

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI
“FEDERICO II”



Scuola Politecnica e delle Scienze di Base
Area Didattica di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Dipartimento di Fisica “Ettore Pancini”

Laurea Triennale in Fisica

**Studio delle condizioni fisiche favorevoli alla
fotosintesi per esopianeti nella zona abitabile**

Relatori:
Prof. Giovanni Covone

Candidato:
Riccardo Maria Ienco
Matr. N85000176

Anno Accademico 2019/2020

Indice

Introduzione	3
1 Introduzione all'astrobiologia	4
1.1 La ricerca della vita	4
1.2 Alcuni richiami di astrofisica stellare	6
1.2.1 Flusso luminoso e luminosità	6
1.2.2 La radiazione di corpo nero	6
1.2.3 Temperatura e classificazione stellare	8
1.2.4 Il diagramma Hertzsprung-Russell	9
1.3 Gli esopianeti	10
1.3.1 Metodi di rivelazione	10
1.3.2 I telescopi Kepler e TESS	12
1.4 La zona abitabile	14
1.5 La fotosintesi	15
1.6 Obbiettivo della tesi	18
2 Modello per la fotosintesi	20
2.1 Modello ed ipotesi	20
2.2 Calcolo della zona abitabile	21
2.3 Flusso radiante per la fotosintesi	25
2.4 Il concetto di exergia	28
2.5 Bilancio di exergia per la Terra	29
2.6 Exergia della radiazione di corpo nero	30
2.7 L'exergia utile alla fotosintesi	32
3 Conclusioni	39
3.1 Esopianeti di tipo terrestre	39
3.2 Flusso radiante e biomassa	41
3.3 Efficienza della PAR su esopianeti terrestri noti	43
3.4 Sviluppi futuri	44

Introduzione

L'astrobiologia o esobiologia, ha gli strumenti e le teorie per poter finalmente dare una risposta, o almeno una dimensione di questa, a una delle domande che da sempre attanagliano l'essere umano: "siamo soli nell'universo?". Questo dubbio amletico, insito costantemente nella natura dell'essere umano, resiste ancora oggi ed è il motore che spinge la scienza verso confini mai esplorati.

Questo elaborato porrà l'attenzione su un aspetto fondamentale per l'abitabilità di altri pianeti, cioè la possibilità che forme di vita evolute come gli animali o l'essere umano possano esistere solo in funzione di altre forme di vita più semplici come quelle vegetali. Inoltre dimostrerà come le caratteristiche spettrali stellari siano di fondamentale importanza per queste forme di vita.

Il primo capitolo della tesi è essenzialmente un'introduzione ai concetti fondamentali dell'astrobiologia, con un occhio di riguardo nei confronti della fisica per la ricerca degli esopianeti e per il processo di fotosintesi clorofilliana.

Il secondo capitolo vedrà l'elaborazione di teorie fisiche per la determinazione della zona abitabile circumstellare, per il calcolo dell'energia utile alla fotosintesi per un qualsiasi pianeta e, introducendo il concetto di exergia, per il calcolo del rendimento della trasformazione di energia stellare in lavoro.

Nel terzo capitolo, verranno applicati i risultati teorici del secondo capitolo a un campione di 10 esopianeti di tipo roccioso.

Capitolo 1

Introduzione all'astrobiologia

1.1 La ricerca della vita

L'astrobiologia è la scienza che studia le condizioni e l'evoluzione della vita al di là dei confini della Terra. Anche conosciuta come esobiologia, essa trova fondamento in due branche della scienza moderna, l'astronomia e la biologia. La biologia fornisce i criteri per comprendere come nasce la vita, come si sviluppa, quali siano gli elementi naturali, i fattori ambientali e i processi biochimici che la favoriscono. L'astrofisica invece ha il compito di sondare l'universo per scoprire i luoghi in cui la vita può nascere con l'ausilio degli strumenti della fisica, della matematica e della tecnologia.

I primi passi per la ricerca della vita extraterrestre furono fatti essenzialmente in una direzione: la ricerca di molecole organiche per i pianeti e i satelliti che compongono il sistema solare. Le missioni Viking 1 e Viking 2 della NASA per l'esplorazione di Marte furono pionieristiche in questo senso. Infatti i lander atterrati sulla superficie marziana possedevano tra tutte le strumentazioni, anche componenti atte all'analisi della composizione chimica (organica ed inorganica) del suolo. Nei confini del sistema solare la missione Galileo della NASA intraprese invece l'analisi di Giove e di tre dei suoi satelliti: Ganimede, Europa e Callisto. I satelliti si ritengono ancora oggi buoni candidati per la ricerca di molecole organiche poiché, essendo ghiacciati in superficie, potrebbero possedere al di sotto della coltre di ghiaccio che li avvolge grandi masse d'acqua che in presenza di sorgenti geotermiche potrebbero vedere il formarsi di molecole organiche o forme di vita elementari. Sempre nei confini del sistema solare la missione Cassini-Huygens della NASA/ESA/ASI e la relativa sonda intrapresero l'esplorazione di Saturno e del suo satellite Titano. Atterrando su quest'ultimo e analizzando la composizione atmosferica trovarono tracce di molecole organiche.

L'altro versante della ricerca di vita extraterrestre è più recente e si muove oltre i confini del sistema solare. Si basa fundamentalmente sulla ricerca degli Esopianeti, ovvero tutti quei pianeti che orbitano attorno a stelle diverse dal Sole. Quest'ambito ha il vantaggio, rispetto alla ricerca nel sistema solare, di avere le potenzialità per scovare pianeti molto simili alla Terra. Le tecnologie oggi disponibili in questo settore, sembrano poter rivelare nel futuro breve, anche caratteristiche relative alle atmosfere planetarie e alla loro composizione, punto chiave per la ricerca di biotracce. Le missioni spaziali di più successo sono senz'altro Kepler della NASA e TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite). Entrambe sfruttano il metodo dei transiti fotometrici ma la seconda, in particolare, ha il vantaggio di poter scandagliare l'intera volta celeste fornendo quindi, un enorme contributo scientifico.

Attualmente esistono diversi centri di studi per l'astrobiologia, tra cui il NASA Astrobiology Institute in California e il Centro de Astrobiología in Spagna.

La lista delle molecole interstellari trovate nello spazio, ammonta almeno a 163 [Yamada and Winnewisser, 2011], di cui molte organiche. Questo fatto unito al manifestarsi della vita in molte forme e in ambienti estremi, da tempo fa supporre gli scienziati di tutto il mondo, che la vita extraterrestre sia qualcosa di tangibile e abbastanza diffusa.

D'altro canto però, sembra che le condizioni per una vita simile alla Terra siano qualcosa di ben più raro. Questa affermazione si basa sul fatto che, forme di vita evolute, come l'essere umano o gli animali, dipendono fortemente da altre forme di vita, poiché non hanno la capacità di assorbire nutrimento ed energia direttamente dall'ambiente.

