-14,53	-15,95	0,001
127	211	-12,53	-12,43	0,001
128	212	-9,18	-10,37	0,001
129	213	-6,58	-6,65	0,003
130	214	-2,83	-4,47	0,002
131	215	-0,08	-0,54	0,003
132	216	3,84	1,78	0,002
133	217	6,38	5,9	0,007
134	218	10,35	8,36	0,002
108	193	0,10	-0,15	0,054
109	194	-2,77	-1,19	0,186
110	195	-3,31	-3,48	0,009
111	196	-5,82	-3,92	0,06
112	197	-6,08	-6,34	0,051
113	198	-8,30	-6,67	0,049
114	199	-8,23	-8,82	0,05
115	200	-10,16	-8,99	0,024
116	201	-10,42	-10,79	0,008
117	202	-11,88	-10,59	0,028
118	203	-12,19	-12,16	0,012
119	204	-13,70	-11,88	0,024
120	205	-13,13	-12,97	0,015
121	206	-14,39	-12,42	0,02
122	207	-13,48	-13,24	0,021
123	208	-14,36	-12,49	0,026
124	209	-13,11	-12,88	0,007
125	210	-13,61	-11,97	0,008
126	211	-11,77	-11,65	0,003
127	212	-10,32	-8,62	0,007
128	213	-6,91	-6,58	0,005
129	214	-4,92	-3,38	0,004
130	215	-1,11	-1,25	0,007
131	216	0,95	2,26	0,004
132	217	4,62	4,4	0,005
133	218	6,61	8,1	0,012
134	219	10,41	10,4	0,004
135	220	12,56	14,35	0,051
109	195	5,53	5,07	0,051

110	196	4,58	1,97	0,015
111	197	2,02	1,48	0,061
112	198	1,37	-1,23	0,013
113	199	-0,92	-1,52	0,064
114	200	-1,30	-4,01	0,013
115	201	-3,28	-4,07	0,071
116	202	-3,66	-6,28	0,018
117	203	-5,45	-6,16	0,024
118	204	-5,68	-7,98	0,015
119	205	-7,25	-7,71	0,05
120	206	-7,12	-9,12	0,015
121	207	-8,49	-8,63	0,026
122	208	-7,96	-9,65	0,011
123	209	-8,87	-8,93	0,02
124	210	-7,93	-9,6	0,009
125	211	-8,65	-8,76	0,007
126	212	-7,19	-8,66	0,003
127	213	-5,71	-5,7	0,006
128	214	-2,80	-4,32	0,009
129	215	-0,73	-1,17	0,008
130	216	2,60	0,26	0,007
131	217	4,23	3,66	0,004
132	218	7,41	5,22	0,002
133	219	9,14	8,83	0,003
134	220	12,50	10,61	0,002
135	221	14,51	14,47	0,006
136	222	18,11	16,37	0,002
112	199	7,19	6,76	0,042
113	200	4,51	6,12	0,078
114	201	4,15	3,6	0,071
115	202	1,73	3,14	0,049
116	203	1,54	0,86	0,016
117	204	-0,49	0,61	0,025
118	205	-0,90	-1,31	0,008
119	206	-2,82	-1,24	0,028
120	207	-2,67	-2,84	0,051
121	208	-4,39	-2,66	0,047
122	209	-3,83	-3,77	0,015
123	210	-5,14	-3,35	0,022
124	211	-4,12	-4,16	0,021
125	212	-5,18	-3,54	0,026
126	213	-3,73	-3,55	0,008
127	214	-2,67	-0,96	0,009
128	215	0,21	0,32	0,007
129	216	1,74	2,98	0,014
130	217	4,73	4,32	0,007
131	218	5,74	7,06	0,005
132	219	8,78	8,62	0,007
133	220	9,96	11,48	0,004
134	221	13,23	13,28	0,005
135	222	14,79	16,35	0,021
136	223	18,31	18,38	0,002
137	224	20,13	21,66	0,05
138	225	23,91	23,81	0,03
139	226	25,96	27,37	0,1
140	227	29,78	29,66	0,1
142	229	35,60	35,82	0,037
114	202	12,13	9,21	0,063
115	203	9,69	8,64	0,081
116	204	9,02	6,05	0,015
117	205	6,79	5,84	0,086
118	206	6,22	3,57	0,018
119	207	4,23	3,54	0,055
120	208	4,03	1,71	0,015
121	209	2,27	1,86	0,05
122	210	2,40	0,46	0,015
123	211	1,04	0,84	0,026
124	212	1,60	-0,19	0,011
125	213	0,63	0,36	0,02
126	214	1,68	0,1	0,009
127	215	2,63	2,53	0,008
128	216	5,12	3,29	0,009
129	217	6,53	5,89	0,009
130	218	8,94	6,65	0,011
