

MỤC LỤC

	Trang
Danh mục các bảng	3
Danh mục các thuật ngữ thông dụng	3
Danh mục các hình vẽ	4
Lời nói đầu	5
Chương 1- Tổng quan về neutrino mặt trời	7
1.1 Sơ lược về mô hình chuẩn của mặt trời	7
1.2 Phổ thông loãng neutrino tính toán theo lý thuyết	10
1.3 Các thí nghiệm đo neutrino mặt trời	13
1.3.1 Detector Clo Homestake	13
1.3.2 Thí nghiệm Kamiokande và Super Kamiokande	14
1.3.3 Detector Galli SAGE và GALLEX	15
1.3.4 Thí nghiệm SNO và giả thuyết Oscillation	16
1.3.5 Vấn đề thông loãng neutrino hẹp từ thí nghiệm Kamiokande	17
Chương 2 - Cơ sở lý thuyết tính toán phản ứng không cộng hưởng trên mặt trời	20
2.1 Tốc độ phản ứng trên mặt trời	20
2.2 Hàm phân bố vận tốc Maxwell-Boltzmann	22
2.3 Tiết diện các phản ứng không cộng hưởng trên mặt trời	24
Chương 3- Giả thuyết môi giới thích vận chuyển của phản ứng neutrino hẹp	30
3.1 Hàm phân bố non-Maxwell-Boltzmann trong môi trường plasma	30
3.2 Khả năng Levy flight dẫn đến hàm phân bố non-MB	32
3.2.1 Sơ kiện các ion năng lượng cao từ mặt trời	32
3.2.2 Levy flight	33
3.3 Khả năng xảy ra các phản ứng tổng tạo mảnh sinh π^+	37

Chương 4 - Kết quả tính toán và kết luận	44
4.1 Kết quả của B và α	44
4.2 Dữ liệu phổ thông lượng neutrino ν_μ, ν_e và $\tilde{\nu}_\mu$	48
4.3 Kết luận	50
Tài liệu tham khảo	53
Phụ lục	55

Danh mục các bảng

Bảng 1.1	Bảng 1.1 Các thông số của mặt trời.....	8
Bảng 1.2	Thông lượng neutrino mặt trời nên trải nhất theo tính toán của Bahcall với sai số 1σ	12
Bảng 1.3.	Tỷ lệ các sự kiện ghi nhận bằng thức nghiệm và sự kiện đối hoàn bằng lý thuyết trong mỗi khoảng năng lượng. Nồng độ của các tỷ lệ này là số sự kiện ghi nhận neutrino/km ² /năm. Giá trị trong ngoặc chẵn sai số.....	18
Bảng 2.1	Giá trị xác suất xuyên ray của phản ứng p+p.....	26
Bảng 4.1.	Mối quan hệ giữa B và α của hàm phân bố Levy.....	46

Danh mục các thuật ngữ thông dụng

Neutrino hep	Các neutrino từ phản ứng ${}^3\text{He} + p \rightarrow \alpha + e^+ + \nu_e$.
Neutrino ${}^8\text{B}$	Các neutrino từ phản ứng ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$.
Oscillation	Là quá trình biến đổi qua lại giữa các loại neutrino ν_e, ν_τ, ν_μ .
Helioseismology	Dựa vào sóng âm thanh phát ra từ mặt trời để xác định cấu trúc và năng lượng xảy ra bên trong mặt trời gọi là Helioseismology.

Danh mục các hình vẽ nhỏ

Hình 1.1	Chu trình p-p, những phản ứng chính xảy ra trong mặt trời.....	9
Hình 1.2	Chu trình CNO.....	10
Hình 1.3	Phổ thông lượng neutrino theo tính toán của Bahcall.....	12
Hình 2.1	Hàm phân bố theo năng lượng MB.....	23
Hình 2.2.	Mô tả hàm phân bố MB và hàm xác suất xuyên rào thế Coulomb tích của hai hàm cho ta một hàm gần giống hàm Gauss.....	28
Hình 3.1	Hàm phân bố mỗi khi ã $\phi_{high-energy}(\nu)$ và.....	34
Hình 3.2	Mô tả tổng quan tiết diện các kênh khác nhau của phản ứng p+p ở gần ngưỡng, trục năng lượng giải trừ tiết diện, trục ngang là năng lượng max của pion sau phản ứng.....	41

Lỗi noi nàu

Chúng ta đã biết nguồn năng lượng từ mặt trời cung cấp cho sự sống trên trái đất. Vì vậy việc tìm hiểu các quá trình xảy ra trên mặt trời là chủ đề hấp dẫn thu hút các nhà khoa học trên thế giới trong hàng thập kỷ qua. Người ta đã đưa ra giả thuyết nguồn năng lượng giải phóng từ mặt trời là do các phản ứng nhiệt hạch, các phản ứng này biến đổi 4 proton thành Heli. Trong các quá trình này có một loại hạt sinh ra mà chúng ta quan tâm là neutrino. Vậy điều gì có thể đang diễn ra bên trong mặt trời xảy ra các phản ứng nhiệt hạch, nếu không nhìn giả thuyết này thì việc cần có các thí nghiệm ghi nhận một lượng lớn neutrino ở mặt đất nên từ mặt trời là bằng chứng thuyết phục nhất. Tuy nhiên các neutrino có tiết diện tổng tác rất yếu với vật chất, vì vậy chúng có thể dễ dàng thoát ra khỏi mặt trời nên trái đất mà không thay đổi nhiều các tính chất vật lý ban đầu của nó. Điều này cũng dẫn đến việc ghi nhận neutrino rất khó khăn, các Detector muốn ghi nhận neutrino thì phải có kích thước rất lớn, và rất tốn kém. Đã có những tính toán bằng lý thuyết tính thông lượng neutrino mặt trời, cũng nhờ các phép đo thực nghiệm xác định thông lượng neutrino. Không thật không may các kết quả giữa lý thuyết và thực nghiệm không khớp với nhau. Và nên nhớ rằng từ lâu nay các nhà khoa học trong một thời gian dài và bây giờ vẫn là vấn đề chưa có lời giải thích thỏa đáng. Đã có những giả thiết khác nhau đưa ra để giải thích sự khác nhau này, một trong các giả thiết nổi bật là giả thuyết "Oscillation", là giả thuyết được chấp nhận nhiều nhất. Tuy nhiên chúng tôi không đi sâu vào vấn đề Oscillation mà chỉ tập trung vào phân tích thí nghiệm đo thông lượng neutrino của thí nghiệm Kamiokande, một trong các thí nghiệm nổi tiếng về đo thông lượng neutrino được tiến hành ở Nhật. Thí

thí nghiệm này chủ yếu đo thông lượng neutrino của ^8B và hẹp. Kết quả thí nghiệm cũng cho thấy có sự sai khác đáng kể giữa lý thuyết và thực nghiệm, trong đó các biệt giữa thực nghiệm thông lượng hẹp lớn hơn nhiều so với tính toán bằng lý thuyết. Trong khuôn khổ luận văn này chúng tôi chỉ giới hạn trong việc nêu ra những mối khác biệt khác nhau của phổ hẹp giữa lý thuyết và thực nghiệm mà không xét đến quá trình "Oscillation".

Chương 1

Tổng quan về neutrino mặt trời

Lĩnh vực nghiên cứu về mặt trời rất rộng, bao gồm các hiện tượng bao trùm về nền trên mặt trời, các chu kỳ của mặt trời, neutrino của mặt trời, nhất là chấn hoặc "Helioseismology"... Những mục đích chương này giới thiệu tổng quan về tình hình nghiên cứu neutrino của mặt trời, các thí nghiệm nơ neutrino, các vấn đề mà khoa học chưa giải quyết được về neutrino.

1.1 Sơ lược về mô hình chuẩn của mặt trời.

Mặt trời là một trong vô số các vì sao trong vũ trụ, tỏa ra năng lượng từ các phản ứng nhiệt hạch dưới dạng năng lượng các hạt (như biết trong nơ neutrino) và photon. Muốn nghiên cứu các phản ứng nhiệt hạch ở lõi mặt trời, người ta phải thu thập các thông tin từ các phản ứng đó thông qua các photon hoặc neutrino. Tuy nhiên các photon được sinh ra ở lõi có thể phải mất 100.000 năm hoặc lâu hơn [15] để "thăm thẳm" ra bề mặt mặt trời và đi vào không gian. Trong suốt thời gian đó bất kỳ các hạt nào đang mang chúng ta quan tâm về các phản ứng nhiệt hạch ở lõi không thể xác định được. Riêng các nơ neutrino tổng tác rất yếu với vật chất nên có thể đi thẳng qua phần lõi mặt trời. Hơn nữa các neutrino mặt trời chuyển động với vận tốc ánh sáng nên trải nhất chỉ trong vòng vài phút, với cách khác nếu chúng ta đo được neutrino ở mặt đất thì ngay thời điểm đó chúng ta có thể suy ra các phản ứng xảy ra bên trong mặt trời cách đó khoảng vài phút. Do đó neutrino là kênh quan trọng để tìm hiểu các quá trình xảy ra bên trong lõi mặt trời.

Bên cạnh đó các nghiên cứu về quang học của mặt trời cũng cung cấp hầu hết các dữ liệu về mặt trời bao gồm: khối lượng M , bán kính R , thành

phản hòa hoặc bề mặt, nổi sáng. Tuổi mặt trời nước xác định từ các nghiên cứu về thiên thạch. Bảng 1 dưới liệt kê các thông số nước xác định.

Bảng 1.1 Các thông số của mặt trời [15].

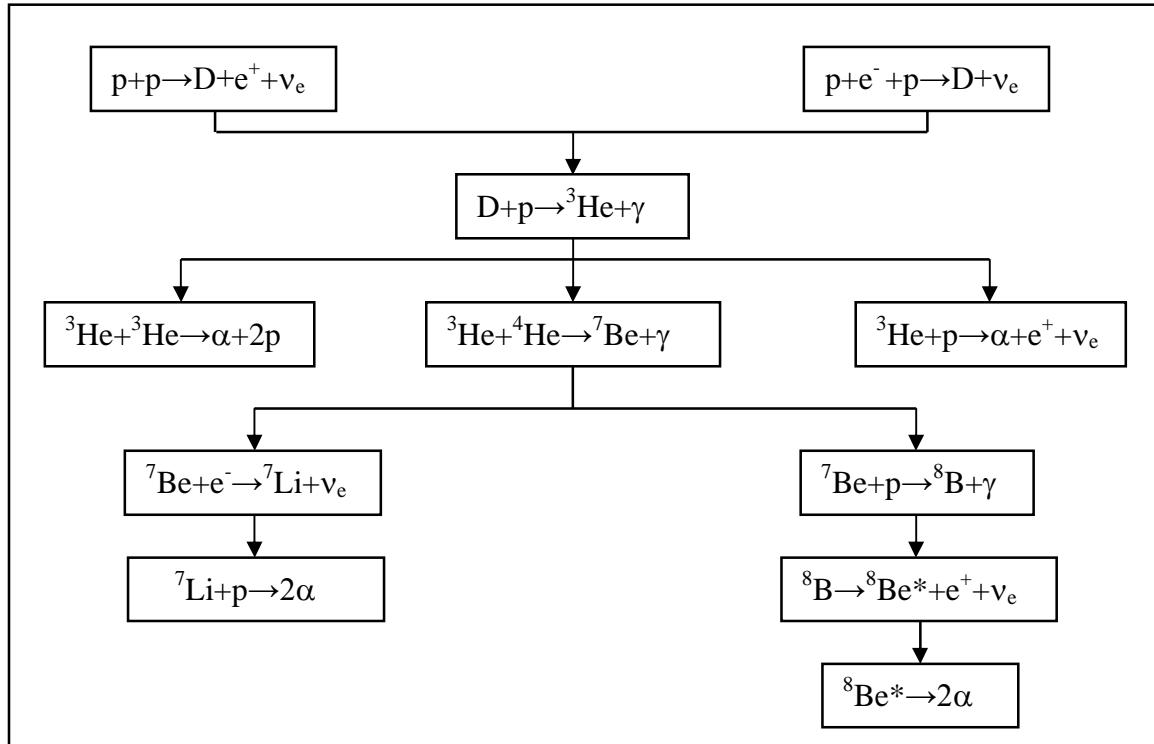
Các thông số	Giá trị
Khối lượng	$1.989 \times 10^{30} \text{ kg}$
Bán kính	$6.9599 \times 10^8 \text{ m}$
Năng suất	$3.826 \times 10^{26} \text{ W}$
Tuổi	$4.57 \times 10^9 \text{ năm}$

Các mô hình mặt trời sử dụng các thông số nước xác định này nước phát triển từ những năm 1950, nhằm nghiên cứu các quá trình bên trong mặt trời. Các mô hình nói chung xem mặt trời là một trường nóng nhất khí, trong đó xảy ra quá trình đốt cháy proton ô-lô. Từ đó các phương trình trạng thái của mặt trời nước rút ra từ các giả định sau.

- Cân bằng thủy tĩnh (Hydrostatic Equilibrium), tức là bất cứ điểm nào bên trong mặt trời, áp suất từ bên trong ra cân bằng với áp lực hấp dẫn bên ngoài vào.
- Vận chuyển năng lượng từ lõi ra bề mặt do các photon và chuyển động đối lưu.
- Nguồn năng lượng chính là phản ứng nhiệt hạch.
- Không gian các nguyên tố hóa học thay đổi do phản ứng hạt nhân.

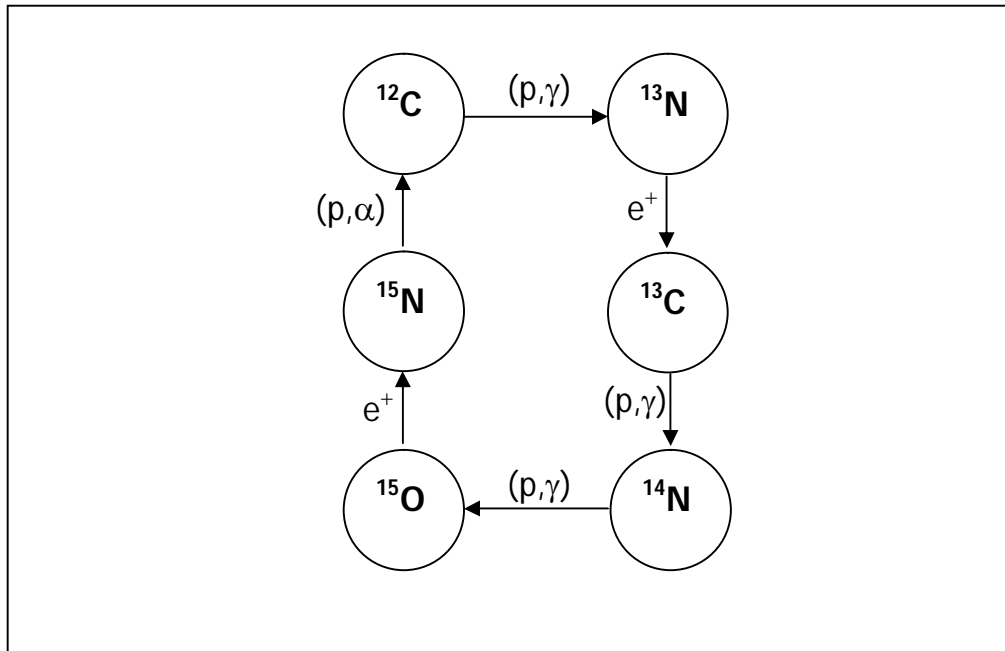
Các mô hình kết hợp mô hình tổng tác yếu của vật lý hạt cơ bản với mô hình mặt trời gồm các phương trình trạng thái (áp suất, nhiệt độ, mật độ...) nước gọi là **Mô Hình Mặt Trời chuẩn** (Standard Solar Models) hay SSM

Ở đây chúng ta chỉ giới hạn tìm hiểu mô hình tổng quát yếu. Nó bao gồm các phản ứng hạt nhân biến đổi 4 proton thành Heli, hình 1.1 chỉ các phản ứng chính xảy ra ở lõi mặt trời, các phản ứng này được biết đến nhờ chuỗi (hay còn gọi là chuỗi trình) proton-proton, hay chuỗi (chu trình) p-p.