La forma di vita conosciuta che meglio realizza il processo di assorbimento di nutrienti dall'ambiente, è la forma di vita fotosintetica, come le piante o il fitoplancton degli oceani terrestri. Altre forme di vita hanno sviluppato la capacità di trarre energia da fonti di tipo geotermico, ma non risultano fondamentali per forme di vita evolute, almeno sulla Terra. La presenza di acqua liquida sulla superficie planetaria, è inoltre una caratteristica fondamentale per innumerevoli ragioni biologiche; prima su tutte il fatto che l'acqua è un solvente universale, in cui comodamente possono essere disciolte tutte le sostanze organiche necessarie agli organismi più elementari. e poi in secondo luogo è necessaria per molti processi biologici.

La ricerca della vita extraterrestre in forma evoluta, può allora essere ricondotta alla ricerca degli esopianeti per cui è possibile avere acqua liquida sulla superficie e per cui la fotosintesi può avvenire. Questa seconda affermazione può sembrare irrilevante poiché qualsiasi esopianeta orbita attorno a una o più stelle che irradiano luce, ma come vedremo, il processo di fo-

tosintesi è molto più delicato di quanto sembra e ha molte implicazioni che sfociano nella meccanica quantistica.

1.2 Alcuni richiami di astrofisica stellare

Per la ricerca degli esopianeti e delle condizioni di vita su questi, la conoscenza delle stelle e dei parametri stellari è di fondamentale importanza. Richiamiamo ora i concetti della Astrofisica che verranno utilizzati.

1.2.1 Flusso luminoso e luminosità

Il **flusso luminoso** o **flusso radiante** F è l'ammontare totale di energia luminosa su tutte le lunghezze d'onda e per unità di tempo, che fluisce attraverso l'unità di superficie orientata perpendicolarmente alla direzione di propagazione della luce. Il flusso dipende dalla **luminosità** intrinseca (energia emessa per secondo) e dalla distanza dall'osservatore. Il legame tra flusso radiante e luminosità è descritto da

$$F = \frac{L}{4\pi r^2}, \quad (1.1)$$

dove il denominatore è la superficie di una sfera di raggio r . L'equazione (1.1) è anche conosciuta come "**inverse square law**" per la luce.

1.2.2 La radiazione di corpo nero

Il concetto di corpo nero è centrale nello studio delle stelle e dei pianeti, inoltre permette il calcolo della zona abitabile planetaria e dell'energia utile per la fotosintesi. Il **corpo nero** è un oggetto fisico assimilabile ad un emettitore ideale, ovvero un oggetto capace di assorbire tutta la radiazione che lo investe e di riemetterla sotto forma di **radiazione di corpo nero**.

Le leggi che descrivono il comportamento del corpo nero furono postulate da Kirchhoff nel diciannovesimo secolo e possono essere riassunte in un'unica legge: la radiazione del corpo nero a fissato intervallo di lunghezze d'onda dipende unicamente dalla temperatura del corpo nero. Tale temperatura viene chiamata **temperatura effettiva** ed è importante tenere a mente che la temperatura effettiva non corrisponde alla temperatura reale dell'oggetto.

In Fig. 1.1 possiamo osservare che un corpo nero emette uno spettro nel continuo con dei picchi a determinate lunghezze d'onda dipendenti dalla

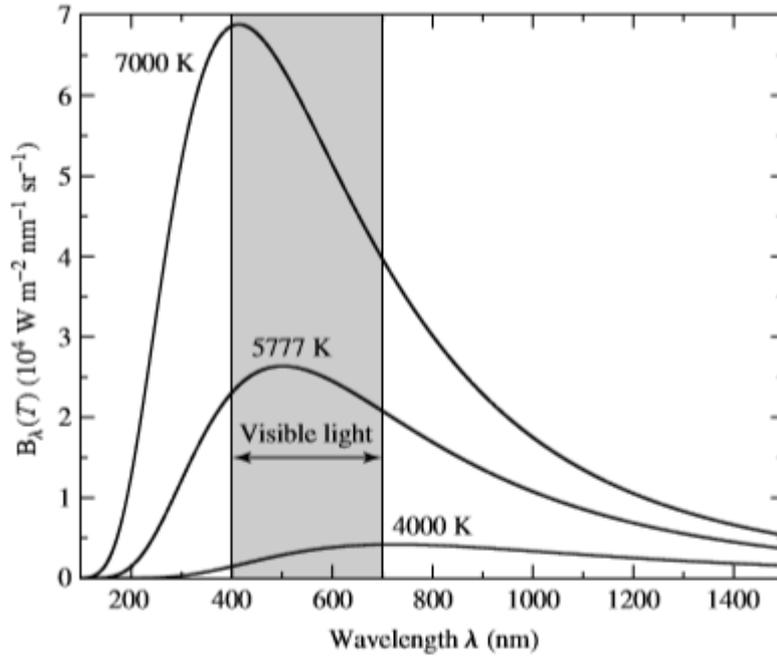


Figura 1.1: Spettro del corpo nero [Carroll and Ostlie, 2017]

temperatura del corpo nero stesso. Questa dipendenza è espressa dalla **legge di Wien**

$$\lambda_{max}T = 0.002897755 \text{ mK}. \quad (1.2)$$

La Fig.1.1, mostra inoltre, che all'aumentare della temperatura del corpo nero aumenta anche il quantitativo di energia irradiata su tutte le lunghezze d'onda. Questo comportamento obbedisce alla **legge di Stefan-Boltzmann**

$$L = A\sigma T^4 \quad (1.3)$$

dove, A è la superficie del corpo nero e $\sigma = 5.670400 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ è la costante di Stefan-Boltzmann. L'equazione (1.3) può essere scritta per una stella se, oltre all'approssimazione di corpo nero, la si consideri anche una sfera perfetta. Per cui si ha

$$L = 4\pi R^2\sigma T^4. \quad (1.4)$$

Le equazioni (1.2) e (1.3) furono ricavate in maniera del tutto sperimentale senza una solida teoria che potesse giustificare il comportamento della radiazione del corpo nero. La trattazione rigorosa del corpo nero è dovuta a

Planck, il quale grazie ai principi della meccanica quantistica (quantizzazione dell'energia), riuscì a ottenere la relazione

$$B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} = I(\lambda, T) \quad (1.5)$$

dove $h = 6.62606876 \times 10^{-34}$ Js è la costante di Planck, $c = 299792458$ $m s^{-1}$ la velocità della luce, $k = 1.380649$ JK^{-1} la costante di Boltzmann, T la temperatura assoluta e λ la lunghezza d'onda della radiazione. L'equazione (1.5) è conosciuta come **funzione di Planck** per il corpo nero ed esprime l'intensità della radiazione di questo.

