

Rote Riesen im Labor – Neue Entwicklungen und Ergebnisse

M. Heil, F. Käppeler, R. Plag, F. Voss, S. Walter, IK

Einleitung

Sterne, die ihre Energie aus dem He-Brennen durch Verschmelzung von drei Heliumkernen zu ^{12}C beziehen, werden wegen ihrer enorm angewachsenen Größe als Rote Riesen bezeichnet. Da sie für die Produktion der Hälfte der schweren Elemente zwischen Eisen und Wismut verantwortlich sind, hat diese Sternpopulation die chemische Entwicklung des Universums genauso stark beeinflusst wie die im vorigen Beitrag behandelten Supernovae. Laborexperimente tragen entscheidend dazu bei, dass die Elementsynthese in Roten Riesen quantitativ beschrieben werden kann. Dabei fasziniert besonders das unmittelbare Zusammenspiel von experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitten und astrophysikalischen Aussagen, wie am Beispiel der massereichen Sterne ausgeführt wird.

Beobachtungen an Roten Riesen

Die Elementhäufigkeiten der Sonne, die als typischer Hauptreihenstern gilt, entsprechen in sehr guter Näherung dem Materie-Mix im Universum. Von diesem Mittelwert finden sich in der Atmosphäre von Roten Riesen starke Abweichungen. So legt zum Beispiel das signifikante Auftreten des instabilen Elements Technetium nahe, dass im Innern dieser Sterne ständig schwere Elemente neu gebildet werden. In der Tat wurde vor etwas mehr als 50 Jahren aus dem gesicherten Nachweis von Technetium [1] geschlossen, dass die He-Brennzonen dieser Sterne für die Elemententstehung verantwortlich sind, und dass darüber hinaus ein

Mechanismus existiert, der eine effektive Mischung aus der He-Brennzone an die Oberfläche vermittelt [2].

Eine weitere wichtige Beobachtung betrifft die Tatsache, dass Rote Riesen infolge starker Sternwinde Massenverluste von mehr als 10^{-6} Sonnenmassen/Jahr erleiden. Diese Massenverluste steigern sich am Ende der Roten-Riesen-Phase zu einem Superwind, der zum Verlust der gesamten, restlichen Hülle in Form eines Planetarischen Nebels führt. Der verbleibende Zentralteil des Sterns, der sein Dasein als weißer Zwerg beschließt, lässt infolge seiner hohen Oberflächentemperatur den abgestoßenen Planetarischen Nebel hell aufleuchten. Dieser Vorgang gewährleistet, dass

einmal prozessiertes Material nicht in dem langsam erlöschenden weißen Zwerg gefangen bleibt, sondern dass es im kosmischen Kreislauf zu einer Anreicherung von schweren Elementen sowohl im interstellaren Medium als auch in den später daraus gebildeten jüngeren Sternen führt.

Bereits in den Sternwinden kommt es zur Bildung von Staubkörnchen, wobei zunächst die stabilsten Verbindungen von häufigen Elementen, wie z. B. SiC oder Korund, als Kondensationskeime dienen. Diese Körner von ca. 1 μm Durchmesser können in Meteoriten nachgewiesen und isoliert werden. Die Analyse ihrer Zusammensetzung zeigt typische Häufigkeitsmuster, die detaillierte Aufschlüsse über