Hình 1.1 Chu trình p-p, những phản ứng chính xảy ra trong mặt trời [15].

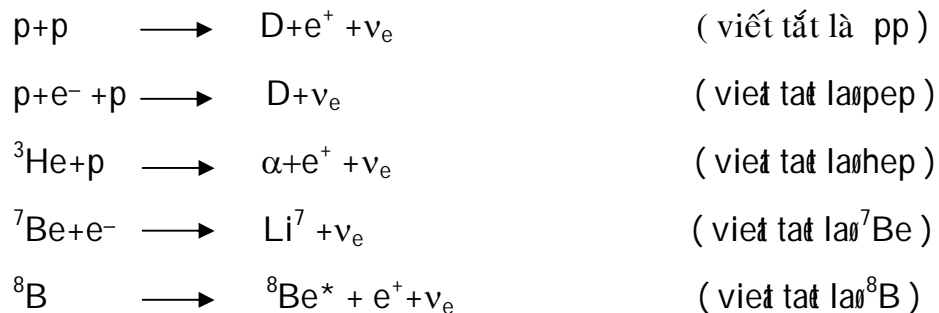
Bên cạnh nó cũng có các phản ứng chiếm tỷ lệ rất nhỏ so với chuỗi p-p. Hình 1.2 chỉ chuỗi Cacbon-Nitơ-Oxi, cũng biến đổi 4 Hydro thành Heli, những phản ứng sử dụng Cacbon, Nitơ, Oxi, là những chất xúc tác. Ngoài chuỗi CNO, còn có các chuỗi Ne-Na, Mg-Al, vì số các phản ứng của các chuỗi này rất bé so với chuỗi các phản ứng p-p, dẫn đến tổng năng lượng vào tổng năng lượng được sinh ra ở mặt trời của các chuỗi này cũng rất bé nên trong luận văn này chúng ta chỉ giới hạn tìm hiểu chuỗi p-p.



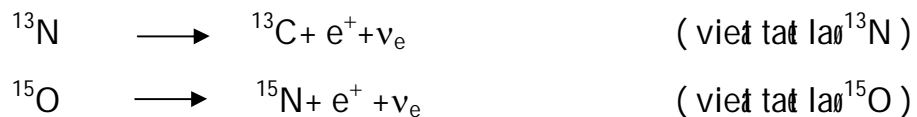
Hình 1.2. Chu trình CNO [15].

1.2 Phả thông lổõng neutrino tính toán theo lý thuyết.

Tõ hình 1.1 chúng ta thấy neutrino ãõõc sinh ra tõ các phản õõng sau



Õ hình 1.2, neutrino cõõg ãõõc sinh ra tõ các phản õõng phản ra ãõõc.

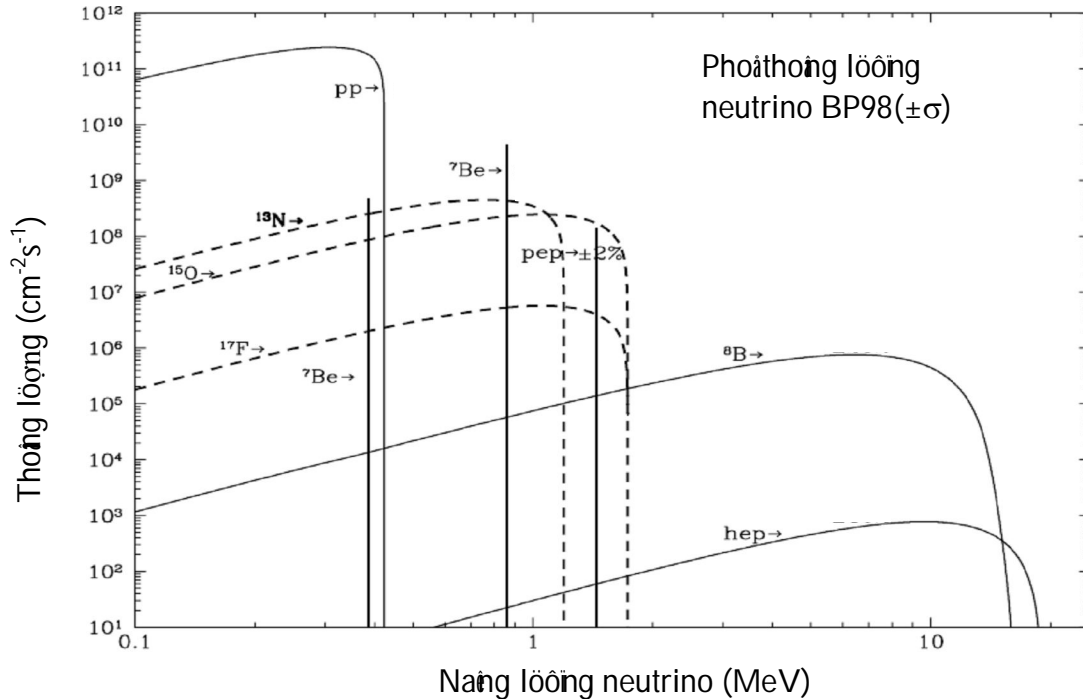


Tính toán ãõõc ãõõc ãõõc về mô hình mặt trõõi chuẩn ãõõc phát triển bõõc Bahcall và các cõõg sõõ[2]. Hõõ xây dựng mô hình mặt trõõi chuẩn võõ lý thuyết mõõ nhất về thuyết tiến của các sao và các dữ liệu input mõõ nhất bao gồm tiết diện các phản õõng hạt nhân, tính chấõn bõõc xạ (Radiative Opacity), thành phần

hoà hoặc ôi trên mặt trời, hệ số khuếch tán, các hằng số của mặt trời như khối lượng, bán kính, nơơsăng... . Trong nơơ các giả đợ tiệ diện hầu hết nơơ tính toán bằng lý thuyệ và hầu nhợ không cợ giả đợ thợ nghiệm nẽ so sánh, vì các phản ờng nhiệt hạch chính xảy ra trên mặt trời chủ yếu là tợng tác yếu với tiệ diện rất nhợ nên với kớ thuật hiệ tại, ngợ đợ ta không thệ tiệ hanh nợ tiệ diện các phản ờng này. Mợ trong nhợng nẽ năm quan trọng nẽ cợ thệ tính số các phản ờng trên mặt trời là nơơsăng nợ đợ kớ hiệ L (L là năng lượng mà mặt trời giải phợng dợ đợ dạng photon trong 1 giây), nơơsăng cợ thệ suy ra bằng cách nợ năng lượng dợ đợ dạng photon ôi mặt nấ (hoặc ôi vể tinh) nhậ nợ đợ trong 1 giây và trong cm^2 (kớ hiệ là I) tợ đợ suy ngợ đợ trợ lại nơơsăng của mặt trời theo cợng thợ: $L = 4\pi R^2 I$ (R là khoảng cách tợ mặt trời nẽn mặt nấ hoặc vể tinh), tợ giả đợ nơơsăng, chúng ta cợ thệ tính nợ đợ tổng năng lượng mặt trời phậ ra trong 1 giây, do quá trình cân bằng nhiệt, năng lượng mặt nẽ sẽ bằng năng lượng sinh ra nên tổng năng lượng nẽ sẽ bằng với năng lượng do các phản ờng nhiệt hạch sinh ra, tợ đợ suy ra số các phản ờng nhiệt hạch cần thiệ, nầy là mợ trong nhợng thợng tin quan trọng nẽ tính thợng lượng neutrino. Mặc dù nhóm Bahcall khoảng nũa nấ chậ hoặc “Helioseismology” và trong mợ hình của mình nhợng tính toán của nhóm chệ ra khớp rất tợ giữa giả đợ vận tốc âm thanh “Sound Speed” nợ đợ xác ñịnh theo Helioseismology và vận tốc âm thanh tính theo mợ hình tính toán của nhóm [2]. Theo Bahcall chúng ta cợ giả đợ thợng lượng neutrino và phậ neutrino nợ đợ cho ôi nợ đợ cho ôi bảng 1.2 và hình 1.3.

Bảng 1.2 Thông lượng neutrino mặt trời nên trải nhất theo tính toán của Bahcall với sai số 1σ [3]

Neutrino từ các phản ứng	Thông lượng ($\times 10^{10} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)
p-p	$5.94 \times 1 (1.00^{+0.01}_{-0.01})$
pep	$1.39 \times 10^{-2} (1.00^{+0.01}_{-0.01})$
hep	2.10×10^{-7}
^7Be	$4.8 \times 10^{-1} (1.00^{+0.09}_{-0.09})$
^8B	$5.15 \times 10^{-4} (1.00^{+0.19}_{-0.14})$
^{13}N	$6.05 \times 10^{-2} (1.00^{+0.19}_{-0.13})$
^{15}O	$5.32 \times 10^{-2} (1.00^{+0.22}_{-0.15})$



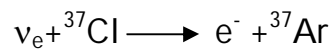
Hình 1.3. Phổ thông lượng neutrino theo tính toán của Bahcall [3].

Hiện nay giới trẻ thông thạo thông thạo thông thạo neutrino từ mặt trời theo tính toán bằng mô hình của nhóm Bahcall. Nếu xem là chuẩn nhất về mặt tính toán bằng lý thuyết. Vì vậy các phép đo bằng thực nghiệm nếu đem so sánh với lý thuyết nếu nếu lấy từ các tính toán của Bahcall.

1.3. Các thí nghiệm đo neutrino mặt trời.

1.3.1. Detector Clo Homestake.

Này là thí nghiệm đo neutrino đầu tiên được R. Davis và các cộng sự tiến hành. Thí nghiệm bắt đầu hoạt động năm 1968 và đến nay vẫn còn tiếp tục. Detector sử dụng 615 tấn chất lỏng C_2Cl_4 để ghi nhận neutrino thông qua phản ứng bắt neutrino



Nồng độ của đồng vị ${}^{37}\text{Cl}$ chiếm 24.23%. Nguồn năng lượng neutrino nếu có thể xảy ra phản ứng này là 0.814 MeV, với năng lượng này, theo hình 1.3 thì các neutrino của ${}^7\text{Be}$, pep, ${}^8\text{B}$, hep tham gia phản ứng. Nên hiện nhiên việc nghiên cứu tổng kênh neutrino riêng lẻ là không thể thực hiện với Detector Clo Homestake. ${}^{37}\text{Ar}$ có thời gian sống 35 ngày được chiết ra bằng phương pháp hòa hoặc được bơm bằng ống bơm teflon. Thời gian cho mỗi lần lấy số liệu dao động từ một đến ba tháng.

Với phổ thông lượng neutrino theo tính toán của Bahcall BP98, giới trẻ đời mới của số liệu của Detector Clo Homestake phải là [15]:

$$R_{PB98}^{Home} = 7.7_{-1.0}^{+1.2} \text{ nơn vò neutrino mặt trời. (viết tắt là SNU)}$$

Trong đó 1 SNU = 1 neutrino bắt trên 10^{36} nguyên tử bìa trong 1s.

Trong khi đó ta cũng thấy rằng

$$R_{measure}^{Home} = 2.54 \pm 0.14 \pm 0.14 \text{ (SNU)}$$

Ta thấy chỉ bằng khoảng 33% so với giá trị ước tính bằng lý thuyết, số không thống nhất giữa giá trị đo được từ lý thuyết và giá trị đo được từ thực nghiệm nêu lên vấn đề neutrino mặt trời “solar problem”.

1.3.2. Thí nghiệm Kamiokande và Super-Kamiokande.

Vào năm 1987, Detector đo neutrino mặt trời Kamiokande bắt đầu hoạt động ở Kamioka Mozumi Mine, Nhật Bản, đến 1996 thì ngừng. Sau một số cải tiến nâng cấp thành Super Kamiokande, đến nay vẫn còn hoạt động. Detector gồm 3000 tấn nước chứa trong thùng hình trụ, diện tích bề mặt của thành thùng nước bao phủ khoảng 20% ống nhận quang điện dung để ghi nhận bức xạ Cherenkov. Khi neutrino đi vào thùng chứa nước, tương tác với electron, electron bị giật lùi, tạo ra các neutrino năng lượng lớn (vài MeV), thì electron giật lùi có năng lượng lớn, trong môi trường nước electron sẽ phát ra bức xạ Cherenkov, ngược lại electron giật lùi tạo ra với Detector Kamiokande là 9 MeV, sau một số cải tiến tối ưu xuống còn khoảng hơn 6 MeV, nên thí nghiệm này chỉ nhạy với neutrino năng lượng cao, theo phổ neutrino của hình 1.3 thì Detector Kamiokande chỉ ghi nhận neutrino của kênh ^8B , hẹp. Thí nghiệm Kamiokande cũng chứng tỏ giá trị đo được bằng thực nghiệm nhỏ hơn giá trị ước tính đo được.

Với phổ neutrino tiên đoán bằng lý thuyết từ BP98 SSM thì Detector Kamiokande phải ghi nhận giá trị thông lượng là [15]:

$$\Phi_{PB98}^{Kamiokande} = 5.15_{-0.72}^{+0.98} \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Trong khi đó giá trị thông lượng thực tế đo được:

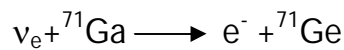
$$\Phi_{measure}^{Kamiokande} = 2.80_{-0.33}^{+0.19} \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Giá trị này tương ứng với khoảng 14 tấn xạ neutrino –electron trong một tháng. Số sai khác này cũng phản ánh “vấn đề neutrino mặt trời”. Trong luận văn này

chúng tôi tập trung vào phân tích vấn đề phản neutrino hẹp qua các số liệu của Super-Kamiokande I.