In coordinate angolari l'equazione (1.5) è espressa

$$B_\lambda d\lambda dA \cos\theta d\Omega = B_\lambda d\lambda dA \cos\theta \sin\theta d\theta d\phi \quad (1.6)$$

che esprime la quantità di energia per unità di tempo associata alla radiazione di corpo nero, tra λ e $\lambda + d\lambda$, in un angolo solido $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$. Il legame tra l'equazione di Stefan-Boltzmann (1.49) e l'equazione di Planck (1.5) si realizza nell'uguaglianza

$$\int_0^\infty B_\lambda d\lambda = \frac{\sigma T^4}{\pi}. \quad (1.7)$$

1.2.3 Temperatura e classificazione stellare

Le considerazioni in merito al corpo nero permettono quindi di calcolare la temperatura della Stella sfruttando l'equazione (1.2). Infatti osservando lo spettro di una stella, potendo determinare il picco nell'emissione spettrale, tramite la legge di Wien ne si può calcolare la temperatura superficiale. Questa temperatura è quella effettiva e in particolare è la temperatura della regione più esterna della stella, la fotosfera. Prende questo nome poiché i fotoni possono essere liberati senza interazioni con alte particelle, mentre le zone più interne della stella risulteranno essere opache e per poterle studiare si dovranno considerare particelle molto meno interagenti, come i neutrini.

Un altro metodo per determinare la temperatura stellare consiste nello studio delle linee d'assorbimento dello spettro: le linee di assorbimento di un gas ad esempio, dipendono dalla temperatura del gas e sono dovute all'emissione di fotoni che vengono liberati quando un elettrone allo stato eccitato ritorna in uno stato stabile.

La temperatura della stella è fondamentale anche perché permette di realizzare una classificazione ben precisa della popolazione spettrale. La classificazione ufficiale per le stelle deriva dal modello di Harvard. Tale modello

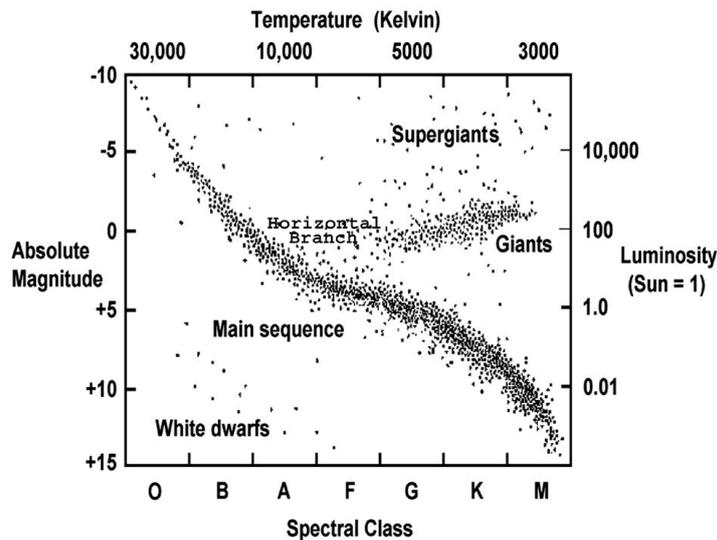


Figura 1.2: Diagramma Hertzsprung-Russell. Fonte: NASA

mette in relazione la Temperatura effettiva delle stelle in ordine decrescente con la scala letterale O, B, F, G, K, M. Quindi per la classificazione di Harvard le stelle più calde saranno di tipo O con temperature maggiori di 32000 gradi Kelvin, le più fredde saranno le stelle di tipo M, con temperature inferiori ai 3770 gradi Kelvin.

La legge di Wien (1.2) permette inoltre, di associare alla temperatura stellare anche un indice di colore. Per cui le stelle di tipo O avranno uno spettro che va verso l'ultravioletto, mentre le stelle di tipo M uno spettro spostato nell'infrarosso.

1.2.4 Il diagramma Hertzsprung-Russell

Il diagramma di Hertzsprung-Russell (Fig. 1.2) esprime l'andamento della temperatura effettiva stellare in funzione della luminosità o della magnitudine assoluta.

Il diagramma è costituito da una fascia centrale in cui si concentrano la maggior parte delle stelle, **la sequenza principale**. Salendo dal basso verso l'alto lungo la sequenza principale, aumenta la luminosità delle stelle. Poiché la luminosità dipende dalla temperatura e dalle dimensioni della stella, la sequenza principale, allora, è anche un indicatore delle dimensioni stellari e quindi della massa stellare. Perciò, in basso a destra avremo le stelle più piccole e fredde, in genere stelle di tipo M, e in alto stelle più grandi e massive.

Le stelle della sequenza principale sono le candidate ideali per la ricerca di esopianeti abitabili poiché restano stabili per lunghi periodi temporali.

Si stima che sulla Terra la vita sia comparsa in un arco temporale che va dai 4.4 miliardi di anni fa quando l'acqua liquida è iniziata a comparire sulla superficie terrestre ([Wilde et al., 2001]), ai 2.7 miliardi di anni fa quando la prima incontrovertibile evidenza della vita è stata verificata dall'analisi degli isotopi stabili ([Hayes and Waldbauer, 2006]) e dei biomarcatori molecolari che mostrano l'attività di fotosintesi ([Cavalier-Smith et al., 2006]).

Questo risultato se paragonato con l'età dell'universo 13.72 ± 0.12 miliardi di anni [Hinshaw et al., 2009], ci da una proporzione del tempo necessario alla formazione delle prime forme di vita e del tempo necessario affinché essa si possa evolvere in forme di più alto livello.

1.3 Gli esopianeti

Un pianeta extrasolare, o esopianeta, è un pianeta che orbita attorno a una stella diversa dal Sole. Lo studio accurato di questo tipo di corpo celeste necessita la conoscenza delle caratteristiche della stella ospite, che vengono determinate principalmente per via spettroscopica.

Il primo passo per lo studio degli esopianeti è la loro rivelazione. Questi corpi essendo "freddi", ovvero non dotati di una luminosità propria, al più sono capaci di riflettere parte della luce proveniente dalla stella attorno la quale orbitano, per cui rilevare la loro presenza è una sfida tecnologica notevole.

1.3.1 Metodi di rivelazione

Le misurazioni compiute per osservare un esopianeta sono principalmente misure indirette, ovvero ottenute dalla misurazioni di grandezze relative alla stella madre.

Esistono molteplici tecniche di rivelazione. La più diretta è detta **direct imaging** la quale consiste nella misurazione diretta della luce stellare riflessa dall'esopianeta. Questa tecnica può essere utilizzata solo nel caso in cui il bagliore della stella madre non renda impossibile rilevare la luce riflessa dal pianeta. È un metodo quindi utilizzabile nel caso in cui il pianeta sia molto distante dalla stella e necessita di appositi filtri per l'apparato di misurazione.