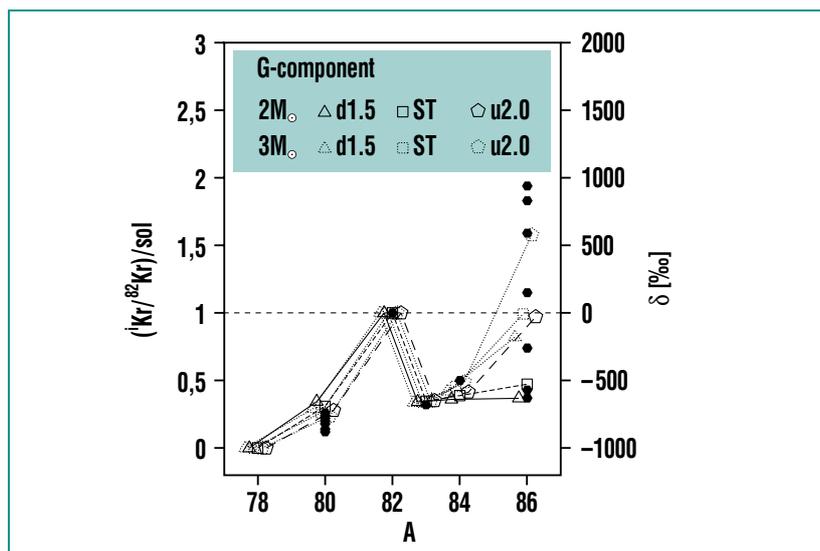


Abb. 1: Material, das von Roten Riesen mit schweren Elementen angereichert und in Form von Sternwinden und Planetarischen Nebeln abgestoßen wird, kondensiert zusammen mit SiC oder Korund in Form von ca. 1 μm großen Staubkörnchen. Das Beispiel der Krypton-Isotope zeigt, dass die Häufigkeitsmuster der in verschiedenen Meteoriten gefundenen Körner (schwarze Symbole) bemerkenswert gut mit den Vorhersagen eines Modells für den stellaren s-Prozess übereinstimmen (offene Symbole). Die Streuung der Werte für ^{86}Kr ist ein Hinweis darauf, dass sie bei ihrer Entstehung verschiedenen stellaren Neutronenflüssen ausgesetzt waren.

die Situation beim He-Brennen im Mutterstern liefern. In der Abb. 1 werden die Häufigkeiten der Krypton-Isotope in solchen SiC-Körnern mit den Vorhersagen eines Modells für die stellare Nukleosynthese durch Neutroneneinfang (s-Prozess) verglichen, wobei die Streuung der Werte für ^{86}Kr für die Eingrenzung der dabei auftretenden Neutronenflüsse besonders aufschlussreich ist.

Stellare Elementsynthese

Sterne werden durch den Gravitationskollaps interstellarer Materie geboren und beginnen ihre Entwicklung durch Fusion von Wasserstoff. In diesem Zeitabschnitt beschränkt sich die Produktion neuer Elemente neben dem in der Fusion gebildeten Helium im Wesentlichen auf ^{14}N . Nachdem der Wasserstoffvorrat erschöpft und Temperatur und Dichte im Zentrum weiter angestiegen sind, setzt bei etwa 100 Millionen Grad die Tripel- α -Reaktion ein, in der He zu ^{12}C und ^{16}O verbrannt wird.

Gleichzeitig mit der Fusion von Helium zu Kohlenstoff und Sauerstoff wird durch α -Einfänge an dem zuvor produzierten ^{14}N über die Reaktionskette $^{14}\text{N}(\alpha,\gamma)^{18}\text{F}(\beta+\nu)^{18}\text{O}(\alpha,\gamma)^{22}\text{Ne}$ hinreichend viel ^{22}Ne erzeugt, das seinerseits durch (α,n) -Reaktionen zur Erzeugung der für die Synthese der schweren Elemente erforderlichen freien Neutronen führt. In sonnenähnlichen Sternen gibt es daneben noch eine zweite Quelle stellarer Neutronen durch die $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Reaktion, wobei das Ausgangsmaterial an der Grenzschicht zwischen H- und He-brennender

Zone durch die Reaktionssequenz $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}(\beta+\nu)^{13}\text{C}$ entsteht.

Die so erzeugten Neutronen können wegen der fehlenden Coulomb-Abstoßung von den in Sternen der zweiten Generation relativ häufigen Kernen der Eisengruppe eingefangen werden. Multiple Einfänge auf einer Zeitskala von Monaten oder Jahren ergeben den slow neutron capture process (s-Prozess). Da die β -Halbwertszeiten von neu gebildeten instabilen Kernen in der Regel sehr viel kürzer sind als die Zeit bis zum nächsten

Neutroneneinfang, ergibt sich ein übersichtlicher Reaktionspfad (Abb. 2), an dem überwiegend stabile Kerne beteiligt sind. Die für eine Beschreibung notwendigen Reaktionsraten können deshalb in Laborexperimenten vermessen werden. Der mit dem He-Brennen verknüpfte s-Prozess ist für etwa die Hälfte der beobachteten Isotopenhäufigkeiten zwischen Fe und Bi verantwortlich, wobei der Verlauf und die relativen Beiträge der erwähnten Neutronenquellen entscheidend von der jeweiligen Sternmasse abhängen.