1.3.3. Detector Galli SAGE và GALLEX.

Hai thí nghiệm SAGE và GALLEX bắt đầu hoạt động từ những năm 1990, thí nghiệm SAGE được đặt ở Mount Andyrich, Caucasus Mountains, Nga và GALLEX ở hầm Gran Sasso gần Rome, Ý. Cả hai thí nghiệm đều ghi nhận neutrino qua phản ứng:



Vì ${}^{71}\text{Ge}$ không bền và phân rã nên nước chiết ra nên ở trong bể Detector SAGE gồm 27 tấn Gali rắn, sau một năm tăng lên đến 55 tấn Gali, trong khi Detector GALLEX sử dụng 100 tấn chất lỏng GaCl_3HCl nhỏ lại trong một năm 30.3 tấn lại Gali. Năng lượng ngưỡng cho phản ứng này là 0.233 MeV, do vậy theo hình 1.3 thì hai Detector này nhạy cả kênh neutrino pp, cũng từ hình 1.3 ta thấy hầu như 100% neutrino được sinh ra từ kênh pp, nên việc coi ghi nhận thêm kênh này trong phép đo rất quan trọng.

Với phản neutrino tiên đoán bằng lý thuyết từ BP98 SSM thì hai Detector phải ghi nhận số như sau [15].

$$R_{PB98}^{Ga} = 129^{+8}_{-6} \text{ (SNU)}$$

Trong khi giá trị thực tế đo được là

$$R_{measure}^{SAGE} = 67 \pm 8 \text{ (SNU)}$$

$$R_{measure}^{GALLEX} = 78 \pm 6 \text{ (SNU)}$$

Thí nghiệm cũng cho thấy giá trị thực nghiệm thấp hơn giá trị tính theo lý thuyết.

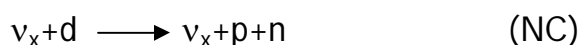
1.3.4 Thí nghiệm SNO và giả thuyết Oscillation.

Từ sự khác nhau giữa giá trị đo bằng thực nghiệm và giá trị tiên đoán bằng lý thuyết (“vấn đề neutrino mất trời”), người ta đã đưa ra 2 giả thuyết:

- Phải chăng tất cả tính toán bằng lý thuyết sai?
- Neutrino ν_e được sinh ra từ mặt trời “Oscillation” thành ν_μ, ν_τ . Chính vì vậy khi người ta tiến hành các thí nghiệm đo ν_e , sẽ thấy thông lượng thấp hơn so với giá trị lý thuyết.

Muốn kiểm chứng giả thuyết thứ 2, người ta tiến hành thí nghiệm đo cả thông lượng ν_e, ν_μ, ν_τ . Nếu tổng thông lượng của 3 loại neutrino phù hợp với giá trị tiên đoán bằng lý thuyết thì khả năng giả thuyết thứ 2 được chấp nhận hơn.

Từ năm 1999, thí nghiệm đo thông lượng các loại ν_e, ν_μ, ν_τ (viết tắt SNO) được tiến hành ở Canada, thí nghiệm sử dụng 1000 tấn nước nặng được chứa trong bình bằng acrylic dạng cầu. SNO ghi nhận các loại neutrino qua các phản ứng sau.



Trong nội kí hiệu x là cho cả 3 loại neutrino.

Ô phản ứng (ES) là phản ứng tán xạ đàn hồi trên electron “Elastic Scattering”, mặc dù phản ứng xảy ra cho cả 3 loại neutrino nhưng giá trị tiết diện cho loại ν_e lớn hơn nhiều so với hai loại ν_μ, ν_τ . Phản ứng (CC) là phản ứng dòng các hạt mang điện “Charged current” chỉ xảy ra với ν_e , và phản ứng (NC) là phản ứng dòng trung hòa “Neutral current” xảy ra cho 3 loại neutrino nhờ phản ứng (ES) nhưng tiết diện nhỏ với 3 loại neutrino không khác nhau nhiều nhờ phản ứng (ES). Người ta ghi nhận được phản ứng (ES) và (CC) là nhờ hiệu xai Cherenkov

của electron sau phản ứng, còn phản ứng (NC) thì dựa vào phản ứng bắt neutron, các phản ứng này chèn nhai với neutrino năng lượng cao nên cũng nhờ thí nghiệm Kamiokande chèn nhai neutrino của ^8B , hep. Các kết quả của thí nghiệm SNO là [1]

$$\Phi_{CC} = 1.76_{-0.05}^{+0.06} \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

$$\Phi_{ES} = 2.39_{-0.23}^{+0.24} \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

$$\Phi_{NC} = 5.09_{-0.43}^{+0.44} \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Vì Φ_{NC} là thông lượng tổng cho cả 3 loại neutrino, trong khi giới thiệu hoàn bằng lý thuyết là $\Phi_{^8\text{B}} = 5.15_{-0.14}^{+0.19} \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (bảng 1.2), số sai khác hai kết quả này nằm trong giới hạn sai số nên kết quả này có thể xem nhờ phù hợp với giới thiệu hoàn bằng lý thuyết nếu có quá trình Oscillation. Từ kết quả của SNO, giả thuyết Oscillation càng rõ rệt cũng có vẻ hiện nay giả thuyết này rõ rệt chấp nhận hơn cả

1.3.5. Vấn đề thông lượng neutrino hep từ thí nghiệm Kamiokande.

Thí nghiệm Super-Kamiokande đo năng lượng neutrino từ $E_{\min} = 5 \text{ MeV}$ đến $E_{\max} = 20 \text{ MeV}$, Từ 5 MeV đến 14 MeV người ta chia thành các khoảng năng lượng với số gia 0.5 MeV, còn 14 đến 20 MeV được chia thành 3 khoảng năng lượng 14-15 MeV, 15-16 MeV, 16-20 MeV. Theo thí nghiệm Super-Kamiokande I, ta có bảng 1.3 mô tả phổ thông lượng giới thiệu rõ rệt từ thí nghiệm và giới thiệu đối hoàn lý thuyết. Việc chia các khoảng năng lượng lớn từ 14 đến 20 MeV nhờ vậy vì thông lượng neutrino ^8B rất hẹp nên chỉ khoảng 14 đến 20 MeV (hình 1.3) so với thông lượng toàn phổ Theo tính toán mới nhất của Bahcall, giới thiệu thông lượng của kênh ^8B là $5.79 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ và hep là $7.78 \times 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [11]. Ta thấy thông lượng hep nhỏ hơn ^8B khoảng 10^3 lần nên việc góp vào việc ghi nhận neutrino từ thí nghiệm là không đáng kể Tuy nhiên, năng lượng cực nhỏ của

neutrino ^8B là khoảng 14.8 MeV, còn năng lượng cực đại của neutrino hep khoảng 18.8 MeV[11], nên từ 16 MeV trở đi thì chưa có thông lượng neutrino của hep đóng góp. Vì vậy mà trong khoảng từ 16 đến 20 MeV thì đóng góp của phổ hep là chủ yếu so với phổ của ^8B .

Bảng 1.3. Tỷ lệ các số liệu ghi nhận bằng thực nghiệm và số liệu đối toán bằng lý thuyết trong mỗi khoảng năng lượng. Nồng độ của các tia này là số số liệu ghi nhận neutrino/km/năm. Giá trị trong ngoặc chệch sai số[11].

Năng lượng(MeV)	Tỷ lệ quan sát	Tỷ lệ đối toán ^8B	Tỷ lệ đối toán hep
5.0-5.5	74.7(+6.6;-6.5)	182.9	0.312
5.5-6.0	65.0(+3.3;-3.2)	167.7	0.309
6.0-6.5	61.5(+2.4;-2.3)	151.9	0.294
6.5-7.0	54.1(+1.7;-1.7)	135.3	0.284
7.0-7.5	49.4(+1.5;-1.5)	119.2	0.266
7.5-8.0	44.3(+1.4;-1.4)	103.5	0.294
8.0-8.5	36.3(+1.2;-1.2)	88.3	0.236
8.5-9.0	28.7(+1.0;-1.0)	74.1	0.211
9.0-9.5	25.0(+0.9;-0.9)	61.4	0.196
9.5-10.0	20.8(+0.8;-0.8)	49.9	0.185
10.0-10.5	16.2(+0.7;-0.7)	39.6	0.167
10.5-11.0	11.2(+0.6;-0.5)	30.7	0.149
11.0-11.5	9.85(+0.51;-0.49)	23.28	0.130
11.5-12.0	6.79(+0.42;-0.40)	17.27	0.118
12.0-12.5	5.13(+0.36;-0.33)	12.45	0.098
12.5-13.0	3.65(+0.30;-0.28)	8.76	0.090
13.0-13.5	2.46(+0.25;-0.23)	5.94	0.073
13.5-14.0	2.02(+0.22;-0.20)	3.88	0.060
14.0-15.0	1.72(+0.21;-0.19)	4.01	0.094
15.0-16.0	0.949(+0.16;-0.13)	1.439	0.057
16.0-20.0	0.341(+0.10;-0.08)	0.611	0.068

Theo phân tích của thí nghiệm Super-Kamiokande I năm 2006, kết quả được trình bày ở bảng 1.3, nhìn tổng quan ta cũng thấy giá trị đo bằng thực nghiệm

không còn so với giá trị đời trước bằng lý thuyết (dẫn đến người ta đưa ra giả thuyết Oscillation). Tuy nhiên khi người ta tiến hành đo các sự kiện neutrino trong khoảng từ 18 đến 20 MeV thì tính thống nhất của hẹp, Việc chưa đo trong khoảng năng lượng này nhỏ nhất ở đầu trên, trong khoảng năng lượng này chưa đo kinh nghiệm tổng hợp, nên người ta có thể tính giá trị thực nghiệm thống nhất toàn phần của hẹp phải là $73 \times 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [11], trong khi giá trị tính bằng lý thuyết là $7.78 \times 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ta thấy giá trị thực nghiệm lại cao hơn giá trị lý thuyết, năng lượng quá trình Oscillation phải làm giá trị đo bằng thực nghiệm nhỏ hơn giá trị đo bằng lý thuyết, những ôi khoảng năng lượng từ 18 đến 20 MeV thì lại ngược lại, và sự chênh lệch này lên đến ~10 lần. Nếu coi nhóm tác giả Massimo Corradu đưa ra giả thuyết do ảnh hưởng của môi trường plasma trong mặt trời dẫn đến sự sai lệch này, tuy nhiên trong luận văn này chúng tôi tập trung vào việc đưa ra giả thuyết khác có thể giải thích vấn đề trên (2 vấn đề này sẽ được trình bày ở chương 3).

Chương 2

Cơ sở lý thuyết tính toán phản ứng

khổng công thông trên mặt trời

Thông lượng neutrino phụ thuộc vào tốc độ phản ứng của các phản ứng sinh ra neutrino, nên hiển nhiên muốn tính thông lượng neutrino thì chúng ta phải tính toán phản ứng sinh ra neutrino, các yếu tố ảnh hưởng đến tốc độ phản ứng trên mặt trời là mật độ các hạt tham gia phản ứng, nhiệt độ mặt trời, vận tốc các hạt, tiết diện..., trong chương 2, chúng ta sẽ có cái nhìn tổng quan về các yếu tố trên, và ảnh hưởng của các yếu tố trên đến việc tính toán phản ứng trên mặt trời. Lý thuyết của chương này rất cơ bản cho các tính toán của chương 3, 4 và chủ yếu nhằm tham khảo tài liệu [14].

2.1. Tốc độ phản ứng trên mặt trời.

Chúng ta cần biết, tiết diện phản ứng phụ thuộc vào năng lượng các hạt tham gia phản ứng, hay vận tốc tổng hợp của các hạt tham gia phản ứng. Vì vậy chúng ta sẽ ký hiệu $\sigma = \sigma(v)$, gọi N_x, N_y là mật độ loại hạt X, Y tổng hợp tham gia phản ứng. Nhớ rằng nội dung trên, tiết diện phụ thuộc vào vận tốc tổng hợp của các hạt tham gia phản ứng, vì vậy chúng ta có thể xem loại hạt X hoặc Y đứng yên, và hạt còn lại sẽ chuyển động với vận tốc v . Do vậy nếu ta chọn hạt X đứng yên, thì hạt Y sẽ chuyển động hướng tới hạt X với vận tốc v , và thông lượng của loại hạt Y sẽ là $j_y = N_y v$. Tổng số phản ứng (ký hiệu r) sẽ bằng tích của thông lượng loại hạt Y nhân với tiết diện phản ứng và mật độ loại hạt X.

$$r = j_y \sigma(v) N_x = N_x N_y v \sigma(v) \quad (2.1)$$

Trong nội dung số phản ứng xảy ra trong 1 cm^3 trong 1 giây.

Ở đây, vận tốc v không bằng hằng số các hạt nhân chuyển động hỗn loạn, không phải hạt nhân nào cũng có vận tốc v nhỏ nhau, vận tốc tổng cộng của các hạt nhân phụ thuộc vào nhiệt độ của mặt trời và biến đổi trên một khoảng rộng từ 0 đến ∞ . Giả sử chúng ta có hàm phân bố xác suất các hạt trên mặt trời theo vận tốc là $\phi(v)$, với nhiều kiến chuẩn hóa.

$$\int_0^{\infty} \phi(v) dv = 1 \quad (2.2)$$

Nhờ vậy nếu lượng $\phi(v)dv$ mô tả xác suất các hạt nhân có vận tốc tổng cộng v nằm trong khoảng từ v đến $v+dv$, nên tích $v\sigma(v)$ trong công thức (2.1) phải được lấy trung bình trên hàm phân bố vận tốc, $\langle \sigma(v)v \rangle$:

$$\langle \sigma(v)v \rangle = \int_0^{\infty} \phi(v)\sigma(v)v dv \quad (2.3)$$

Vận tốc phản ứng r được tính

$$r = N_x N_y \langle \sigma(v)v \rangle = N_x N_y \int_0^{\infty} \phi(v)\sigma(v)v dv \quad (2.4)$$

Trong công thức (2.4), tích $N_x N_y$ được dùng cho hai loại hạt không đồng nhất, còn nếu với các hạt đồng nhất thì số hạt N phải được chia cho 2, nhưng mỗi cặp hạt phải được tính 2 lần, do vậy trong trường hợp tổng quát công thức (2.4) sẽ được viết

$$r = N_x N_y (1 + \delta_{xy})^{-1} \int_0^{\infty} \phi(v)\sigma(v)v dv \quad (2.5)$$

Ta thấy tốc độ phản ứng sẽ phụ thuộc vào hàm $\phi(v)$, và $\sigma(v)$, chúng ta sẽ lần lượt khảo sát các hàm lượng này với nhiều kiến nhiệt độ trên mặt trời.