Il metodo delle **velocità radiali** è un metodo di rivelazione indiretta del pianeta che sfrutta l'interazione gravitazionale tra stella e pianeta. Infatti la stella compierà anche essa dei moti rispetto al centro di massa del sistema per via dell'effetto gravitazionale del pianeta. La presenza di questi

moti per la stella indica quindi la presenza di un pianeta e possono essere rivelati osservando lo spettro stellare. Quando la stella infatti si allontanerà dall'osservatore si potrà osservare uno spostamento verso il rosso dello spettro stellare, quando si avvicinerà all'osservatore uno spostamento verso il blu. Questo fatto è una conseguenza dell'effetto Doppler che può essere quantificato in uno spostamento nelle linee spettrali di

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} \sin i = \frac{1}{c} \frac{2\pi r_s}{P} \sin i \quad (1.8)$$

dove r_s è la distanza della stella dal centro di massa, i è l'inclinazione del piano orbitale e P è il periodo di rivoluzione del Pianeta. Sfruttando le leggi di Keplero si può conoscere il semiasse maggiore dell'orbita e supponendo nota la massa della stella si può allora calcolare la massa del pianeta dalla relazione

$$r_s = a \frac{M_P}{M_* + M_P} \quad (1.9)$$

con M_* e M_P massa della stella e massa planetaria rispettivamente.

Un altro importante metodo di rivelazione per gli Esopianeti è costituito dal **microlensing gravitazionale**. Il fenomeno della lente gravitazionale è stato previsto da Einstein nel 1936 [Einstein, 1936], e si realizza quando sul cammino ottico di una fonte di luce si interpone una grande massa capace di deviare il raggio luminoso per effetto della gravità. Nel caso in cui osservatore, corpo massivo e fonte di luce sono allineati, l'osservatore vedrà la luce della fonte essere deviata ai lati del corpo massivo formando ad esempio una croce. In linea di principio questo fenomeno può essere studiato anche quando la stella che si interpone tra osservatore e fonte di luce, possiede un pianeta, in tal caso il contributo nella deviazione della luce da parte del pianeta è rilevabile e permette di accertarne la presenza. Questa metodologia di rivelazione è conosciuta come microlensing gravitazionale e fu per la prima volta ipotizzata da [Covone et al., 1999].

In linea teorica è possibile determinare la presenza di uno o più pianeti anche attorno a stelle di neutroni che abbiano caratteristiche di periodicità come le pulsar. Infatti le pulsar sono stelle di neutroni estremamente dense e con momenti angolari elevatissimi dovuti al collasso di supernove. Queste generano campi elettromagnetici molto intensi che si presentano all'osservazione come impulsi. Questi impulsi sono estremamente regolari e costanti nell'intensità, perciò una variazione nella loro variazione può essere attribuita alla presenza di un pianeta. Questo metodo di rivelazione è chiamato **pulsar timing**.

Il metodo di rivelazione più di successo è il metodo dei **transiti fotometrici**. Il metodo si basa sull'osservazione delle diminuzioni periodiche del flusso stellare, dovute al passaggio di un pianeta lungo la linea visuale. La variazione del flusso luminoso proveniente dalla stella, si verifica essere proporzionale al rapporto dei raggi stellare e planetario in base alla relazione

$$\Delta f \approx \left(\frac{R_P^2}{R_*^2} \right). \quad (1.10)$$

Dalla relazione possono essere determinate le dimensioni relative del pianeta rispetto alla stella, l'orbita e la distanza tra i due oggetti. Come si osserva dall'equazione (1.10) la variazione del flusso è tanto maggiore, e quindi più facilmente rilevabile, quanto minore è la differenza tra le dimensioni della stella e del pianeta. Per cui un pianeta delle dimensioni della Terra risulterà più facilmente rivelabile se orbita attorno a una Stella di tipo M che a una di tipo G come il Sole stesso. Il metodo ha tuttavia dei limiti di applicabilità. Primo su tutti il fatto che per essere osservato un transito, il piano orbitale del pianeta deve essere più o meno allineato con il piano visuale dell'osservatore e in secondo luogo lo studio dei flussi luminosi è soggetto a molte interferenze luminose dell'ambiente che si tramutano in rumore per il segnale.

Esistono ancora altri metodi per la rivelazione di pianeti ovvero per astrometria, modulazione della luminosità orbitale o tramite lo studio dei dischi circumstellari o protoplanetari, ma restano metodologie meno utilizzate. In Fig. (1.3) possiamo vedere il totale degli esopianeti scoperti in relazione al metodo utilizzato per la scoperta.

1.3.2 I telescopi Kepler e TESS

La missione Kepler è una missione spaziale della NASA parte del programma Discovery, il cui scopo è la ricerca e conferma di pianeti simili alla Terra in orbita attorno a stelle diverse dal Sole, tramite l'utilizzo del telescopio spaziale Kepler. Il veicolo spaziale, chiamato in onore dell'astronomo tedesco del diciassettesimo secolo Johannes Kepler, è stato lanciato con successo il 7 marzo 2009. Il campo visivo di Kepler copre 115 gradi quadrati, circa lo 0.28% della volta celeste. Il fotometro punta il suo campo visivo verso le costellazioni del Cigno, della Lira e del Dragone, lontane dal piano dell'eclittica, così che la luce del Sole non entra mai nel fotometro durante la sua orbita e riuscendo a studiare sistemi stellari distanti fino ai 3000 anni luce. Il telescopio Kepler sfrutta come metodo di rivelazione quello dei transiti tramite i quali riesce a conoscere le principali caratteristiche del sistema in esame. Al 30 ottobre 2018 un comunicato della NASA conferma che il carburante del satellite è

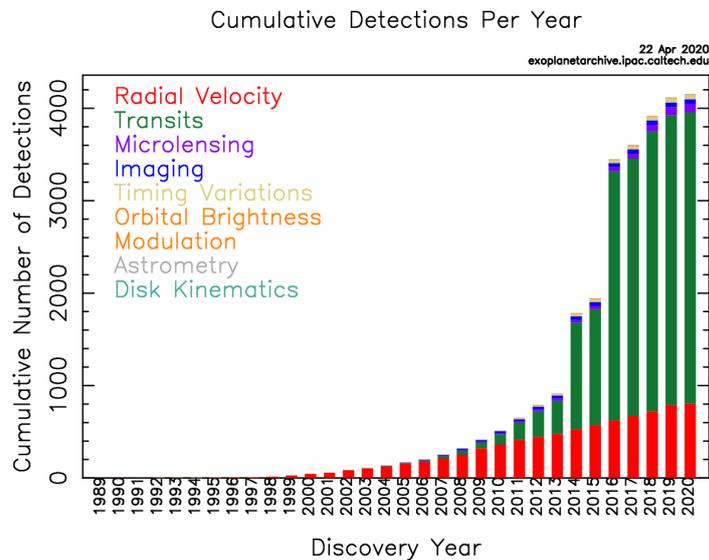


Figura 1.3: Istogramma relativo al numero di esopianeti scoperti per anno, in relazione al metodo utilizzato per la scoperta. Fonte: Nasa's Exoplanet archive

esaurito e quindi la missione è terminata, a quella data sono stati confermati 2342 esopianeti scoperti dalla missione Kepler.