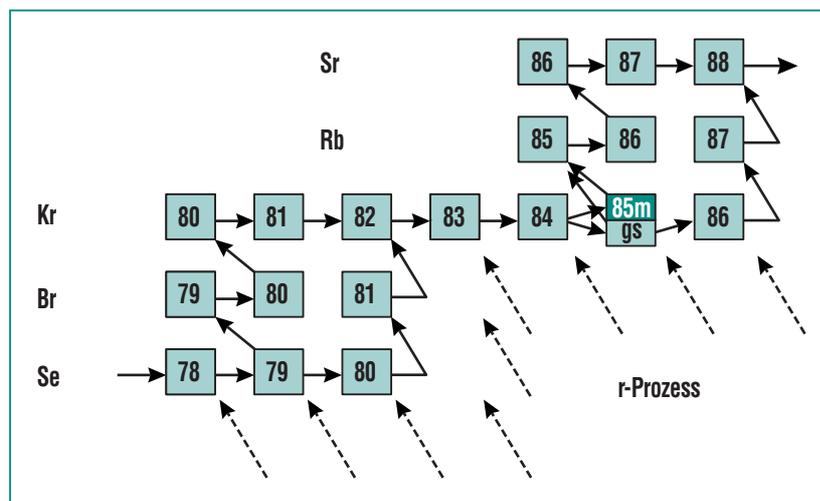


Abb. 2: Der s-Prozess im Bereich der Kr-Rb-Sr-Isotope. Der Ausschnitt aus der Nuklidkarte zeigt den durch Neutroneneinfänge und β -Zerfälle bedingten Reaktionsfluss und die resultierenden Verzweigungen bei $A = 79$ und 85 . Man beachte, dass die Stärke der Verzweigung im ersten Fall durch die relativen Häufigkeiten von ^{80}Kr und ^{82}Kr und im zweiten Fall durch ^{86}Sr festgelegt ist, die als reine s-Kerne durch stabile Isobare gegen die β -Zerfälle aus der r-Prozess-Region (gestrichelte Pfeile) abgeschirmt sind. Mit zunehmendem Neutronenfluss wird offensichtlich immer weniger ^{80}Kr und ^{86}Sr gebildet. Durch Vergleich mit dem tatsächlichen Isotopenverhältnis ergibt sich so die Möglichkeit, den stellaren Neutronenfluss im s-Prozess einzugrenzen. Als Voraussetzung dafür müssen die Querschnitte für Neutroneneinfang genau bekannt sein. Die Analyse wird durch kernphysikalische Besonderheiten kompliziert. Dazu gehört die Temperaturabhängigkeit der Zerfallsrate von ^{79}Se [7] und die Rolle des Isomers im ^{85}Kr , die entsprechend berücksichtigt werden müssen.

Dies gilt auch für die auf das He-Brennen nachfolgenden Entwicklungsphasen. Kleinere Sterne wie die Sonne verlieren durch den starken Sternwind bereits während des He-Brennens einen Großteil ihrer äußeren Hülle und enden als weiße Zwerge. Massereichere Sterne können nach Verbrauch des Heliums im Zentrum durch weitere Kontraktion ihre Zentraltemperatur so weit erhöhen, dass mit dem Kohlenstoff-, Neon/Sauerstoff- und schließlich mit dem Silizium-Brennen weitere Brennphasen gezündet werden. Speziell beim Kohlenstoff-Brennen ergibt sich – neben der Anreicherung der Fusionsprodukte Ne und Mg – eine zweite s-Prozess-Phase, wobei Neutronen ebenfalls über $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)$ -Reaktionen erzeugt werden.

Die noch ausstehende zweite Hälfte der Isotopenhäufigkeiten zwischen Fe und Bi einschließlich der Aktiniden werden dem rapid neutron capture process (r-Prozess) zugeschrieben, der in der nachfolgenden Supernova-Explosion stattfindet. Dieser r-Prozess unterscheidet sich von dem vergleichsweise ruhig verlaufenden s-Prozess durch extrem hohe Neutronenflüsse und Temperaturen. Da unter diesen Bedingungen Neutroneneinfänge sehr viel wahrscheinlicher sind als die β -Zerfälle der gebildeten Kerne, entwickelt sich ein komplexes Reaktionsnetzwerk, das mehr als Tausend, in der Regel sehr kurzlebige Kerne umfasst. Dementsprechend ist die Beschreibung der im r-Prozess gebildeten Häufigkeiten sowohl durch unsichere theoretische Vorhersagen der relevanten Reaktions- und Zerfallsraten, als auch durch die

überaus schwierige Behandlung der Explosion selbst noch mit vielen offenen Fragen behaftet.