2.2 Hàm phân bố vận tốc Maxwell-Boltzmann .

Chúng ta đã biết đối với chất khí lý tưởng ở trạng thái cân bằng nhiệt, thì vận tốc các phân tử khí có thể mô tả bởi hàm phân bố theo vận tốc Maxwell-Boltzmann (viết tắt là MB),

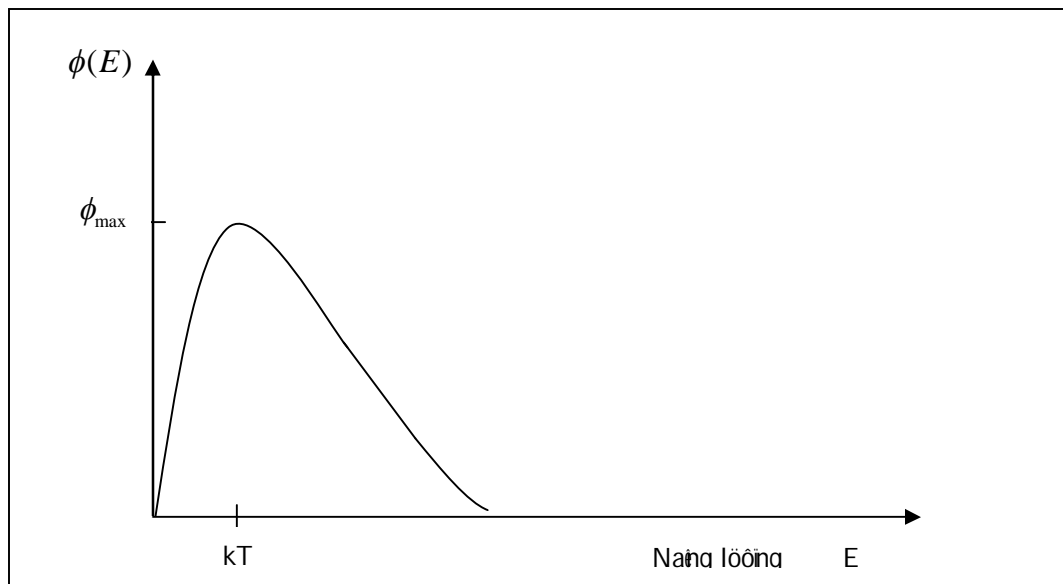
$$\phi(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT} \right) \quad (2.6)$$

Trong môi trường nhiệt độ m là khối lượng của phân tử khí mà chúng ta quan tâm, đây là hàm mô tả xác suất phân bố các hạt theo vận tốc (hay năng lượng) và nó có chuẩn hóa nên 1. Với nhiều kiến thức nhận được từ vật lý cũng có thể xem hồ trạng thái khí và cũng có hàm phân bố vận tốc nhỏ (2.6). Hàm này có thể viết dưới dạng phụ thuộc vào năng lượng $\phi(E) \propto E \exp(-E/kT)$ (E là năng lượng của hạt) và có giá trị cực đại $\phi(v)_{\max}$ tại $E=kT$ (hay nói cách khác xác suất các hạt có năng lượng $E=kT$ là lớn nhất), với nhiệt độ tại lõi mặt trời khoảng 15 triệu độ thì giá trị $E=kT=1.3\text{keV}$, các điểm của hàm này là khi $E < kT$ thì $\phi(v)$ có thể xem như tăng tuyến tính theo E, còn khi $E > kT$, thì $\phi(v)$ giảm rất nhanh theo hàm mũ $\exp(-E/kT)$ (hình 2.1), với hàm phân bố Maxwell-Boltzmann, khi có một số rất lớn các hạt cho trước thì số hạt có vận tốc ứng với năng lượng $E=kT$ là lớn nhất, xác suất các hạt có năng lượng $E > kT$ sẽ giảm rất nhanh theo hàm mũ $\exp(-E/kT)$.

Nếu với các phân tử trên mặt trời, vận tốc của hai hạt nhận tổng tại X, Y nó có thể mô tả bởi hàm phân bố vận tốc MB là

$$\phi(v_x) = 4\pi v_x^2 \left(\frac{m_x}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_x v_x^2}{2kT} \right)$$

$$\phi(v_y) = 4\pi v_y^2 \left(\frac{m_y}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_y v_y^2}{2kT} \right)$$



Hình 2.1. Hàm phân bố theo năng lượng MB.

Nhờ vậy $\langle \sigma v \rangle$ từ phương trình (2.3) có thể viết lại dưới dạng tích phân hai lớp theo hai hàm phân bố vận tốc.

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^\infty \int_0^\infty \phi(v_x) \phi(v_y) \sigma(v) v dv_x dv_y \quad (2.7)$$

Trong môi trường va chạm tổng hợp giữa hai X và Y, thành phần vận tốc v_x và v_y có thể chuyển về tọa độ khối tâm, sử dụng khối lượng rút gọn của các hạt tổng hợp, $\mu = m_x m_y / (m_x + m_y)$ và khối lượng tổng $M = m_x + m_y$, thì lượng $\langle \sigma v \rangle$ có thể viết theo các biến vận tốc tổng hợp V và vận tốc khối tâm V .

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^\infty \int_0^\infty \phi(V) \phi(v) \sigma(v) v dV dv \quad (2.8)$$

Trong đó các hàm phân bố vận tốc của các biến mới là

$$\begin{aligned} \phi(V) &= 4\pi V^2 \left(\frac{M}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{MV^2}{2kT} \right) \\ \phi(v) &= 4\pi v^2 \left(\frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2kT} \right) \end{aligned} \quad (2.9)$$

Hai hàm này cũng thỏa mãn chuẩn hóa bằng 1, mặt khác trong tích phân (2.8) thì $\sigma(v)$ chỉ phụ thuộc vào biến v nên chúng ta có thể lấy tích phân (2.8) theo biến V , (2.8) trở thành

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^{\infty} \phi(v) \sigma(v) v dv \quad (2.9a)$$

Theo công thức (2.9) và biểu thức này, chúng ta có thể

$$\langle \sigma v \rangle = 4\pi \left(\frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} v^3 \sigma(v) \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2kT}\right) dv \quad (2.9b)$$

Sử dụng $E = \frac{1}{2} \mu v^2$, phương trình này có thể viết dưới dạng

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE \quad (2.10)$$

2.3. Tiết diện các phản ứng không cộng hưởng trên mặt trời.

Theo lý thuyết phản ứng hạt nhân, thì phản ứng của các hạt trung hòa chẳng hạn neutron có $\sigma \propto \frac{1}{v}$, còn đối với các hạt mang điện.

$$\sigma(E) \propto \frac{1}{v^2} \propto \frac{1}{E} \quad (2.11)$$

Theo hình 1.1 ta thấy neutrino được sinh ra chủ yếu từ các phản ứng của các hạt mang điện nên chúng ta cần quan tâm đến $\sigma(E) \propto \frac{1}{E}$, đối với phản ứng của các hạt mang điện, tồn tại thêm thế năng Coulomb với biểu thức.

$$V_C(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad (2.12)$$

Hạt nhân X muốn biến hạt nhân Y nên xảy ra tổng tác hạt nhân thì nó phải vượt qua rào thế Coulomb có chiều cao $V_C(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_n}$, trong đó $R_n = R_x + R_y$, R_x , R_y là

bán kính hạt nhân X, Y. Chẳng hạn với phản ứng $p+p \longrightarrow D+e^+ + \nu_e$

thì năng lượng cao hơn thế Coulomb tính được là $E_c = 550 \text{ keV}$, trong khi đó với nhiều điều kiện nhiệt độ mặt trời $T \sim 15 \times 10^6 \text{ K}$, năng lượng trung bình của các proton $\bar{E} = \frac{3}{2} kT \sim 2 \text{ keV}$, nếu theo quan niệm cổ điển thì proton không thể vượt qua thế Coulomb nên tổng tác hại nhận được, muốn vượt qua rào thế thì các hạt nhận phải có năng lượng $\geq 550 \text{ keV}$, những xác suất các hạt nhận có năng lượng lớn hơn 550 keV rất bé. Ta lập tỉ số so sánh

$$\frac{\phi(E = 550 \text{ keV})}{\phi_{\max}(E = kT = 1.3 \text{ keV})} = 7.7 \times 10^{-182} \quad (2.13)$$

Ta thấy tỉ số này quá nhỏ nên hiện nhiên số hạt có năng lượng $\geq 550 \text{ keV}$ không đủ để sinh ra nguồn năng lượng trên mặt trời. Tuy nhiên các phản ứng vẫn xảy ra với một số năng lượng các hạt có năng lượng $< 550 \text{ keV}$, đó là do hiệu ứng xuyên rào lượng tử. Ta có công thức cho xác suất xuyên rào [14]

$$P = \exp \left\{ -2KR_c \left[\frac{\arctan(R_c / R_n - 1)^{1/2}}{(R_c / R_n - 1)^{1/2}} - \frac{R_n}{R_c} \right] \right\} \quad (2.14)$$

Với $K = \left[\frac{2\mu}{\hbar} (E_c - E) \right]^{1/2}$, R_c là vị trí mà thế Coulomb bằng với năng lượng của hạt. Từ biểu thức (2.14) ta có bảng 2.1 cho các giá trị xác suất xuyên rào. Tại năng lượng thấp $E \ll E_c$, thì $R_c \gg R_n$, biểu thức (2.14) có thể viết lại dưới dạng đơn giản hơn

$$P = \exp(-2\pi\eta) \quad (2.15)$$

Năng lượng η được gọi là thông số Sommerfeld và bằng với

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \quad (2.16)$$

Nhờ vậy tiết diện phản ứng cũng tỉ lệ với xác suất xuyên rào P

$$\sigma(E) \propto P = \exp(-2\pi\eta) \quad (2.17)$$

Hiển nhiên nếu năng lượng hạt tới lớn hơn hoặc bằng thế Coulomb thì $P=1$.

Bảng 2.1 Giá trị xác suất xuyên rào của phản ứng p+p.

Năng lượng p tới (keV)	Xác suất xuyên rào
1	8.9×10^{-10}
2	5.6×10^{-7}
5	1.7×10^{-4}
10	3.1×10^{-3}
20	2.4×10^{-2}
50	0.14
100	0.35
200	0.64
500	0.99
550	1.00

Từ (2.11) ta có $\sigma(E) \propto \frac{1}{E}$ và (2.16) thì $\sigma(E) \propto \exp(-2\pi\eta)$, kết hợp 2 tính chất này người ta có thể viết tiết diện dưới dạng sau.

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta) S(E) \quad (2.18)$$

Trong hàm $S(E)$ mô tả tổng tác động hạt nhân, nối với các phản ứng không cộng hưởng thì $S(E)$ thay đổi chậm khi E thay đổi, $S(E)$ được gọi là thừa số biến dạng hay thừa số hạt nhân. Chúng ta tiến hành ước lượng giá trị tiết diện σ của phản ứng $p(p, e^+ \nu)$ tại năng lượng của hạt nhân phản biến MB, với nhiệt độ của mặt trời $T \sim 15$ triệu độ K tại $E = kT = 1.3$ keV. Ta có giá trị σ của phản ứng này $\sigma \approx 10^{-20} b$ tại $E = 2$ MeV [14, tr.139], vì tại năng lượng này $\exp(-2\pi\eta) = 1$,

nein ta coi $\sigma(E) = \frac{1}{E} S(E) \approx 10^{-20} b$, dai nen $S(E) \sim 2 \times 10^{-20} b MeV$, vi nay la phan ong
 khong cong hoi nen $S(E)$ khong thay noi nhieu khi E thay noi nen coi the
 xem $S(E) \sim 2 \times 10^{-20} b MeV$. Tai $E = 1.3 \text{ keV}$, voi nang loong nay xac suat xuyen
 ra $P = \exp(-2\pi\eta) \approx 1.25 \times 10^{-8}$, nhö vay giao tro tiet dien se la

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta) S(E) \sim 1.95 \times 10^{-25} b. \quad (2.19)$$

Giao tro tiet dien nay rat nho voi nhieu kien nhiet no tren mat troi.

Thay giao tro $\sigma(E)$ o (2.18) vào (2.10), chung ta nooc

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty S(E) \exp \left[-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}} \right] dE \quad (2.20)$$

trong no i nay loong b xuat hien to thoi so xuyen ra $\exp(-2\pi\eta)$, nooc tinh

$$b = (2\mu)^{1/2} \pi e^2 Z_1 Z_2 / \hbar = 989 Z_1 Z_2 \mu^{1/2} (MeV)^{1/2} \quad (2.21)$$

Giao tro b^2 cung nooc goi la nang loong Gamow, ki hieu E_G . Noi voi cac phan
 ong khong cong hoi, trong cong thoi (2.20), $S(E)$ thay noi cham theo nang

loong, so phu thuoc nang loong chuyeu la do thoi so muoi $\exp \left(-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}} \right)$,

trong no i thoi so $\exp \left(-\frac{b}{E^{1/2}} \right)$ xuat hien mo tai khac nang xuyen ra the Coulomb,

thoi so nay rat nho khi nang loong thap, va tang khi E tang, con thoi so

$\exp \left(-\frac{E}{kT} \right)$ xuat hien do ham phan boi MB, thoi so nay giam rat nhanh khi E

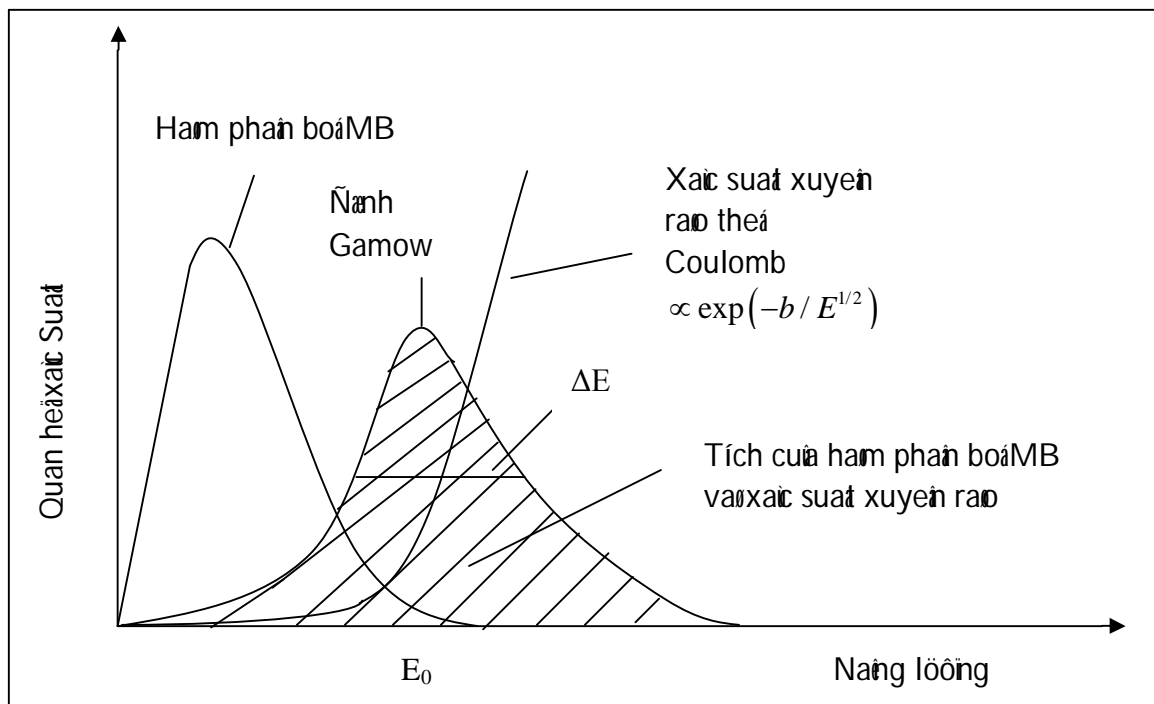
tang, do vay khi lay tích 2 thoi so nay, tích se noi coic nai tai E_0 .

$$E_0 = \left(\frac{bkT}{2} \right)^{2/3} = 1.22 (Z_1^2 Z_2^2 \mu T_6^2)^{1/3} \text{ keV} \quad (2.22)$$

Trong no i T_6 la nhiet noa o i non vo $10^6 \text{ } ^\circ K$. Voi nhiet noa tai loi mat troi khong 15
 trieu noa $T_6 = 15$, ta coi giao tro E_0 cho mo i vai phan ong.