Attualmente tra tutti i progetti spaziali per la scoperta di Esopianeti, il progetto TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite) della NASA è forse quello dal potenziale più alto. Questo telescopio orbitante ha la capacità di poter osservare l'intera volta celeste e di poter analizzare i sistemi stellari che si trovano entro i 200 parsec dalla Terra (circa 600 ly). In particolare i candidati ideali per TESS sono quei sistemi aventi stelle di piccola massa per sfruttare al massimo la profondità ottica del transito. È un telescopio quindi che esplora lo spazio vicino al nostro sistema solare ma dal suo funzionamento ha già prodotto risultati straordinari, come la scoperta dell' esopianeta in teoria abitabile, più vicino alla Terra sin ora scoperto Toi-700d. Attualmente ha già prodotto un numero elevatissimo di dati, ad oggi 101.077.422 curve di luce. Le curve di luce sono dei grafici del flusso stellare in relazione a un dato intervallo temporale. Dallo studio di questi grafici si può osservare se sono presenti periodicità nella diminuzione del flusso stellare attribuibile alla presenza di Esopianeti.

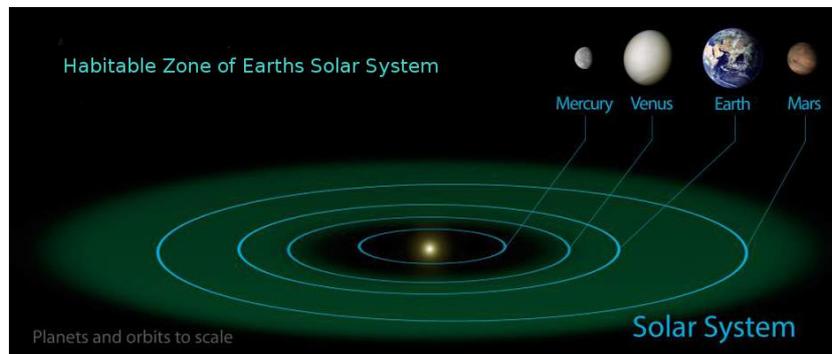


Figura 1.4: Zona abitabile del sistema Solare. Fonte: NASA.

1.4 La zona abitabile

La **zona abitabile circumstellare** (CHZ circumstellar habitable zone) o più semplicemente **zona abitabile** (HZ habitable zone) è l'intervallo di possibili orbite, attribuibili a un pianeta orbitante una data stella, per le quali in date condizioni di pressione è possibile trovare sulla superficie planetaria acqua allo stato liquido [Kasting et al., 1993]. Il verificarsi di questa circostanza, dipende da una molteplicità di fattori, sopra su tutti il flusso radiante proveniente dalla stella. Infatti come si evince dall'inverse square law (1.1) la quantità di energia radiativa proveniente da una stella dipende dal quadrato della distanza. Allora pianeti vicini a una data stella riceveranno più energia rispetto a quelli lontani; questo fatto si tramuta in un aumento della temperatura superficiale planetaria dovuto al maggior quantitativo di energia radiativa ceduta al pianeta. Basti pensare alla temperatura superficiale di Mercurio nelle ore diurne (circa 700K) e a quella di Marte (circa 261K) (entrambi pianeti non dotati di atmosfera).

Non tutta l'energia proveniente dalla stella viene tuttavia assorbita: la superficie planetaria o l'atmosfera se presente possono a seconda della loro composizione riflettere o deviare parte della radiazione. Tale caratteristica è conosciuta come **albedo**. Di seguito quando parleremo di albedo faremo riferimento in particolare all'**albedo di Bond** definito come la frazione di potenza di tutta la radiazione elettromagnetica incidente su un corpo celeste che viene riflessa nello spazio.

Un altro fattore che incide sul calcolo della HZ è la presenza o meno di atmosfera planetaria e, se presente, come essa è composta. Lo studio delle atmosfere è un processo molto complicato poiché intervengono molteplici fenomeni: assorbimento della radiazione da parte dell'atmosfera, riemissione di radiazione da parte delle molecole eccitate dell'atmosfera stes-

sa, assorbimento della radiazione riflessa dalla superficie planetaria e via discorrendo.

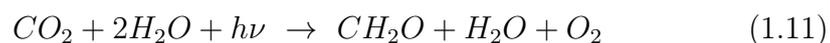
Per il calcolo della HZ l'effetto relativo all'atmosfera che più incide sulla temperatura superficiale è l'**effetto greenhouse** o meglio conosciuto come **effetto serra**.

Questo fenomeno si realizza in un aumento della temperatura superficiale nel momento in cui l'atmosfera riemette parte della radiazione riflessa dalla superficie planetaria verso la superficie stessa. Questo fenomeno è dovuto principalmente alla composizione chimica dell'atmosfera e alla presenza o meno di gas serra. L'ultimo fattore che determina la temperatura superficiale, è la caratteristica da parte del pianeta di trasmettere l'energia ricevuta dal lato diurno all'intero pianeta. Questo fenomeno di **riciclo** dell'energia avviene in primo luogo se il pianeta ruota su un asse, per cui c'è alternanza giorno notte, in secondo luogo se esistono atmosfera e oceani che favoriscono la redistribuzione dell'energia ricevuta sull'intero pianeta.

1.5 La fotosintesi

L'importanza del processo della fotosintesi per la ricerca di forme di vita superiori è già stata discussa nella Sezione 1.1. La fotosintesi clorofilliana è un processo chimico per mezzo del quale le piante verdi e altri organismi producono sostanze organiche, principalmente carboidrati, a partire dal primo reagente, l'anidride carbonica atmosferica e l'acqua metabolica, in presenza di luce solare [Smith et al., 1998].

La reazione stechiometrica di questo processo è la seguente



dove $h\nu$ rappresenta l'energia associata ai fotoni necessaria a innescare il processo di fotosintesi. Infatti il processo di fotosintesi non avviene per qualsiasi forma di radiazione luminosa ma, solamente per quella che viene chiamata **PAR photosynthetic active radiation** o radiazione fotosintetica attiva [Field et al., 1998], definita come la porzione di radiazione luminosa (o fotoni) compresa tra i $400nm$ e $700nm$ [Blankenship and Chen, 2013] e per la quale una forma di vita fotosintetica può realizzare la fotosintesi clorofilliana. In Fig. 1.5 possiamo osservare lo spettro di assorbimento delle due molecole principali di clorofilla, la clorofilla a e la clorofilla b e notiamo come esso presenti dei picchi di assorbimento a fissate lunghezze d'onda e non per l'intero spettro.