Der s-Prozess in Roten Riesen

Unter Neutronenbestrahlung ändert sich im s-Prozess die Häufigkeit eines Isotops $N_{s(A)}$ entsprechend seiner Erzeugungs- und Umwandlungsraten,

$$\frac{dN_{s(A)}}{dt} = \lambda_{n(A-1)} N_{s(A-1)} - (\lambda_{n(A)} + \lambda_{\beta(A)}) N_{s(A)} \quad (1)$$

In diesem Ausdruck wurde angenommen, dass der Vorgängerkern der Masse $A-1$ stabil ist, der Kern A jedoch sowohl durch Neutroneneinfang als auch durch β -Zerfall umgewandelt werden kann. Die β -Zerfallsrate $\lambda_{\beta} = \ln 2 / t_{1/2}$ muss immer dann berücksichtigt werden, wenn sie von derselben Größenordnung ist wie die Einfangrate, $\lambda_n = n_n \langle \sigma \rangle v_T$, die durch die Neutronendichte n_n , die mittlere thermische Geschwindigkeit der Neutronen v_T und den stellaren Einfangquerschnitt $\langle \sigma \rangle$ bestimmt wird. In einem solchen Fall wird ein Verzweungsverhältnis

$$f = \frac{\lambda_{\beta}}{\lambda_{\beta} + \lambda_n} \quad (2)$$

definiert, das über λ_n explizit von der Neutronendichte, eventuell über die stellare Zerfallsrate aber auch von der Temperatur und der Dichte beim s-Prozess abhängt. In Abb. 2 ist als Beispiel die Verzweigung im Bereich der Kr-Rb-Sr-Isotope skizziert, auf die im folgenden Abschnitt Bezug genommen wird.

Für die Gesamtheit aller Kerne bis zum Wismut ergibt sich ein System von gekoppelten Differentialgleichungen, wobei im allgemeinen Fall die Koeffizienten noch von der Zeit, sowie von Temperatur und Druck in der Syntheszone abhängen können. Diese Abhängigkeiten werden durch detaillierte Sternmodelle beschrieben. Dadurch ergeben sich aus den berechneten Häufigkeiten wichtige Rückschlüsse auf die Qualität der verwendeten Sternmodelle.

Experimente und Sternmodelle für das He-Brennen in Roten Riesen

Derzeit werden zwei s-Prozess-Szenarien diskutiert, mit denen sowohl die solaren s-Häufigkeiten, als auch die durch den s-Prozess bedingten beobachteten Überhäufigkeiten in den Atmosphären von Roten Riesen beschrieben werden können. Dabei handelt es sich zum einen um das He- und C-Brennen in schweren Sternen von acht bis dreißig Sonnenmassen, sowie das Heliumschalenbrennen in leichten Sternen von ein bis drei Sonnenmassen. Massereiche Sterne haben vergleichsweise hohe Zentraltemperaturen, so dass die $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Reaktion ablaufen kann, die für die Dauer des He-Brennens eine relativ geringe Neutronendichte von ca. 10^6 cm^{-3} liefert. Mit den noch höheren Temperaturen beim C-Brennen steigt auch die Rate der (α, n) -Reaktionen an, so dass kurzzeitig maximale Neutronendichten von 10^{12} cm^{-3} erreicht werden. Allerdings reicht der integrale Fluss, den diese Sterne produzieren, lediglich aus, um den Synthesepfad bis zur ersten magischen Neutronenzahl bei $N = 50$

voranzutreiben. Mit dieser sogenannten schwachen Komponente lassen sich die s-Häufigkeiten im Massenbereich von Eisen bis Yttrium beschreiben.