$p+p :$	$E_0=5.9 \text{ keV}$
$p+^{14}\text{N} :$	$E_0=26.5 \text{ keV}$
$\alpha+^{12}\text{C} :$	$E_0=56 \text{ keV}$
$^{16}\text{O}+^{16}\text{O} :$	$E_0=237 \text{ keV}$

Ta thấy rằng của hàm phản bội MB tại $E=1.3 \text{ keV}$, cộng với các hạt sẽ phản bội nhiều ở năng lượng 1.3 keV . Những số phản ứng xảy ra nhiều nhất không phải nằm ở năng lượng của hàm phản bội MB mà ở vị trí cách xa năng lượng, tại giá trị E_0 , tùy từng loại phản ứng mà giá trị E_0 sẽ khác nhau.



Hình 2.2. Mô tả hàm phản bội MB và hàm xác suất xuyên rào thế Coulomb, tích của hai hàm cho ta một hàm gần giống hàm Gauss.

Ngôi ta nhận thấy hàm $\exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}}\right)$ có hình dạng giống như hàm Gauss (hình 2.2) nên có thể xấp xỉ gần đúng theo hàm Gauss nhỏ sau.

$$\exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}}\right) = \exp\left(-\frac{3E_0}{kT}\right) \exp\left[-\left(\frac{E-E_0}{\Delta/2}\right)^2\right] \quad (2.23)$$

trong đó $\Delta/2$ là độ rộng một nửa của hàm Gauss nhỏ hình

$$\Delta/2 = \frac{2}{3^{1/2}} (E_0 kT)^{1/2} = 0.375 (Z_1^2 Z_2^2 \mu T_6^5)^{1/6} \text{ keV} \quad (2.24)$$

T_6 là nhiệt độ trong đơn vị 10^6 K , chẳng hạn với nhiệt độ của phản ứng mặt trời khoảng 15 triệu độ thì $T_6 = 15$ ta có giá trị $\Delta/2$ cho vài phản ứng

$p+p$:	$\Delta/2 = 3.2 \text{ keV}$
$p+^{14}\text{N}$:	$\Delta/2 = 6.8 \text{ keV}$
$\alpha+^{12}\text{C}$:	$\Delta/2 = 9.8 \text{ keV}$
$^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$:	$\Delta/2 = 20.2 \text{ keV}$

Tóm lại chúng ta thấy với các phản ứng không cộng hưởng thì tốc độ phản ứng cho 1 cặp hạt $\langle \sigma v \rangle$ nhỏ hình (2.20) có hình dạng như sau.

- Số lần của $\langle \sigma v \rangle$ tỷ lệ với số lần phản diện tích nhỏ giới hạn bởi hàm

Gauss nhỏ hình (2.2) (phần gạch chéo) ứng với hàm Gauss là $E_0 = \left(\frac{bkT}{2}\right)^{2/3}$

- Độ rộng một nửa của hàm Gauss nhỏ hình $\Delta/2 = \frac{2}{3^{1/2}} (E_0 kT)^{1/2}$.

- Tốc độ phản ứng $\langle \sigma v \rangle$ nhỏ hình chủ yếu trong khoảng năng lượng từ $E_0 - \Delta/2$ đến $E_0 + \Delta/2$. Ngoài khoảng này $\langle \sigma v \rangle$ hầu như không đáng kể

Chương 3

Giai thoại môi giới thích vận chuyển phản neutrino hep

Nhờ trình bày ở chương 2, ta thấy tiết diện các phản ứng trên mặt trời phụ thuộc vào hàm phân bố MB, vận chuyển ra là phản bố MB nhờ áp dụng cho các chất khí ở trạng thái cân bằng nhiệt, các tính toán của Bahcall chủ yếu dùng hàm phân bố này để tính tốc độ các phản ứng trên mặt trời, còn các hạt tham gia phản ứng trên mặt trời là các hạt nhân mang điện tích không phải là phản ion khí trung hòa, các ion mang điện tích tạo thành môi trường plasma, liệu phản bố này còn áp dụng cho các hạt mang điện hay phải ở một dạng khác. Có nhiều tác giả đã xem xét vận chuyển vận chuyển lại hàm phân bố MB, khi đó các tính toán về phổ thông lượng neutrino đã được hiệu chỉnh lại. Về vận chuyển phản neutrino của hep thí nghiệm Kamionokande I, nhóm tác giả Massimo Corradu cũng đã xem xét trường hợp ảnh hưởng của môi trường plasma nên việc tăng giá trị thông lượng hep so với tính toán của Bahcall (dùng hàm phân bố MB). Chúng ta sẽ khảo sát tính toán của nhóm này.

3.1 Hàm phân bố non-Maxwell-Boltzmann trong môi trường plasma.

Các tác giả này tiếp tục xem xét khả năng tồn tại hàm phân bố không phải là hàm phân bố Maxwell-Boltzmann (non-Maxwell-Boltzmann viết tắt là non-MB) là Kocharov cùng các cộng sự [7] và Clayton [6], sau này Bahcall cũng đã tính toán ảnh hưởng của plasma vào việc làm thay đổi phản neutrino. Nhờ trình bày ở chương 2 chúng ta có hàm phân bố MB $\sim \exp(-E/kT)$, thì theo đề xuất của Clayton hàm phân bố này sẽ được hiệu chỉnh [6].

$$\exp(-E/kT) \rightarrow \exp\left[-E/kT - \delta(E/kT)^2\right] \quad (3.1)$$

Ở đây δ là tham số nhỏ xác định tùy thuộc vào điều kiện cụ thể có thể âm hay dương, thông thường $|\delta| \ll 1$, do δ nhỏ nên ô nhiễm năng lượng ($E \ll kT/\delta$) thì năng lượng $E/kT \gg \delta(E/kT)^2 \rightarrow \exp(-E/kT - \delta(E/kT)^2) = \exp(-E/kT)$, và $\exp[-E/kT - \delta(E/kT)^2]$ giống phân bố MB ban đầu. Tuy nhiên khi năng lượng ô nhiễm đủ của phân bố ($E > kT/\delta$) thì thành phần $\delta(E/kT)^2$ trong hàm mũ (3.1) không còn nhỏ để bỏ qua $\exp(-E/kT) \neq \exp[-E/kT - \delta(E/kT)^2]$, nhờ vậy hàm phân bố theo nội xuất của Clayton giống hàm phân bố MB ô nhiễm năng lượng $E \ll kT/\delta$, còn ô nhiễm đủ của phân bố (với năng lượng cao) thì khác nhau, chính sự khác nhau dẫn đến tốc độ ô nhiễm cũng thay đổi theo biểu thức sau [7]

$$\langle \sigma(v) v \rangle = \langle \sigma(v) v \rangle_0 e^{-\gamma\delta} \quad (3.2)$$

trong đó $\gamma = (E_0/kT)^2$, E_0 nhỏ xác định bởi (2.22). $\langle \sigma(v) v \rangle_0$ là tốc độ ô nhiễm theo tính toán phân bố MB. Nhờ hai điều kiện 1, theo thí nghiệm Super-Kamiokande năm 2001, giá trị thông lượng của hạt neutrino bằng thực nghiệm gấp khoảng 4 lần so với tính toán lý thuyết [7] (giá trị này nhỏ tính có xét đến Oscillation), do vậy khi sử dụng hàm phân bố của Clayton, muốn giá trị thực nghiệm khớp với lý thuyết thì

$$\langle \sigma(v) v \rangle = 4 \langle \sigma(v) v \rangle_0 = \langle \sigma(v) v \rangle_0 e^{-\gamma\delta} \rightarrow e^{-\gamma\delta} = 4 \quad (3.3)$$

Massimo Corradu cũng công bố kết quả tính toán [7].

$$-0.017 \leq \delta \leq -0.014 \quad (3.4)$$

Nhờ vậy việc nhóm Massimo Corradu áp dụng hàm phân bố theo nội xuất của Clayton có thể giải thích sự khác nhau giữa giá trị thực nghiệm và lý thuyết của phổ thông lượng hạt, theo quan niệm của chúng tôi nhóm Massimo Corradu dùng hàm phân bố theo nội xuất của Clayton vẫn còn những vấn đề sau:

- Vì δ âm nên $\exp(-E/kT - \delta(E/kT)^2) \rightarrow \infty$ khi $E \rightarrow \infty$, dẫn đến vô lý do vậy hàm phân bố này phải nối cho bằng 0 ở phần năng lượng cao, nghĩa là ta cần áp dụng hàm phân bố này với giới hạn trên E_{Max} nào đó. Nhiều nhà vật lý đã cố gắng.
- Khi áp dụng hàm phân bố môi thì không cần làm thông lỗ hổng hẹp tăng mà cũng làm các kênh thông lỗ hổng khác ^8B , pp, ^7Be ... tăng, mà dù nhóm tác giả Massimo Corradu đã ra rằng với hàm phân bố môi chủ yếu cần làm tăng thông lỗ hổng hẹp, còn các kênh thông lỗ hổng khác thay đổi không đáng kể những này lại sẽ thay đổi không mong muốn.

3.2. Khả năng Lowy flight dẫn đến hàm phân bố non-MB.

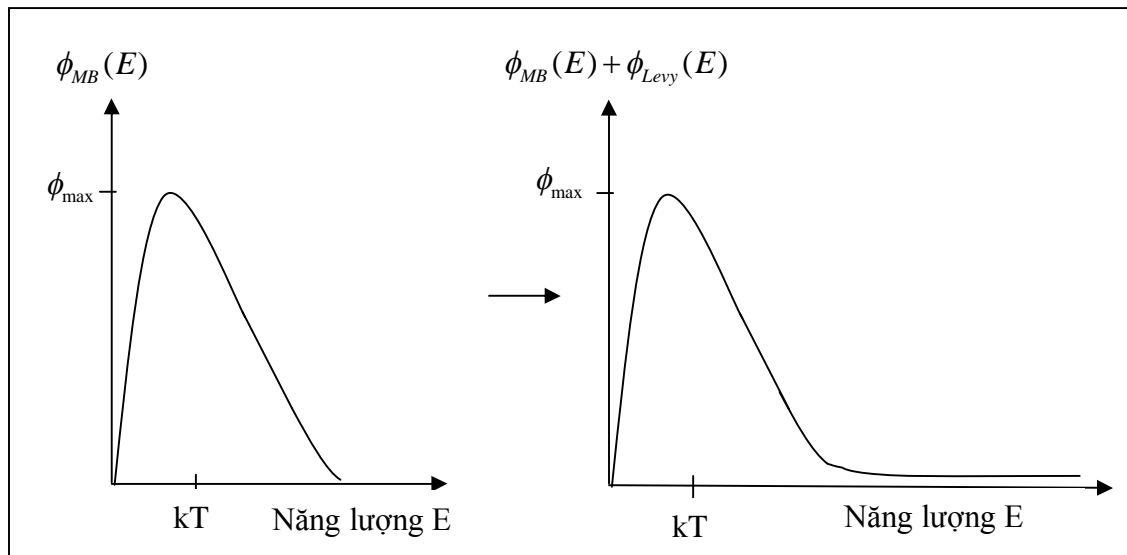
3.2.1 Sự kiện các ion năng lượng cao từ mặt trời.

Theo chúng tôi một trong các sự kiện phù hợp hàm phân bố MB là việc ghi nhận các proton có năng lượng lớn hơn 10 MeV từ mặt trời [13], không những proton mà còn các loại hạt khác electron, ^3He , và các ion lớn hơn, theo hiểu biết chúng ta hiện nay thì nhiệt độ bề mặt mặt trời $\sim 5500^\circ\text{C}$, với nhiệt độ này $kT = 0.0005 \text{ keV}$, ta lập sơ số

$$\frac{\phi_{MB}(E = 10 \text{ MeV})}{\phi_{MB}(E = 0.0005 \text{ keV})} \sim \exp(-20000000) \quad (3.5)$$

Sơ số này nói lên rằng với hàm phân bố MB thì khả năng tồn tại các hạt mang năng lượng lớn hơn 10 MeV không thể xảy ra, tuy nhiên người ta vẫn ghi nhận các ion năng lượng cao từ vài MeV của electron đến vài GeV của proton, các hạt năng lượng cao từ mặt trời gây ảnh hưởng đến các thiết bị vệ tinh, và tổng tác với bầu khí quyển, các proton năng lượng cao này sẽ tổng tác với các nguyên tử của bầu khí quyển, trong các sản phẩm tạo ra bao gồm neutron nối

nghe tổng nó phụ thuộc vào nhiệt độ năng lượng thấp cùng hóa là ở vùng $E \sim kT$, năng lượng cao tổng ồng với $E \gg kT$.



Hình 3.1. Hàm phân bố môi khí nòa $\phi_{high-energy}(v)$ và.

Chúng ta nòa ta giải thuyết việc tồn tại $\phi_{high-energy}(v)$ là do có các ion chuyển động theo một loại "Random walk" gọi là Levy flight. Chúng ta biết nó với chất khí ôtrăng thái cân bằng nhiệt, các phân tử khí chuyển động hoàn toàn, sẽ va chạm với các phân tử khí lân cận, các va chạm này là ngẫu nhiên, khi một phân tử xảy ra quá trình ngẫu nhiên thì từ một va chạm này sang một va chạm khác, quá trình nó gọi là "Random walk". Nhiệt độ của chất khí có các phân tử khí chuyển động theo Random walk Levy flight thì nó có hàm phân bố theo năng lượng giảm hơn so với phân bố MB khi cho năng lượng tăng và nếu này thỏa mãn việc tồn tại $\phi_{high-energy}(v)$ ở trình bày ở trên. Vậy vấn đề là ra là phân tử khí có Random walk Levy flight có gì khác biệt? Chúng ta biết khi các phân tử khí chuyển động và va chạm các phân tử khác, thì xác suất nó va chạm với các phân tử khí lân cận là lớn nhất, do khoảng cách giữa các phân tử khí lân cận là nhỏ nên các phân tử khí sẽ có Random walk nếu chất khí

các phản tđ tuân theo các Random walk nhđ nay chúng ta sẽ coi ham phản
 bđ MB nhđ đđ trình bày đđ chđ 2. Tuy nhiên nếu chất khí vì một lý do nào
 đđ có một lđ lớn các phản tđ có xác suất va chạm với các phản tđ khác
 nhđ khi đđ các phản tđ nay sẽ chuyển đđ tđ do một quãng đđ dài mà
 không va chạm với các phản tđ khác, lúc này các phản tđ sẽ có Random
 walk đđ, Random walk nay đđ gọi là Levy flight. Việc chúng ta đđ giải
 thuyết Levy flight đđ trên cơ sở các sđ kiện ghi nhận các hạt mang năng lđ
 cao tđ mặt trời. Với nhiều kiện kiện đđ mặt trời, các hạt muốn đđ năng lđ
 cao nhđ vậy thì chúng phải đđ gia tốc bđ tđ trường của mặt trời, trong quá
 trình gia tốc nhđ vậy các hạt sẽ chuyển đđ nhđ hđ, do đđ xác suất va
 chạm với các phản tđ khác khác sẽ thấp và các hạt sẽ có Random walk là
 Levy flight.