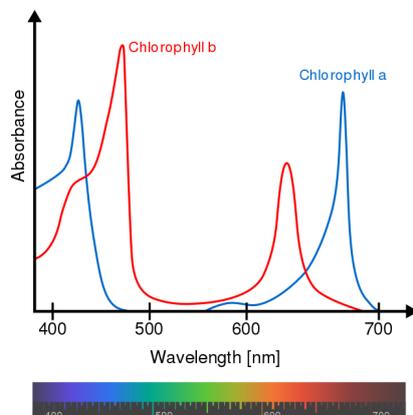
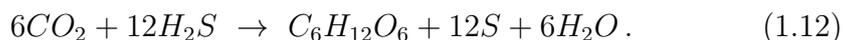


Figura 1.5: Spettro di assorbimento della clorofilla a (blu) e b (rosso) in un solvente.

Il processo di fotosintesi è un processo biologicamente molto complicato poiché sfrutta molteplici strutture biologiche e molecole complesse, difficili da studiare con l'approccio della fisica molecolare.

Esistono diverse forme di fotosintesi. La principale è più diffusa sulla Terra è la **fotosintesi ossigenica** che è espressa dall'equazione (1.11). Fra gli organismi procarioti autotrofi come alcune specie di batteri autotrofi, l'idrogeno per la fotosintesi, non proviene dall'acqua ma dall'acido solfidrico, che nella fotosintesi viene ossidato a zolfo elementare (S8)



Questo tipo di fotosintesi è detta **anossigenica**.

Tornando alla fotosintesi ossigenica, volendo semplificare molto e senza entrare troppo nello specifico, avviene all'interno di strutture organiche chiamate **cloroplasti**. All'interno dei cloroplasti si trovano poi altre macromolecole chiamate i **tilacoidi** e all'interno di quest'ultime, le molecole di **clorofilla**, le quali si ritengono responsabili del processo di assorbimento della radiazione.

In Fig. 1.6 può essere apprezzata la complessità della fotosintesi qui mostrata solo nella parte della reazione luce dipendente.

La clorofilla è quindi la molecola capace di assorbire l'energia luminosa e di trasferirla a i centri di reazione dove avviene la reazione di sintesi dell'anidride carbonica in ossigeno. Alcune teorie moderne propongono che

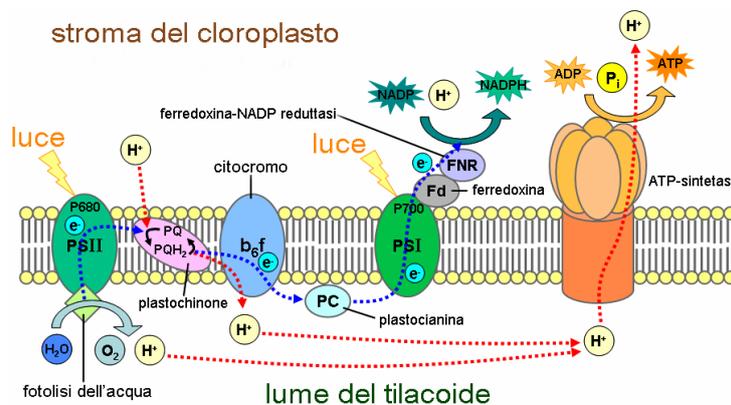


Figura 1.6: Le reazioni della fase luce dipendente della fotosintesi clorofilliana.

l'assorbimento della radiazione da parte della molecola di clorofilla avvenga tramite il concetto di **exciton** [Müh and Renger, 2014]. Questo concetto si basa sul fatto che l'energia dei fotoni può essere immagazzinata in parte dalla clorofilla tramite la generazione di una coppia exciton - lacuna di energia uguale e opposta e in parte viene ceduta alla molecola sotto forma di agitazione molecolare. Il vantaggio di questo concetto è che permetterebbe di giustificare il passaggio dell'energia dalle clorofilla al centro di reazione dove viene realizzata la reazione (1.11).

Una considerazione va fatta anche in merito alla composizione chimica delle molecole di clorofilla.

In Fig. 1.7 è mostrata la clorofilla di tipo a, oltre ad essa esistono altre 4 tipi di molecole di clorofilla in grado di realizzare la fotosintesi le quali hanno tutte la stessa struttura del corpo centrale, e poi hanno caratteristiche diverse nella struttura del fitolo (coda) o per la presenza di diversi atomi sull'esterno dell'anello porfirinico (testa). La struttura centrale dell'anello porfirinico, costituita da 4 atomi di azoto e uno di magnesio è sempre la stessa per tutte le 5 molecole. Questa struttura ricorsiva in tutte le molecole di clorofilla fa pensare che sia fondamentale per il processo di fotosintesi. Tuttavia l'azoto e il magnesio, di cui è composto l'anello porfirinico, sono elementi che si trovano in quantità molto rare nell'universo ([Croswell, 1996]). Basti pensare che il magnesio è presente in 580 parti per milione. Se questi elementi sono così importanti per la struttura stessa degli organismi fotosintetici, allora nel tentativo di ricerca di vita extraterrestre bisognerà porre lo sguardo nei luoghi dell'universo in cui questi elementi sono più abbondanti. Con questi presupposti può essere definita una **galactic habitable zone** (GHZ) o zona

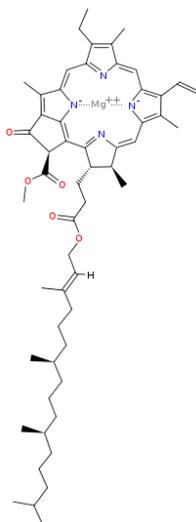


Figura 1.7: Struttura molecolare della clorofilla ti tipo a.

di abitabilità galattica [Gonzalez et al., 2001] come la zona vicina al nucleo galattico in cui la presenza di elementi pesanti è più abbondante.