131	219	9,81	9,39	0,008
132	220	12,36	10,27	0,009
133	221	13,41	12,96	0,005
134	222	16,23	14,32	0,005
135	223	17,61	17,24	0,003
136	224	20,66	18,83	0,002
137	225	22,38	21,99	0,003
138	226	25,67	23,67	0,002
139	227	27,64	27,18	0,002
140	228	30,79	28,94	0,002
141	229	32,79	32,56	0,019
142	230	36,24	34,52	0,012
117	206	12,27	13,51	0,07
118	207	11,84	11,13	0,052
119	208	9,42	10,76	0,056
120	209	9,22	8,84	0,051
121	210	7,11	8,79	0,057
122	211	7,35	7,2	0,071
123	212	5,58	7,28	0,068
124	213	6,20	6,16	0,052
125	214	4,86	6,43	0,022
126	215	5,89	6,01	0,021
127	216	6,43	8,12	0,027
128	217	8,88	8,71	0,013
129	218	9,44	10,84	0,051
130	219	11,72	11,57	0,05
131	220	12,10	13,75	0,015
132	221	14,56	14,52	0,05
133	222	15,15	16,62	0,005
134	223	17,85	17,83	0,007
135	224	18,77	20,24	0,004
136	225	21,78	21,64	0,005
137	226	23,05	24,31	0,003
138	227	26,27	25,85	0,002
139	228	27,60	28,9	0,003
140	229	30,91	30,75	0,033
141	230	32,45	33,81	0,3
142	231	35,86	35,92	0,1
143	232	37,63	39,15	0,1
119	209	17,23	16,5	0,1
120	210	16,64	14,04	0,025
121	211	14,49	13,91	0,075

122	212	14,31	12,09	0,018
123	213	12,50	12,12	0,071
124	214	12,71	10,71	0,017
125	215	11,41	10,93	0,027
126	216	12,03	10,3	0,013
127	217	12,50	12,22	0,021
128	218	14,54	12,37	0,013
129	219	14,90	14,47	0,051
130	220	16,76	14,67	0,022
131	221	17,04	16,94	0,009
132	222	19,07	17,2	0,012
133	223	19,56	19,39	0,009
134	224	21,80	20	0,011
135	225	22,60	22,31	0,005
136	226	25,17	23,2	0,005
137	227	26,29	25,81	0,003
138	228	28,98	26,77	0,002
139	229	30,24	29,59	0,003
140	230	32,99	30,86	0,002
141	231	34,41	33,82	0,002
142	232	37,33	35,45	0,002
143	233	39,06	38,73	0,002
144	234	42,39	40,61	0,004
145	235	44,31	44,26	0,05
121	212	20,15	21,61	0,075
122	213	19,98	19,66	0,071
123	214	17,77	19,49	0,076
124	215	18,08	17,87	0,087
125	216	16,37	17,8	0,07
126	217	17,00	17,07	0,052
127	218	17,03	18,67	0,025
128	219	18,97	18,52	0,054
129	220	18,60	20,38	0,057
130	221	20,39	20,38	0,052
132	223	22,17	22,32	0,071
133	224	22,18	23,87	0,016
134	225	24,34	24,34	0,071
135	226	24,71	26,03	0,011
136	227	27,22	26,83	0,007
137	228	27,84	28,92	0,004
138	229	30,42	29,9	0,003
139	230	31,17	32,17	0,003
140	231	33,93	33,43	0,002
141	232	34,94	35,95	0,008
142	233	37,82	37,49	0,002
143	234	39,16	40,34	0,005
144	235	42,38	42,33	0,05
145	236	44,00	45,35	0,2
146	237	47,47	47,64	0,1
147	238	49,32	50,77	0,06
125	217	23,63	22,7	0,087
126	218	23,85	21,92	0,031
127	219	23,82	23,21	0,057
131	223	26,03	25,84	0,071
132	224	27,61	25,71	0,025
133	225	27,54	27,38	0,012
134	226	29,29	27,33	0,013
135	227	29,54	29,02	0,017

136	228	31,53	29,23	0,015
137	229	31,89	31,21	0,006
138	230	33,94	31,61	0,005
139	231	34,60	33,81	0,003
140	232	36,86	34,61	0,002
141	233	37,77	36,92	0,003
142	234	40,25	38,15	0,002
143	235	41,51	40,92	0,002
144	236	44,38	42,45	0,002
145	237	45,96	45,39	0,002
146	238	49,06	47,31	0,002