Mặt khác Levy flight đđ đđ kiểm chứng bằng nhiều thực nghiệm,
 chẳng hạn việc xác đđ nhđ Levy flight trong lđ vđ chất rắn [9], hoặc xác đđ nhđ
 Levy flight bằng mô phỏng các va chạm của các phản tđ theo mô hình Landau-
 Teller[5]. Trong lđ vđ thiên văn, Levy flight đđ đđ ra đđ giải thích vđ
 đđ của các đđ tinh, các đđ tinh là các ngôi sao không thể nhìn thấy bằng mặt
 thông, mà thông qua các tín hiệu radio phát ra từ chúng, các tín hiệu radio nay
 đđ tạo ra do quá trình dao đđ mặt đđ electron giữa các vì sao, nếu tính
 toán theo lý thuyết đđ thì các tín hiệu đđ ghi nhận sẽ dài theo thời gian tđ
 là với đđ dài bđ sóng theo biểu thức λ^4 , tuy nhiên giải đđ đđ thực nghiệm
 khác với tính toán bằng lý thuyết. Có thể giải thích đđ sai khác giữa lý
 thuyết và thực nghiệm nếu đđ vào Levy flight [4].

Do ñoì trong công thức (3.6) chúng ta viết lại $\phi_{high-energy}(v) \rightarrow \phi_{Levy}(v)$, với yêu cầu hàm $\phi_{Levy}(v)$ giảm chậm hơn $\phi_{MB}(v)$ khi năng lượng tăng. Chúng ta ñề nghị $\phi_{Levy}(v)$ có dạng nhö sau:

$$\phi(v)_{Levy} = B \left(\frac{8\mu}{\pi} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{1/2}} \exp \left[- \left(\frac{mv^2}{2kT} \right)^\alpha \right] \quad (3.9)$$

Nhö ñaï ñeà cặp ôi chöông 2 thì ta có hàm phân bố MB theo vận tốc ôi công thức (2.6), chúng ta có thể viết biểu thức này dưới dạng phụ thuộc vào năng lượng $E = \mu v^2 / 2$ nhö sau:

$$\phi(E)_{MB} = \left(\frac{8\mu}{\pi} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{1/2}} \frac{E}{kT} \exp \left(- \frac{E}{kT} \right) \quad (3.10)$$

Nếu $x \equiv E / kT$ thì (3.5) trở thành

$$\phi(x)_{MB} = \left(\frac{8\mu}{\pi} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{1/2}} x \exp(-x) \quad (3.11)$$

Khi ñoì hàm phân bố mới có dạng

$$\phi(x) = \phi_{MB}(x) + \phi_{Levy} = \left(\frac{8\mu}{\pi} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{1/2}} x \exp(-x) + B \left(\frac{8\mu}{\pi} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{1/2}} \exp(-x^\alpha) \quad (3.12)$$

với ϕ_{Levy} ñöôc xác ñịnh

$$\phi(x)_{Levy} = B \left(\frac{8\mu}{\pi} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{1/2}} \exp(-x^\alpha) \quad (3.13)$$

trong ñoì B và α là các tham số B rất nhỏ và $0 < \alpha < 1$, ôi chöông 2 chúng ta cũng ñaï ñề cặp hàm phân bố phải ñöôc chuẩn hóa, nghĩa là

$$\int_0^\infty \phi(x) dv = \int_0^\infty \phi_{MB} dv + \int_0^\infty \phi_{Levy} dv = 1, \text{ trong khi ñoì hàm } \phi_{MB} \text{ ñaï ñöôc chuẩn hóa}$$

$$\int_0^\infty \phi_{MB} dv = 1, \text{ do vậy hàm } \phi_{Levy} \text{ phải thỏa yêu cầu } \int_0^\infty \phi_{Levy} dv \ll 1, \text{ việc chọn}$$

$\alpha > 0$ làm cho $\int_0^\infty \phi_{Levy} dv$ hội tụ, còn $\alpha < 1$ làm cho ϕ_{Levy} giảm chậm hơn ϕ_{MB} khi E tăng,

Đặt $\int_0^\infty \phi_{Levy} dv \ll 1$, khi đó biểu thức tính tiết diện sẽ là

$$\langle \sigma v \rangle = \langle \sigma v \rangle_{MB} + \langle \sigma v \rangle_{Levy} \quad (3.14)$$

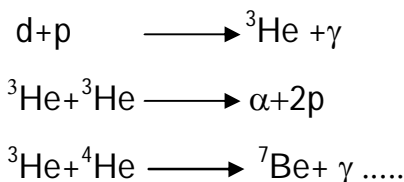
Với $\langle \sigma v \rangle_{MB}$ là tốc độ phản ứng cho một cặp hạt nơôc tính theo phân bố MB nhờ nơôc xác định bởi (2.10), cùng với tính toán theo hàm phân bố MB, thì chúng ta sẽ có kết quả thống lượng các kênh neutrino nơôc xác định theo Bahcall nhờ bảng 1.2 và hình 1.3, thế (3.13) vào (3.2), $\langle \sigma v \rangle_{Levy}$ nơôc xác định:

$$\langle \sigma v \rangle_{Levy} = B \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} (kT)^{1/2} \int_0^\infty \sigma(x) \exp(-x^\alpha) dx \quad (3.15)$$

Ở đây chúng ta cần quan tâm đến $\langle \sigma v \rangle_{Levy}$ bởi (3.15). Mục đích của chúng tôi là tiến hành ước lượng giá trị B và α sao cho phân bố Levy có thể giải thích vận hành giá trị thực nghiệm thống lượng hẹp cao hơn so với giá trị tính toán bằng lý thuyết của Bahcall trong khi nó vẫn không làm ảnh hưởng các kênh phản neutrino khác.

3.3. Khả năng xảy ra các phản ứng tổng hợp hạt nhân sinh π^+ .

Chúng ta biết các phản ứng tổng hợp hạt nhân có tiết diện rất lớn so với tiết diện của các phản ứng tổng hợp yếu, những thức trên mặt trời so các phản ứng tổng hợp hạt nhân rất nhỏ so với các phản ứng tổng hợp yếu. Từ hình 1.1 mô tả chuỗi p-p trên mặt trời, trong chuỗi này có các phản ứng tổng hợp hạt nhân.



Mặc dù tiết diện các phản ứng rất lớn so với tiết diện các phản ứng tổng tác yếu nhưng mặt đo số hạt lại rất bị chướng ngại mặt đo loại hạt D lại phụ thuộc vào chính phản ứng tổng tác yếu sinh ra $n(p+p \rightarrow D+e^++\nu_e)$. Chúng tôi bắt ra giả thuyết, với hàm phân bố của phản ứng dài "Levy" thì có thể xảy ra phản ứng tổng tác mạnh $p+p \rightarrow D+\pi^+$ với $Q=-140$ MeV? Muốn xảy ra phản ứng này thì năng lượng tổng hai proton ban đầu phải lớn hơn 140 MeV, sau đó chính π^+ lại phân rã $\pi^+ \rightarrow \mu^++\nu_\mu$, $\mu^+ \rightarrow e^++\nu_e+\tilde{\nu}_\mu$, khả năng chính các neutrino được phân rã này có thể giải thích số sai khác của thông lượng hẹp giữa lý thuyết và thực nghiệm? Vì phổ thông lượng neutrino $\nu_e, \tilde{\nu}_\mu$ từ phản ứng $\mu^+ \rightarrow e^++\nu_e+\tilde{\nu}_\mu$, thay đổi từ 0 đến 53 MeV, nên khả năng năng góp làm cho giảm từ thực nghiệm thông lượng hẹp cao hơn so với giảm từ tính toán bằng lý thuyết, nên này hoàn toàn có thể xảy ra. Nhờ quá trình này ở chương 2, chúng ta đã ước lượng giảm từ thì tiết diện phản ứng tổng tác yếu $p+p \rightarrow D+e^++\nu_e$, $\sigma_{pp} \sim 1.95 \times 10^{-49} \text{ cm}^{-2}$, trong khi tiết diện các phản ứng tổng tác mạnh $\sim 10^{-26} \text{ cm}^2$, nhờ vậy các phản ứng dài Levy giảm chậm có giảm rất nhỏ ở phản ứng năng lượng cao (≥ 140 MeV, ứng với phản ứng dài phổ) cũng có thể xảy ra các phản ứng sinh neutrino nhờ nên cặp ở trên, từ đó năng góp vào thông lượng hẹp mặt trời, trong khi hàm số với hàm phân bố MB thì không thể xảy ra các phản ứng sinh π^+ . Với mô hình có thể nên hai phản ứng $\pi^+ \rightarrow \mu^++\nu_\mu$, $\mu^+ \rightarrow e^++\nu_e+\tilde{\nu}_\mu$, chúng tôi tính toán thông lượng neutrino được sinh ra từ hai phản ứng này như sau:

Ở chương 1, chúng ta đã nêu cặp thông lượng hẹp từ được theo thí nghiệm Super-Kamiokande I là $73 \times 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, trong khi giảm từ tính toán bằng lý thuyết của Bahcall là $7.88 \times 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, theo chúng tôi nó lệch $73 \times 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

$7.88 \times 10^3 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} = 65.12 \times 10^3 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ do thông lượng ν_e từ phản ứng $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$ không góp, nhiều nhà giải thích tại sao giá trị thực nghiệm cao hơn nhiều giá trị lý thuyết nhỏ vậy và giá trị B và α được ước lượng sao cho thông lượng của ν_e được sinh ra từ phản ứng này (chế giới hạn từ 0-20 MeV) bằng $65.12 \times 10^3 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Từ biểu thức tốc độ phản ứng cho 1 cặp hạt (3.15) ứng với phản ứng Levy chúng ta có biểu thức tính số phản ứng trong 1cm^3 và trong 1 s:

$$r_{\text{Levy}} = \frac{N_1 N_2}{1 + \delta_{12}} \langle \sigma v \rangle_{\text{Levy}} = B \frac{N_1 N_2}{1 + \delta_{12}} \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} (kT)^{1/2} \int_{140 \text{ MeV}/kT}^{\infty} \sigma(x)_{p(p, \pi^+)D} \exp(-x^\alpha) dx \quad (3.16)$$

Ở đây chúng ta nhớ rằng $x \equiv E/kT$, năng lượng ngưỡng cho phản ứng $p+p \rightarrow D+\pi^+$ là 140 MeV. Lưu ý trong công thức (3.16) chúng ta chế giới hạn cho phản ứng chúng ta quan tâm $pp \rightarrow D+\pi^+$, với giá trị tiết diện là $\sigma(x)_{p(p, \pi^+)D}$, không thức tham phản ứng Levy không chế không góp cho phản ứng này xảy ra, mà cũng không góp cho các phản ứng ô chu trình pp và CNO nữa (hình 1.1 và 1.2), nghĩa là (3.16) phải được viết

$$r_{\text{Levy}} = \frac{N_1 N_2}{1 + \delta_{12}} \langle \sigma v \rangle_{\text{Levy}} = B \frac{N_1 N_2}{1 + \delta_{12}} \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} (kT)^{1/2} \int_0^{\infty} \sigma(x)_{\text{tổng}} \exp(-x^\alpha) dx$$

trong đó $\sigma(x)_{\text{tổng}}$ bao gồm phản ứng $p+p \rightarrow D+\pi^+$ và các phản ứng ô chu trình pp và CNO, tuy nhiên mức ních của chúng tại chế giới hạn tham số B và α của hàm phản ứng Levy sao cho với hàm phản ứng này thì chế khả năng xảy ra phản ứng $p+p \rightarrow D+\pi^+$, không không ảnh hưởng đến các phản ứng ô chu trình $p-p$ và CNO, nhiều nay sẽ không làm thay đổi tính toán của Bahcall không có thể giải thích sự chênh lệch giữa lý thuyết và thực nghiệm của phổ neutrino hep. Việc chế giới hạn tham số B và α nhỏ vậy sẽ được trình bày ở chương 4.

Mặt khác nhiệt độ của mặt trời cũng nhỏ các tham số khác nhỏ mặt ngoài áp suất không phải là hàng số nhiệt độ mặt ngoài áp suất sẽ giảm dần từ lõi ra bề mặt, các số liệu về mặt ngoài nhiệt độ áp suất... chúng tôi lấy từ các tính toán của Bahcall [17], ôi này xem mặt trời có dạng cầu rỗng chia thành nhiều lớp nhỏ mỗi lớp i sẽ ứng với phần thể tích có nằm trong phần giới hạn của hai mặt cầu bán kính R_{i-1} và R_i , ứng với mỗi lớp nhỏ như vậy thì các năng lượng nhỏ mặt ngoài nhiệt độ áp suất... là hàng số do vậy số phản ứng sẽ là tổng của tất cả số phản ứng của các lớp.

$$A = \sum_i A_i = \sum_i r_i V_i \quad (3.17)$$

trong đó V_i là thể tích của lớp thứ i , r_i là tốc độ phản ứng trong lớp thứ i , A , A_i lần lượt là số phản ứng trên mặt trời và số phản ứng trong lớp thứ i của mặt trời, thế (3.16) vào (3.17) chúng ta có:

$$A = B \sum_i V_i \frac{N_{i1} N_{i2}}{1 + \delta_{12}} \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} (kT_i)^{1/2} \int_{140 \text{ MeV}/kT_i}^{\infty} \sigma(x_i)_{p(p, \pi^+)D} \exp(-x_i^\alpha) dx_i \quad (3.18)$$

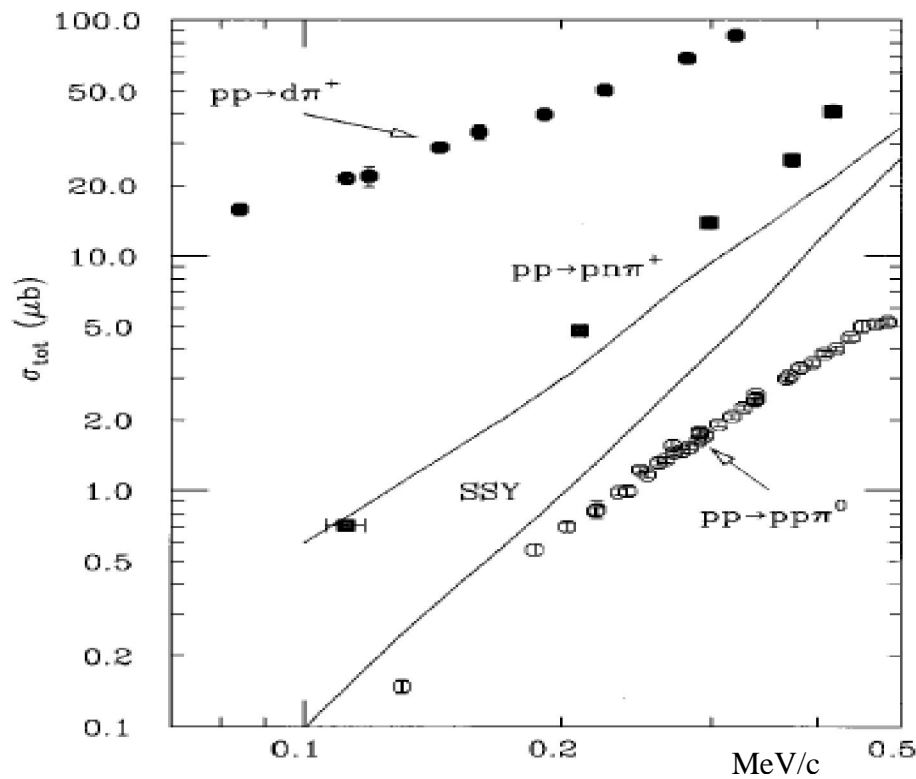
Với số phản ứng A có sinh ra trong 1s thì hiện nhiên chúng ta sẽ có thông lượng neutrino nó có ôi trái này sẽ là

$$\varphi_\nu(0 \rightarrow 53 \text{ MeV}) = A / (4\pi L^2) \quad (3.19)$$

L là khoảng cách từ mặt trời đến trái đất, φ_ν là thông lượng của neutrino sinh ra từ μ^+ . Trong công thức (3.18) chúng ta tiến hành xác định giá trị tiết diện σ của phản ứng $p+p \rightarrow D+\pi^+$, theo [10] chúng ta có hình 3.2.