1.6 Obiettivo della tesi

L'obiettivo di questa tesi è quello di elaborare una teoria che possa determinare la presenza su un dato pianeta di forme di vita fotosintetiche come punto di partenza per la ricerca di forme di vita più evolute. Questo intento è mosso anche dal fatto che oggi giorno i due telescopi al momento dedicati principalmente alla scoperta degli esopianeti, hanno l'onere di identificare tutti i possibili candidati pianeti da dover studiare in maniera più accurata nel futuro. In particolare questi candidati saranno poi gli oggetti della analisi del telescopio JWST¹. Questo telescopio avrà la potenzialità di poter studiare le atmosfere planetarie e quindi di poter cercare **biotracce** (biosignature)² di forme di vita. Come già osservato nella Sezione 1.5 la fotosintesi clorofilliana produce ossigeno e in particolare ne produce in grande quantità. La presenza di ossigeno nell'atmosfera planetaria sono una firma quasi certa della presenza di forme di vita fotosintetiche. Basti pensare che nella storia

¹Il James Webb Space Telescope è un telescopio spaziale per l'astronomia a raggi infrarossi. Progettato dalla collaborazione NASA/ESA/CSA sarà mandato in orbita nel marzo del 2021

²Una biotraccia è qualsiasi sostanza, come una molecola un elemento o un isotopo, o fenomeno che fornisce l'evidenza scientifica di vita presente o passata

della Terra l'atmosfera non ha mai presentato tracce di ossigeno. A partire dalla comparsa delle prime forme di vita vegetale la concentrazione di ossigeno nell'atmosfera è aumentata sempre di più fino ai valori attuali, ovvero il 20,946 % della composizione chimica atmosferica [Holland, 2006]. Per tale motivo la presenza di ossigeno molecolare O_2 o di molecole di ozono O_3 che ne sono un prodotto fotochimico, è una delle biotracce più evidenti di vita fotosintetica [Schwieterman et al., 2018].

Poter capire allora quali esopianeti, tra i tanti scoperti e da scoprire, possono avere le condizioni migliori per la fotosintesi, o possano mostrare biotracce evidenti è uno degli scopi della tesi.

Capitolo 2

Sulla fotosintesi su esopianeti nella zona abitabile

In questo capitolo verrà affrontata la possibilità di poter determinare in via del tutto generale, le caratteristiche essenziali che deve possedere un pianeta per poter sostenere forme di vita che sfruttino la fotosintesi ossigenica. In particolare verrà prima determinata la relazione che permette di conoscere i confini della zona abitabile, poi si ricaveranno le relazioni utili a conoscere l'energia di cui dispone un pianeta per i processi fotosintetici tramite il calcolo di due grandezze **il flusso radiante fotosintetico e l'exergia**.

2.1 Modello ed ipotesi

Il modello sviluppato si baserà su alcune assunzioni di carattere generale. Il sistema che verrà studiato è costituito essenzialmente da due oggetti, la stella e il pianeta. La prima approssimazione è considerare questi due oggetti come due corpi neri, o più precisamente un corpo nero (il pianeta) immerso in un campo di radiazione di corpo nero (dovuto alla stella). Questa approssimazione non è accurata ma permette in linea di massima, lo studio dell'interazione radiativa tra i due corpi celesti. Questo tipo di approssimazione ci permetterà di determinare, inoltre, i confini della HZ, il flusso radiativo di PAR in arrivo sul pianeta e la relativa exergia nel momento in cui considereremo il pianeta non più un corpo nero ma un corpo grigio. I due corpi celesti, stella e pianeta, inoltre verranno assunti possedere tutte le caratteristiche canoniche di simmetria geometrica (sfere perfette) e di isotropia per le relative radiazioni emesse. Per quanto riguarda le caratteristiche planetarie, si considererà l'effetto di albedo e di riciclo dell'energia, ma non si faranno assunzioni a priori sul tipo di atmosfera planetaria. In particolare la presenza di atmosfere-

ra, potrà solo diminuire la disponibilità energetica radiativa poiché in ogni caso assorbe parte dell'energia luminosa. Allora non considerandola si otterrà direttamente il quantitativo massimo di energia disponibile alla fotosintesi.

2.2 Calcolo della zona abitabile

Il flusso luminoso proveniente da una stella, nell'ipotesi che un pianeta sia un corpo nero, sarà interamente assorbito da quest'ultimo e verrà riemesso dal pianeta stesso come radiazione di corpo nero. Quando si è raggiunto l'equilibrio termodinamico allora

$$F_{ass} = F_{em}. \quad (2.1)$$

dove F_{ass} è il flusso assorbito dal pianeta e F_{em} è quello riemesso. Non tutta l'energia radiativa in arrivo viene però assorbita, infatti parte della radiazione viene riflessa da parte della superficie o dall'atmosfera planetaria se presente, in accordo con il fenomeno dell'Albedo (sezione (1.3.2)). Per cui la (2.1) diviene

$$(1 - A_b)F_{ass} = F_{em}, \quad (2.2)$$

dove A_b è l'albedo del pianeta.

La relazione (2.2), tuttavia non tiene conto della geometria sferica del pianeta (Fig. 2.1). Infatti se il pianeta ha un'ottimale redistribuzione dell'energia dovuta a un'alternanza giorno-notte (moto di rotazione) e alla presenza di atmosfera o oceani, allora l'energia intercettata sarà in prima approssimazione riemessa dall'intera superficie planetaria come se l'intero pianeta avesse la stessa temperatura di corpo nero; se invece il pianeta rivolge sempre la stessa faccia alla stella allora solo quella faccia riemetterà grossomodo, l'energia assorbita.

Ipotizziamo di trovarci nel caso di redistribuzione totale dell'energia, allora il flusso relativo alla sezione planetaria $S = \pi r^2$, che è quello intercettato dal pianeta, sarà riemesso dall'intera superficie $A = 4\pi r^2$. L'equazione (2.2) diverrà

$$(1 - A_b) \frac{\pi r^2}{4\pi r^2} F_{ass} = (1 - A_b) \frac{1}{4} F_{ass} = F_{em}. \quad (2.3)$$

Sfruttando ora l'inverse square law (1.1), possiamo scrivere i flussi in funzione delle luminosità,

$$(1 - A_b) \frac{1}{4} \frac{L_s}{4\pi d^2} = \frac{L_p}{4\pi r^2} \quad (2.4)$$

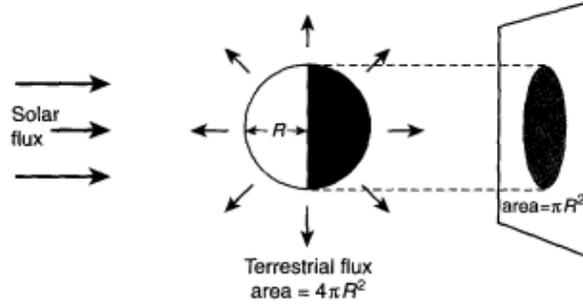


Figura 2.1: Schematizzazione della superficie terrestre investita dalla radiazione solare, [Taylor, 2005].