Die Hauptkomponente der s-Häufigkeiten, die im Wesentlichen den Bereich zwischen Zr und Bi betrifft, erfordert einen deutlich höheren integralen Fluss. Von astronomischen Beobachtungen weiß man, dass Rote Riesen von wenigen Sonnenmassen in ihren Atmosphären entsprechende Anreicherungen schwerer Elemente zeigen. Das Fehlen nennenswerter Magnesiumanteile belegt jedoch, dass in diesem Fall die $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Reaktion allenfalls eine untergeordnete Rolle spielt, was wegen der niedrigeren Temperaturen in diesen Sternen auch plausibel erscheint. Hier wird deshalb die Neutronenproduktion durch die $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ -Reaktion dominiert. Insgesamt ist der s-Prozess in diesen Sternen erheblich komplizierter als in massiven Roten Riesen [3,4].

Die aus dem schwachen integralen Fluss resultierende Besonderheit des s-Prozesses in massereichen Sternen besteht darin, dass der Neutroneneinfangquerschnitt einzelner Isotope in der Nähe der Eisensaat erhebliche Auswirkungen auf die gesamte Häufigkeitsverteilung hat [5]. Dies ist in Abb. 3 am Beispiel der Querschnitte von ^{63}Cu und ^{65}Cu gezeigt, die kürzlich am 3.7-MV-Beschleuniger des Instituts für Kernphysik mit zwei- bis dreifach verbesserter Genauigkeit vermessen wurden. In beiden Fällen stellte sich heraus, dass diese Querschnitte in früheren Messungen um 30 bis 40 % überschätzt wurden. Dieses Beispiel illustriert

die Bedeutung zuverlässiger Laborexperimente für die quantitative Beschreibung der Elementproduktion im s-Prozess.

Aufgrund dieser Ergebnisse wurde am IK eine Serie von Querschnittsmessungen an insgesamt 10 Isotopen zwischen Fe und Rb durchgeführt, für die zum Teil mit der hochempfindlichen Beschleuniger-Massenspektrometrie eine für dieses Gebiet neue Technik eingesetzt wurde [6]. Das Ziel dieser Untersuchungen ist es, die kernphysikalischen Grundlagen zur Berechnung der s-Prozess-Häufigkeiten so weit zu verbessern, dass der Vergleich mit den beobachteten Häufigkeiten in Roten Riesen für Rückschlüsse auf die kritischen Aspekte von Sternmodellen ermöglicht. Solche Tests sind be-

sonders wichtig, da die theoretische Behandlung wegen der Komplexität der Sternmodelle auf grobe Näherungen angewiesen ist. Vor allem die Erfassung der Durchmischungsvorgänge und die Beschreibung der Konvektion und der Sternwinde, für die es derzeit nur schematische Ansätze gibt, bereiten enorme Schwierigkeiten.

In diesem Zusammenhang sind die in Meteoriten gefundenen stellaren Staubkörner von zunehmendem Interesse. Die verbesserte Empfindlichkeit der Analysemethoden ermöglicht inzwischen auch Untersuchungen im Massenbereich des s-Prozesses, wie das Beispiel der Kryptonisotope in Abb. 1 zeigt. Die gemessenen Häufigkeiten in den präsolaren SiC-Körnern werden durch das Sternmo-