Theo hình vẽ thì giá trị tiết diện thay đổi theo năng lượng, khi năng lượng tăng thì tiết diện tăng, chúng tôi chọn giá trị $\sigma = 20 \mu b$ (ứng với năng lượng tổng ban đầu của hai proton khoảng lớn hơn 140 MeV nhiều). Việc chọn giá trị tiết diện thấp (ứng với năng lượng của π^+ thấp) vì nếu chọn giá trị tiết

diện lớn thì sẽ có với năng lượng ban đầu của proton cao, dẫn đến năng lượng của π^+ sẽ cao.



Hình 3.2 Một số tổng quan tiết diện các kênh khác nhau của phản ứng p+p ở gần ngưỡng, trước năng lượng gia tốc tiết diện, trước ngưỡng năng lượng max của pion sau phản ứng. Hai đường liên tục là những đường tính toán bằng lý thuyết.

Nhờ vậy năng lượng các sản phẩm phản rã cũng cao (tất nhiên bao gồm cả neutrino), và phản neutrino sẽ thay đổi, chúng ta biết $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow \nu_e$, và ν_e này có phản trái dài tới 53 MeV, khi phản neutrino thay đổi thì không còn trái dài tới 53 MeV mà sẽ có cao hơn tùy vào năng lượng của π^+ sau phản ứng, trong khi phản neutrino của hệ trái dài tới 18.8 MeV, muốn phản neutrino từ sản phẩm phản rã của pion vẫn nằm trong khoảng 0-18.8 MeV, chúng ta quan tâm đến các pion sau phản ứng có năng lượng thấp (đồng với

trong đó E_e là năng lượng electron, $\varepsilon = E_e / E_{\max}$, E_{\max} là năng lượng cực đại của electron $E_{\max} = m_\mu / 2 = 53 \text{ MeV}$, G_F là hằng số Fermi.

Trong tính toán hàm phân bố năng lượng của electron từ (3.23), ngoài ta khối lượng của electron và nhỏ vậy có thể xem phân bố của μ^+ ra 3 hạt nếu không có khối lượng (vì neutrino cũng xem nhỏ không có khối lượng), vì lý do này cũng là hàm xác định phân bố năng lượng của neutrino, thế (3.23) vào (3.20) tính được $\lambda = 0.087$.

Thế (3.21) vào (3.22) chúng ta được

$$\phi_\nu(0 \rightarrow 53 \text{ MeV}) = A / (4\pi L^2) = 7.47 \times 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (3.24)$$

với L là khoảng cách từ mặt trời đến trái đất, $L = 1.496 \times 10^8 \text{ km}$, từ (3.24) ta có

$$\begin{aligned} A &= B \sum_i V_i \frac{N_{i1} N_{i2}}{1 + \delta_{12}} \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} (kT_i)^{1/2} \int_{140 \text{ MeV}/kT_i}^{280 \text{ MeV}/kT_i} \sigma(x_i)_{p(p, \pi^+)D} \exp(-x_i^\alpha) dx_i \\ &= 2.1 \times 10^{33} (\text{s}^{-1}) \end{aligned} \quad (3.25)$$

hay nói cách khác trong 1s phải có 2.1×10^{33} phản ứng sinh ra π^+ ,

Chương 4

Kết quả tính toán và kết luận

4.1 Kết quả của B và α .

Nhờ quá trình bay ô ở chương 3 việc tính toán giá trị B và α phải thỏa mãn 2 điều kiện,

- Giá trị B và α phải không ảnh hưởng đến các phản ứng ô chu trình p-p và CNO.
- Tốc độ phản ứng sinh π^+ , $A=2.1 \times 10^{33} (s^{-1})$

Trước hết chúng ta giới hạn B và α theo hàm Levy không ảnh hưởng đến tính toán của Bahcall nói với các phản ứng ô chu trình p-p và CNO. Viết lại công thức tính tốc độ phản ứng cho hàm phân bố môi: $\langle \sigma v \rangle = \langle \sigma v \rangle_{MB} + \langle \sigma v \rangle_{Levy}$, với

$$\langle \sigma v \rangle_{MB} \text{ xác định bởi (3.11). } \langle \sigma v \rangle_{MB} = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} (kT)^{1/2} \int_0^{\infty} \sigma(x) x \exp(-x) dx$$

$$\text{trong khi } \langle \sigma v \rangle_{Levy} \text{ xác định bởi (3.15), } \langle \sigma v \rangle_{Levy} = B \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} (kT)^{1/2} \int_0^{\infty} \sigma(x) \exp(-x^\alpha) dx$$

Riêng $\langle \sigma v \rangle_{Levy}$ bởi (3.15) có thể phân tích thành 2 thành phần sau

$$\begin{aligned} \langle \sigma v \rangle_{Levy} = & B \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} (kT)^{1/2} \int_0^{\infty} \sigma(x)_{pp,CNO} \exp(-x^\alpha) dx + \\ & B \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} (kT)^{1/2} \int_{140 MeV/kT}^{\infty} \sigma(x)_{p(p,\pi^+)D} \exp(-x^\alpha) dx \end{aligned} \quad (4.1)$$

trong đó $\sigma(x)_{pp,CNO}$ là viết tắt cho các phản ứng ô chu trình pp và CNO ở hình

1.1 và 1.2, còn $\sigma(x)_{p(p,\pi^+)D}$ là viết tắt cho phản ứng $p+p \rightarrow D+\pi^+$, muốn hàm

phân bố Levy không ảnh hưởng đến các kết quả tính toán của Bahcall (Bahcall dùng hàm phân bố MB để tính cho các phản ứng ô chu trình pp và CNO) thì

$$B\left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{1/2} (kT)^{1/2} \int_0^\infty \sigma(x)_{pp,CNO} \exp(-x^\alpha) dx \ll \left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{1/2} (kT)^{1/2} \int_0^\infty \sigma(x)_{pp,CNO} x \exp(-x) dx \quad (4.2)$$

Để nhận thấy ôi (4.2) chúng ta cần yêu cầu $B \exp(-x^\alpha) \ll x \exp(-x)$, tuy nhiên nhờ ãi ãi trình bày ôi trên thì do hàm phân bố Levy giảm chậm hơn hàm phân bố MB giảm nhanh khi tăng năng lượng nên $B \exp(-x^\alpha) \gg x \exp(-x)$ khi E cao, muốn ôi ãi giảm giá trị B và α thỏa (4.2) thì chúng ta ãi ãi nhận xét ôi cuối chương 2, giá trị tối ãi phân ãi tính theo công thức (4.1) ãi ãi xác ãi hình chuỗi yếu trong khoảng từ $E_0 - \Delta/2$ đến $E_0 + \Delta/2$, cùng ãi ãi ãi ãi ãi hàm phân bố MB không ãi ãi ãi trong khoảng $E > E_0 + \Delta/2$, hay nói cách khác

$$\begin{aligned} \left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{1/2} (kT)^{1/2} \int_0^\infty \sigma(x) x \exp(-x) dx &\sim \left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{1/2} (kT)^{1/2} \int_{E-\Delta/2}^{E+\Delta/2} \sigma(x) x \exp(-x) dx \\ \Leftrightarrow \langle \sigma v \rangle (0 < E < \infty) &\sim \langle \sigma v \rangle (E_0 - \Delta/2 < E < E_0 + \Delta/2) \end{aligned} \quad (4.3)$$

nếu ham phân hoá Levy thỏa mãn nhiều kiện

$$\phi_{Levy}(E = E_0 + \Delta/2) \ll \phi_{MB}(E = E_0 + \Delta/2) \quad (4.4)$$

thì (4.2) sẽ thỏa mãn, vì hàm Levy giảm chậm so với hàm phân bố MB nên với
 nhiều kiện (4.4), suy ra $\phi_{Levy}(E_0 - \Delta/2 < E < E_0 + \Delta/2) \ll \phi_{MB}(E_0 - \Delta/2 < E < E_0 + \Delta/2)$ nên
 $\langle \sigma v \rangle_{Levy}(E_0 - \Delta/2 < E < E_0 + \Delta/2) \ll \langle \sigma v \rangle_{MB}(E_0 - \Delta/2 < E < E_0 + \Delta/2)$.

Chúng ta yêu cầu ϕ_{Levy} trong (4.4) phải nhỏ với tất cả các kênh neutrino, tuy nhiên cần yêu cầu kênh có E_0 lớn nhất thì các kênh còn lại hiển nhiên, theo (2.22) ta có $E_0 = \left(\frac{bkT}{2}\right)^{2/3} = 1.22(Z_1^2 Z_2^2 \mu T_6^2)^{1/3} keV$, dựa vào hai chu trình ô hình 1.1 và 1.2 thì ta thấy E_0 ứng với phản ứng $p + {}^{14}N$ có E_0 lớn nhất bằng 26.5 keV và $\Delta/2 = 6.8 keV$ do tích $Z_1 Z_2$ lớn nhất, do đó theo (4.4) chúng ta có

$$\frac{\phi_{Levy}(E = 33.3keV)}{\phi_{MB}(E = 33.3keV)} \ll 1 \quad (4.5)$$

với nhiều kiến thiết nội ôi lõi mặt trời 15 triệu nã theo ϕ_{Levy}, ϕ_{MB} từ (3.11) và (3.13) và (4.4), (4.4) trở thành:

$$B \exp(-25.6^\alpha) \ll 1.95 \times 10^{-10} \quad (4.6)$$

Biểu thức (4.6) là giới hạn cho phổ Levy nội ôi nã và sao cho vận không ảnh hưởng nên các kết quả tính toán của Bahcall. Bây giờ chúng ta tiến hành ôi lõi lượng giá trị B và α theo phương trình (3.20), $A = 2.1 \times 10^{33} (s^{-1})$, đây là phương trình tích phân có hai ẩn số trong khi chúng ta chỉ có 1 phương trình nên không thể giải, tuy nhiên mức ních chúng ta là chỉ ôi lõi lượng giá trị B và α nên chúng ta tiến hành tính toán nhờ sau, chọn $\alpha = 0,1$ sau đó tăng α lên với số gia 0.02, thế là ôi lõi lượng giá trị α vào phương trình (3.20), chúng ta sẽ tìm nội ôi lõi lượng giá trị B, các giá trị α và B nội ôi lõi lượng trình bày ở bảng 4.1.

Bảng 4.1. Mối quan hệ giữa B và α của hàm phân bố Levy.

Gia trị α	Gia trị B	$B \exp(-25.6^\alpha)$	Gia trị α	Gia trị B	$B \exp(-25.6^\alpha)$
0.10	3.1×10^{-35}	7.77×10^{-36}	0.28	3.1×10^{-22}	2.59×10^{-23}
0.12	1.9×10^{-34}	4.34×10^{-35}	0.29	1.0×10^{-20}	7.72×10^{-22}
0.14	1.6×10^{-33}	3.31×10^{-34}	0.30	4.9×10^{-19}	3.47×10^{-20}
0.16	1.8×10^{-32}	3.35×10^{-33}	0.31	3.6×10^{-17}	2.34×10^{-18}
0.18	2.2×10^{-31}	3.66×10^{-32}	0.32	4.3×10^{-15}	2.55×10^{-16}
0.20	3.7×10^{-30}	5.46×10^{-31}	0.33	9.0×10^{-13}	4.87×10^{-14}
0.22	1.1×10^{-28}	1.42×10^{-29}	0.34	3.4×10^{-10}	1.67×10^{-11}
0.24	5.9×10^{-27}	6.68×10^{-28}	0.35	2.5×10^{-7}	1.11×10^{-8}
0.26	7.8×10^{-25}	7.63×10^{-26}			

Từ bảng 4.1 ta nhận thấy khi α càng nhỏ thì B càng nhỏ và ngược lại α càng lớn thì B cũng lớn, điều này được giải thích vì khi α nhỏ hàm ϕ_{Levy} giảm chậm khi tăng năng lượng, nên chúng ta cần B rất nhỏ cũng có thể mô tả vùng năng lượng từ 140MeV đến 280MeV, trong khi α lớn thì hàm ϕ_{Levy} giảm rất nhanh khi tăng năng lượng nên chúng ta phải cần B lớn hơn một chút để mô tả vùng năng lượng từ 140MeV đến 280MeV. Khi α càng nhỏ (nhỏ hơn 0.1) thì hàm ϕ_{Levy} giảm rất chậm nên có thể xem bỏ hầu như không đổi khi thay đổi năng lượng, điều này chúng ta không mong muốn vì mục đích chúng ta cần hàm ϕ_{Levy} vào để mô tả một hàm giảm chậm khi năng lượng tăng chứ không cần giảm quá chậm nên không cần thiết xét giá trị α nhỏ hơn 0.1. Với giá trị $\alpha = 0.35$ thì (4.7) không còn đúng nữa, nên α được giới hạn < 0.34 , vậy chúng ta có giới hạn của α và B là

$$0.10 \leq \alpha \leq 0.34 \quad \text{tương ứng với} \quad 3.1 \times 10^{-39} < B < 3.4 \times 10^{-10} \quad (4.7)$$

Ở đây với mỗi cặp giá trị α và B nhỏ vậy nếu mô tả được một hàm ϕ_{Levy} giảm chậm theo năng lượng và mô tả được hiện tượng giá trị thời gian thông lượng hẹp cao hơn giá trị được tính bằng lý thuyết.