147	239	50,79	50,57	0,002
148	240	54,18	52,72	0,005
132	225	31,71	31,59	0,072
134	227	32,87	32,56	0,073
136	229	34,33	33,78	0,087
137	230	34,26	35,24	0,051
138	231	36,24	35,62	0,051
140	233	38,65	37,95	0,051
141	234	39,07	39,96	0,009
142	235	41,55	41,04	0,002
143	236	42,45	43,38	0,05
144	237	45,28	44,87	0,002
145	238	46,46	47,46	0,002
146	239	49,56	49,31	0,002
147	240	50,92	52,31	0,015
148	241	54,31	54,26	0,071
149	242	55,99	57,42	0,2
134	228	38,70	36,09	0,032
135	229	38,33	37,4	0,051
136	230	39,54	36,93	0,015
137	231	39,37	38,28	0,026
138	232	40,92	38,37	0,018
139	233	41,01	40,05	0,05
140	234	42,71	40,35	0,007
141	235	43,15	42,18	0,021
142	236	45,18	42,9	0,002
143	237	45,94	45,09	0,002
144	238	48,39	46,17	0,002
145	239	49,42	48,59	0,002
146	240	52,10	50,13	0,002
147	241	53,42	52,96	0,002
148	242	56,43	54,72	0,002
149	243	58,03	57,76	0,003
150	244	61,23	59,81	0,005
151	245	63,10	63,11	0,014
152	246	66,68	65,39	0,015
143	238	47,81	48,42	0,051
144	239	50,21	49,39	0,002
145	240	50,80	51,51	0,014
146	241	53,48	52,94	0,002
147	242	54,44	55,47	0,002
148	243	57,39	57,18	0,002
149	244	58,63	59,88	0,002
150	245	61,83	61,9	0,003
151	246	63,32	65	0,018
137	233	48,60	47,29	0,072
138	234	49,68	46,72	0,018

142	238	52,07	49,4	0,037
144	240	54,32	51,72	0,002
145	241	54,80	53,7	0,002
146	242	57,08	54,81	0,002
147	243	57,94	57,18	0,002
148	244	60,50	58,45	0,002
149	245	61,61	61,01	0,002
150	246	64,37	62,62	0,002
151	247	65,80	65,53	0,004
152	248	68,90	67,39	0,005
153	249	71,07	70,75	0,005
154	250	74,61	72,99	0,011
155	251	77,01	76,65	0,023
146	243	59,36	58,69	0,005
147	244	59,84	60,72	0,014
148	245	62,31	61,81	0,002
149	246	63,05	63,97	0,06
150	247	65,75	65,49	0,006
152	249	69,89	69,85	0,003
153	250	71,67	72,95	0,004
154	251	75,21	75,23	0,011
144	242	61,99	59,34	0,037
146	244	63,90	61,48	0,003
147	245	64,27	63,39	0,003
148	246	66,38	64,09	0,002
149	247	66,99	66,14	0,008
150	248	69,33	67,24	0,005
151	249	70,28	69,73	0,002
152	250	72,98	71,17	0,002
153	251	74,64	74,14	0,004
154	252	77,87	76,03	0,005
155	253	79,84	79,3	0,006
156	254	83,24	81,34	0,012
152	251	74,87	74,51	0,006
153	252	76,17	77,29	0,05
154	253	79,40	79,01	0,003
155	254	81,00	81,99	0,004
156	255	84,41	84,09	0,011
146	246	72,57	70,14	0,039
148	248	74,17	71,91	0,012
150	250	76,20	74,07	0,012
151	251	76,67	75,99	0,008
152	252	78,95	76,82	0,006
153	253	80,19	79,35	0,004
154	254	82,95	80,9	0,003
155	255	84,51	83,8	0,005
156	256	87,56	85,49	0,007
157	257	89,21	88,59	0,006
154	255	85,49	84,84	0,007
155	256	86,61	87,61	0,053
156	257	89,59	89	0,003
157	258	90,84	91,69	0,005
150	252	85,24	82,88	0,013
152	254	87,07	84,72	0,018
153	255	87,86	86,85	0,01
154	256	90,17	87,82	0,008
155	257	91,22	90,24	0,022
152	256	96,93	94,24	0,024
157	261	102,43	101,32	0,029
154	260	109,58	106,58	0,039
159	265	113,61	112,82	0,058
156	264	122,87	119,6	0,044