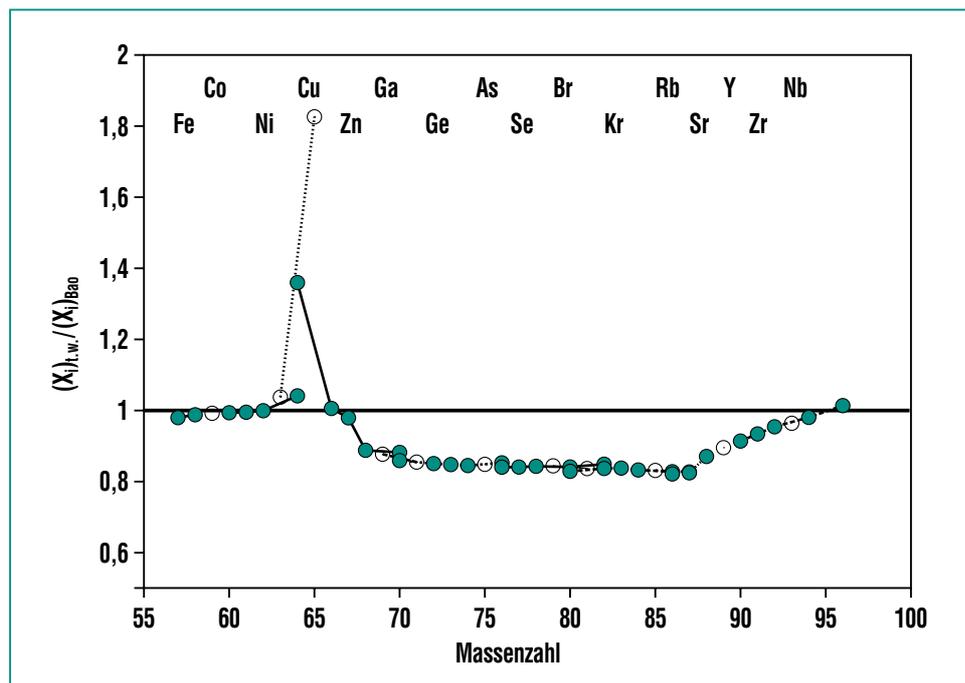


Abb. 3: Das Verhältnis der s-Häufigkeiten im Massenbereich $60 < A < 100$ auf der Grundlage früherer Querschnitte für Neutroneneinfang [7] und nach Einsetzen der neuen Daten für ^{63}Cu und ^{65}Cu . Der starke Einfluss einzelner Querschnitte auf die gesamte Verteilung erfordert eine konsequente Verbesserung der Kenntnisse der stellaren Querschnitte für Neutroneneinfang.

dell sehr gut beschrieben. Die einzige Ausnahme bildet ^{86}Kr , dessen Bildung wegen der Verzweigung des Reaktionspfads beim ^{85}Kr stark von den jeweiligen Neutronenflüssen abhängt. Unter der Annahme, dass die untersuchten Körner von verschiedenen Quellen stammen, bedeutet die Streuung der Messwerte offensichtlich, dass der Neutronenfluss – wie eingangs skizziert – tatsächlich je nach s-Prozess-Szenarium variiert. Entsprechend ist die Streuung der Werte für ^{86}Kr für die Eingrenzung der dabei auftretenden Neutronenflüsse besonders aufschlussreich.

Zusammenfassung und Ausblick

Das Verständnis der Nukleosynthese in Roten Riesen hat durch das Zusammenspiel von astronomischer Beobachtung, Laborexperimenten und der Entwicklung detaillierter Sternmodelle deutliche Fortschritte gemacht. Es bleibt aber in allen Bereichen noch eine Reihe von wichtigen Fragen offen. Dies gilt ganz besonders für die Neutroneneinfang-Querschnitte, denen bei der Interpretation der Beobachtungen und für die quantitative Formulierung expliziter

Sternmodelle eine Schlüsselrolle zukommt.

Im Zusammenhang gesehen bedeutet die Möglichkeit einer zuverlässigen Behandlung der Nukleosynthese im s-Prozess die Möglichkeit zum Test und zur Verbesserung der Sternmodelle, und damit einen verbesserten Zugang zur Beschreibung der chemischen Entwicklung von Galaxien und der zeitlichen Entwicklung des Universums.

Literatur

- [1] P. Merrill,
Science 115, 484
(1952)
- [2] E. Burbidge, G. Burbidge,
W. Fowler, F. Hoyle,
Rev. Mod. Phys. 29, 547
(1957)
- [3] G. Wallerstein, I. Iben Jr.,
P. Parker, A. Boesgaard, G. Hale,
A. Champagne, C. Barnes,
F. Käppeler, V. Smith, R. Hoffman,
F. Timmes, C. Sneden, R. Boyd,
B. Meyer, D. Lambert,
Rev. Mod. Phys. 69, 995 (1997)
- [4] F. Käppeler,
*Progress in Particle and Nuclear
Physics* 43, 419 (1999)
- [5] T. Rauscher, A. Heger, R.D. Hoffman,
S.E. Woosley,
Ap. J., 576 (2002)
- [6] H. Nassar et al.,
Phys. Rev. Lett. 94, 092504 (2005)
- [7] Z.Y. Bao, H. Beer, F. Käppeler,
F. Voss, K. Wisshak, T. Rauscher,
Atomic Data Nucl. Data Tables 76, 70
(2000)