Thời gian với số phản biến các hạt trên mặt trời ta có hàm phản biến năng lượng khi năng lượng càng lớn, hay nói cách khác xác suất xuất hiện các hạt có năng lượng càng lớn sẽ càng nhỏ những khoảng giảm dần nhanh nhờ hàm ϕ_{MB} , nên chúng ta cần một hàm $\phi_{high-energy}$ giảm chậm khi cho năng lượng tăng để mô tả hiện tượng trên. Tuy nhiên việc xác suất phản biến các hạt càng giảm khi tăng năng lượng tuân theo một quy luật nào đó mà chúng ta chưa hiểu rõ nên việc chúng ta cần ra hàm ϕ_{Levy} có nhiều khả năng lựa chọn cặp giá trị α và B mà tương ứng với mỗi cặp α và B, quá trình giảm theo năng lượng sẽ khác

nhau, α càng nhỏ ϕ_{Levy} giảm càng chậm, α càng lớn thì ϕ_{Levy} giảm càng nhanh
 những vẫn giải thích được các vấn đề phổ thông lỗ hổng hẹp. Đây là ưu điểm của
 hàm ϕ_{Levy} mà chúng tôi đưa ra.

4.2 Đối thoại phổ thông lỗ hổng neutrino ν_μ, ν_e và $\tilde{\nu}_\mu$.

Xét phản ứng $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, với $Q=33.91$ MeV, áp dụng định luật bảo
 toàn năng lượng và động lượng chúng ta tính được năng lượng ν_μ sau phản ứng là
 29.79 MeV, với với phản ứng $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$, phổ thông lỗ hổng của ν_e và $\tilde{\nu}_\mu$
 thay đổi từ 0 đến 53 MeV, nếu xem π^+, μ^+ ban đầu ở trạng thái nghỉ thì từ (3.24) suy ra
 thông lượng ν_μ, ν_e và $\tilde{\nu}_\mu$ được đối thoại ở mặt đất là $7.47 \times 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ với năng
 lượng tổng cộng nhỏ sau, năng lượng của ν_μ là 29.79 MeV còn năng lượng của
 ν_e và $\tilde{\nu}_\mu$ thay đổi từ 0 đến 53 MeV. Tuy nhiên trong công thức (3.25) thì cần tích
 phân được lấy từ 140 MeV đến 280 MeV, trong khi ngưỡng năng lượng của phản
 ứng $p+p \rightarrow \pi^+$ chỉ là 140 MeV, do đó không thể xem π^+ ở trạng thái nghỉ mà phải coi
 ở trạng thái ban đầu nào đó và μ^+ cũng vậy, nên ν_e từ phản ứng $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$
 không thay đổi từ 0-53 MeV mà phải ở khoảng cao hơn. Ở mục 1.3.5 chúng ta
 cũng coi là cặp đồng vị ta tính thông lượng neutrino hẹp bằng cách cho các
 neutrino có năng lượng từ 18-20 MeV, từ đó suy ra thông lượng của toàn phổ
 năng lượng neutrino hẹp, tuy nhiên ở hình 1.3 ta thấy thông lượng neutrino hẹp
 trong khoảng năng lượng này rất nhỏ chỉ cần số lượng nhỏ neutrino từ $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$
 trong khoảng năng lượng 18-20 MeV cũng đủ làm giảm thông
 lượng toàn phổ năng lượng của hẹp thay đổi rất nhiều. Trong khi đó năng lượng
 ν_e không thay đổi từ 0-53 MeV mà ở khoảng cao hơn nên giảm số lượng tính ở
 tích phân (3.20) không được lấy cần từ 0-20 MeV mà phải lấy cần ở mức giảm
 cao hơn 0 và đến 20 MeV. Do đó không nên nhầm lẫn giữa thực nghiệm và lý

thuyết của thông lượng hẹp bằng $65.12 \times 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (ôu mức 3.3) chính là do thông lượng ν_e từ $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$ không góp vào không còn năng lượng (khu vực hình này thấy mất mất khi xem π^+ năng lượng sinh ra từ phản ứng $p+p \rightarrow D+\pi^+$ có năng lượng bằng 0) mà có thể là giá trị nhỏ hơn $65.12 \times 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ nhiều. Nhiều này dẫn đến giá trị thông lượng neutrino ν_μ, ν_e và $\tilde{\nu}_\mu$ nhỏ hơn $7.47 \times 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Do nội chúng tôi chưa có ra đời hoàn toàn tại các neutrino ν_μ, ν_e và $\tilde{\nu}_\mu$ từ mặt trời có năng lượng lớn hơn 20 MeV và chúng tôi chưa có ra đời giá trị thông lượng cuối cùng và năng lượng cho thấy thực nghiệm ghi nhận các neutrino này.

Tuy nhiên việc các thí nghiệm ghi nhận các neutrino từ mặt trời ôuvung năng lóông lớn hơn 20MeV là một việc không nên làm. Vì các neutrino nên nên mặt đất bao gồm các nguồn khác nhau, neutrino được sinh ra từ mặt trời ôu chu trình p-p có năng lóông thay đổi từ 0 đến 20MeV, neutrino từ các siêu sao năng lóông thay đổi từ 20 MeV đến 80 MeV [12], neutrino từ khí quyển trái đất có năng lóông thay đổi từ vài chục MeV đến vài GeV[8], các neutrino này xuất hiện do các hạt năng lóông cao từ vũ trụ va vào tầng khí quyển. Nếu bây giờ tồn tại thêm nguồn neutrino từ mặt trời có năng lóông lớn hơn 20MeV nhờ chúng ta đổi đo lường thì ta thấy các phản ứng sẽ chồng lên nhau. Đây nên thí nghiệm muốn phân biệt các nguồn riêng biệt không nên làm và tại nhiên việc ghi nhận sẽ tồn tại các neutrino có năng lóông lớn hơn 20 MeV từ mặt trời cũng sẽ gặp khó khăn. Chúng ta có liên lạc thành viên của nhóm tiến hành thí nghiệm Kamiokande. Họ đang chuẩn bị viết một bài báo (chưa xuất bản) về việc tồn tại các phản ứng $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$ ở trên mặt trời và tiến hành thí nghiệm ghi nhận các neutrino này. Chúng ta hi vọng sẽ tìm được những thông tin từ bài báo này.

4.3 Kết luận.

Ham phân bố các hạt là yếu tố rất quan trọng xác định tốc độ phản ứng trên mặt trời, việc ghi nhận các ion năng lượng cao ô nhiễm năng lượng thấp nơi họ chúng ta phải hiểu chính lại ham phân bố MB, chúng tôi đưa ra giả thuyết về Levy flight và nên nghi ngờ ham phân bố

$$\phi(v)_{Levy} = B \left(\frac{8\mu}{\pi} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{1/2}} \exp \left[- \left(\frac{mv^2}{2kT} \right)^\alpha \right]$$

hợp, ở mức 3.2.2 chúng tôi đã đưa ra giả thuyết nguyên nhân việc tồn tại Levy flight chính là do từ trường của mặt trời gia tốc các hạt nên năng lượng cao, tuy nhiên nguyên nhân có thể là do một quá trình vật lý khác, nhưng muốn tồn tại các hạt mang năng lượng cao ô nhiễm năng lượng thấp thì nhất thiết các hạt phải chuyển động theo Random walk là Levy flight. Ở đây có thể xem cùng thời

$$\phi(v)_{Levy} = B \left(\frac{8\mu}{\pi} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{1/2}} \exp \left[- \left(\frac{mv^2}{2kT} \right)^\alpha \right]$$

thêm các hạt mang năng lượng cao, qua đó xuất hiện thêm các phản ứng sinh neutrino $p+p \rightarrow D+\pi^+$, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$, có thể giải thích vấn đề phản neutrino hợp.

Những vấn đề chúng tôi giải quyết được trong luận văn này là

- Đưa ra giả thuyết tồn tại phân bố Levy flight trên mặt trời, mô tả về vùng năng lượng cao của hạt nhân trên mặt trời qua ham $\phi(v)_{Levy}$.
- Có thể giải thích được sự chênh lệch giữa thực nghiệm và lý thuyết của thông lượng neutrino hợp.
- Dự đoán phổ thông lượng neutrino ở vùng năng lượng cao.

Những mặt hạn chế trong luận văn:

- Giá trị tiết diện $\sigma_{p(p,\pi^+)D}$ chưa được ước lượng $\sim 20\mu\text{b}$.
- Hàm chung tới nữa ra $\phi(v)_{Levy}$ là chưa một ngành, có thể chia phải là một hàm tới 0.
- Chưa tính đến hiệu chỉnh khi xét đến π^+ được sinh ra từ phản ứng $p+p \rightarrow D+\pi^+$ có năng lượng ban đầu, dẫn đến μ^+ được sinh ra từ phản ứng $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ cũng có năng lượng ban đầu. Từ đó phải các neutrino từ phản ứng $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$ cần được hiệu chỉnh.

Tuy nhiên vấn đề chung tới nữa ra có thể sẽ gặp nhiều tranh cãi, cần phải có thực nghiệm ghi nhận neutrino vùng năng lượng lớn hơn 20 MeV mới có thể xác nhận được, do đó chưa dùng lại ô mô hình năng lượng α và B , các giá trị B và α của hàm $\phi(v)_{Levy}$ ở bảng 4.1 mô tả được giới hạn trong vùng khoảng ảnh hưởng đến các tính toán của Bahcall và có thể giải thích được vấn đề thông lượng của họ. Trong tổng lại gần chung tới sẽ tính toán với giá trị $\sigma_{p(p,\pi^+)D}$ chính xác và tính đến hiệu chỉnh thay đổi phản neutrino khi xét đến năng lượng của π^+ từ phản ứng $p+p \rightarrow D+\pi^+$. Từ đó nữa ra giới hạn α và B tới hơn.

Ở đây cũng muốn nhắc mạnh rằng nếu việc hiệu chỉnh lại hàm phân bố MB của chung tới nữa thì chúng ta cần có cái nhìn mới về hàm phân bố theo năng lượng của các hạt nhân trên các ngôi sao, qua đó chúng ta cũng phải xác định lại các công thức tính tốc độ phản ứng của các phản ứng có Z lớn, vì với các phản ứng này thế Coulomb lớn nên nó ảnh hưởng các hạt tham gia phản ứng có năng lượng lớn mới có khả năng vượt rào thế Coulomb để tham gia phản ứng, mà khi hạt có năng lượng lớn thì tốc độ phản ứng được xác định chủ yếu từ $\phi(v)_{Levy}$, chẳng hạn nó với các chu trình Ne-Na, Mg-Al..., quá trình hình thành ^{12}C từ 3 hạt alpha, chung tới cũng cần khảo sát ảnh hưởng của $\phi(v)_{Levy}$ vào tốc

noáphai òng hình thanh ^{12}C và nhai thay tốc noáphai òng thay noá rất lớn so với tính toán với hàm phân bố MB. Và nên nay nòc trình bay ôi luai và thac của Trần Huy Dũng.

Tài liệu tham khảo

- [1] B. Aharmim et al (2007). 'Determination of the ν_e and total ^8B solar neutrino fluxes using the Sudbury Neutrino Observatory Phase I data set' *Physical review C* 75, 045502
- [2] C. Amsler et al (2008), (Particle Data Group), 'Solar neutrinos review' PL B667, 1
- [3] John N. Bahcall, Sarbani Basu, M.H. Pinsonneault (1998). 'How uncertain are solar neutrino predictions' *Physical Letter B*, 433:1.
- [4] S.Boldyrev and C.Gwinn, (2002)'Scintillations and Lévy flights through the interstellar medium' *Astrophysics*, 584, 791-796.
- [5] A.Carati, L. Galgani, B. Pozzi (2003), 'Lévy Flights in the Landau-Teller Model of Molecular Collisions', *Physical Review Letters*. 90, 010601
- [6] D.D. Clayton (1974), 'Maxwellian relative energies and solar neutrinos' *Nature* 249, 131
- [7] M. Coraddu et al(2003). 'Super-Kamiokande hep neutrino best fit: a possible signal of non-Maxwellian solar plasma' *Physica A*, 326, 473-481
- [8] Y. Fukuda et al (1998). 'Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos', *Physical Review Letter*, 81, 1562–1567
- [9] Gorham et al. (1 June 2004) 'Experimental determination of Lévy flight distributions of the energy barriers in spin glasses' *Journal of applied physics*, Vol. 95, No 11.
- [10] J. G. HARDIE et al (1997). 'Kinematically complete measurement of $pp \rightarrow pn\pi^+$ near threshold', *Physical Review C*, 56, 20–37.

- [11] J. HOSAKA et al (2006). Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-I, *Physical review D* 73,112001.
- [12] M. Malek et al (2003). 'Search for Supernova Relic Neutrinos at Super-Kamiokande' *Physical Review Letters*. 90, 061101
- [13] P. Raychaudhuri 29th International Cosmic Ray Conference Pune (2005) 1, 153-156
- [14] C.E.Rollfs and W.S.Rodney (1988), *Cauldrons in the Cosmos* , The University of Chicago Press.
- [15] Robert Ellis Stanford (May 1999), 'Spectrum of solar neutrinos above 6.5 MeV' *PhD thesis*, Louisiana State University.
- [16] <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/ykphd/chap4-9.html>.
- [17] <http://www.sns.ias.edu/~jnb/>.

PHỤ LỤC

Chương trình tính toán B và α cho trường hợp $\alpha=0.14$.

```

matdo=ReadList["C:/matdo.txt",Number];
matdohidro=ReadList["C:/matdohidro.txt",Number];
nhietdo=ReadList["C:/nhietdomattroi.txt",Number];
bankinh=ReadList["C:/bankinh.txt",Number];
Array[a,1284,1];
For[i=1,i≤1284,++i,a[i]=matdo[[i]]*matdohidro[[i]]*6.023*10
^23];
r=a[1]*a[1]/2*(4/3*Pi*(bankinh[[1]]*6.955*10^11)^3)*Sqrt[2/
Pi]*(8.6171*10^-
5*nhietdo[[1]]/(0.5*931*10^6))^0.5*3*10^8*0.1*10^-
27*Integrate[Exp[-x^0.14],{x,140*10^6/(8.6171*10^-
5*nhietdo[[1]]),280*10^6/(8.6171*10^-5*nhietdo[[1]])}]
giatricuoi=a[1284]*a[1284]*(4/3*Pi*(bankinh[[1284]]*6.955*1
0^11)^3-
4/3*Pi*(bankinh[[1283]]*6.955*10^11)^3)*Sqrt[2/Pi]*(8.6171*
10^-5*nhietdo[[1284]]/(0.5*931*10^6))^0.5*3*10^8*0.1*10^-
27*Integrate[Exp[-x^0.14],{x,140*10^6/(8.6171*10^-
5*nhietdo[[1284]]),280*10^6/(8.6171 Print["gia tri r la",r]
*10^-5*nhietdo[[1284]])}]
sosanh=r/giatricuoi
For[i=2,i≤1284,++i,r=r+a[i]*a[i]*(4/3*Pi*(bankinh[[i]]*6.95
5*10^11)^3-4/3*Pi*(bankinh[[i-
1]]*6.955*10^11)^3)*Sqrt[2/Pi]*(8.6171*10^-
5*nhietdo[[i]]/(0.5*931*10^6))^0.5*3*10^8*0.1*10^-
27*Integrate[Exp[-x^0.14],{x,140*10^6/(8.6171*10^-
5*nhietdo[[i]]),280*10^6/(8.6171*10^-5*nhietdo[[1284]])}]]];
Print["so phan ung trong mot giay ", r]
dapso=(2.1*10^29)/r;
Print["dap so can tim la",dapso]
r=0;

```