dove L_s è la luminosità della stella, L_p e r la luminosità e il raggio del pianeta e d la distanza stella-pianeta. Poiché entrambi i corpi celesti sono corpi neri, le luminosità relative possono essere espresse tramite l'equazione di Stephan-Boltzmann (1.2), per cui la (2.4) diviene

$$(1 - A_b) \frac{1}{4} \frac{4\pi R^2 \sigma T_s^4}{4\pi d^2} = \frac{4\pi r^2 \sigma T_p^4}{4\pi r^2} \quad (2.5)$$

ovvero

$$(1 - A_b) \frac{1}{4} \frac{R^2 T_s^4}{d^2} = T_p^4 \quad (2.6)$$

dove R è il raggio stellare, T_s è la temperatura effettiva della stella e T_p è la temperatura effettiva del pianeta. Riarrangiando i termini otteniamo allora

$$d = (1 - A_b)^{\frac{1}{2}} \frac{R_s}{2} \left(\frac{T_s}{T_p} \right)^2. \quad (2.7)$$

La relazione (2.7) esprime la distanza tra stella e pianeta e permette quindi di determinare i confini della zona abitabile circumstellare. Per ottenere perciò tali confini bisogna ricordare che per definizione di HZ i valori della temperatura planetaria dovranno variare tra i 273K e i 373K, ovvero tra i due valori della temperatura per cui l'acqua si trova allo stato liquido. L'Albedo dipenderà dal pianeta così come la temperatura effettiva T_s dalla stella. Fissati questi parametri, si può ottenere una buona stima dei confini della zona abitabile.

È possibile ora poter determinare in linea generale i confini della zona abitabile per le stelle della sequenza principale. Per poter fare ciò in riferi-

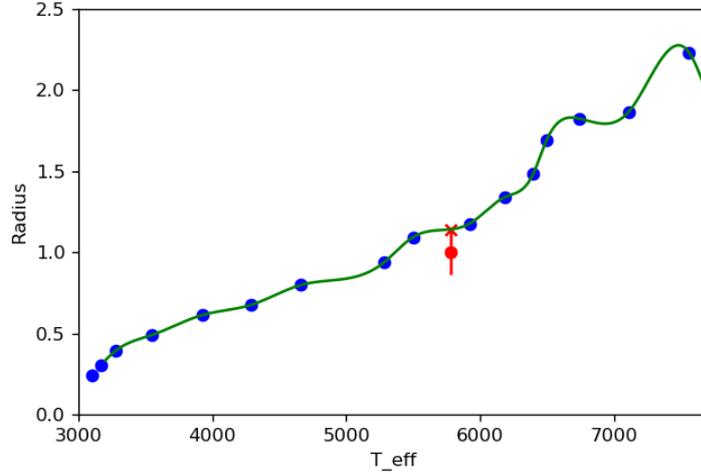


Figura 2.2: Funzione interpolante per la determinazione della relazione massa-raggio stellare. In rosso la posizione del Sole.

mento all'equazione (2.7), verrà utilizzato un valore d'albedo medio di 0.36 ottenuto realizzando una media tra i valori di Albedo tipici delle varie superfici planetarie (terra, oceano ,neve, ecc), un valore di T_p compreso tra i 273 K e i 373 K e per T_s i valori della temperatura effettiva stellare. L'unico parametro di cui non si può dire nulla a priori è il raggio stellare. Non esistono relazioni di validità generale che leghino in maniera esatta la temperatura stellare al raggio, perciò per ottenere una proporzione tra queste due grandezze è stato necessario studiare i parametri relativi a un gruppo di stelle di cui già si conoscevano tutte le grandezze. È stato scelto come catalogo di stelle , un catalogo di binarie separate i cui parametri sono stati calcolati da [Eker et al., 2018]. Successivamente si è realizzata una funzione interpolante (spiline) in un ambiente python per realizzare la proporzione tra massa e raggio stellare (Fig. 2.2).

Si osserva dalla Fig. 2.2 una leggera discrepanza della posizione del Sole dalla funzione interpolante. Ciò è dovuto non solo al fatto che stiamo considerando temperature effettive per le stelle e non reali, ma anche perché ogni stella ha una sua metallicità che ne cambia la composizione.

A questo punto è stato possibile realizzare un grafico che mostri la HZ in funzione della temperatura effettiva, per le stelle della sequenza principale (Fig. 2.3).

È da specificare che il grafico in figura è una sottostima in generale della HZ poiché non tiene conto delle atmosfere planetarie. In linea di massima

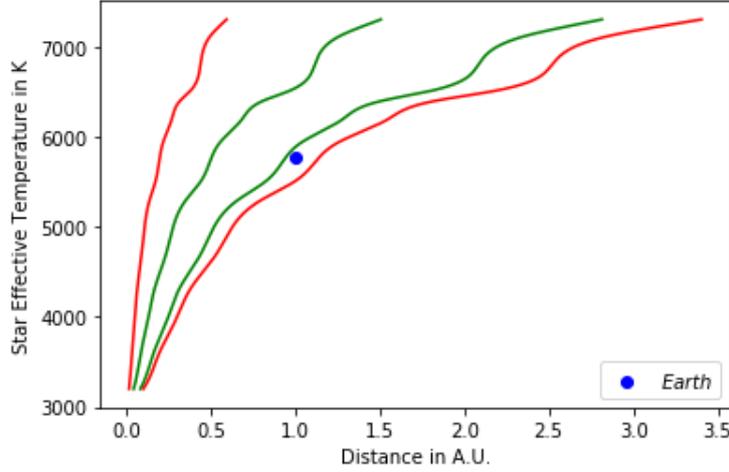


Figura 2.3: Confini della zona abitabile per pianeti di tipo M. Le linee verdi indicano i confini dell’HZ per valori medi dell’albedo. In rosso i confini considerando il valore massimo e minimo tra i valori tipici di albedo.

infatti per via del verificarsi dell’ effetto greenhouse, la presenza d’atmosfera tende a far aumentare la temperatura superficiale del pianeta e quindi le curve che determinano l’HZ sono spostate verso la posizione della stella. Inoltre la (Fig. 2.3) mostra un limite nella parte inferiore nella temperatura effettiva stellare. Questo è dovuto alla scelta del campione preso in esame per la determinazione della relazione temperatura-raggio. Poiché la maggior parte delle stelle della sequenza principale sono di tipo M (circa il 76.45% [Ledrew, 2001]), e dato che la maggior parte dei sistemi esplorati dal satellite TESS sono costituiti da stelle di tipo M, si è sentita l’esigenza di calcolare l’HZ anche per temperature effettive stellari comprese tra i 2700k e i 4100k. Per determinare il raggio stellare, è stata usata la relazione

$$R = 10.5440 - 33.7546X + 35.1909X^2 - 11.5928X^3, \quad (2.8)$$

dove $X = T/3500$ per la temperatura stellare T , seguendo l’equazione 4 del [Mann et al., 2015]. L’equazione (2.8) è inoltre valida solo all’interno dell’intervallo di temperature sopra specificato.

In (Fig. 2.4) possiamo osservare l’HZ per le stelle di tipo M. Il discorso fatto in merito alle atmosfere stellari può essere esteso anche a questa figura.

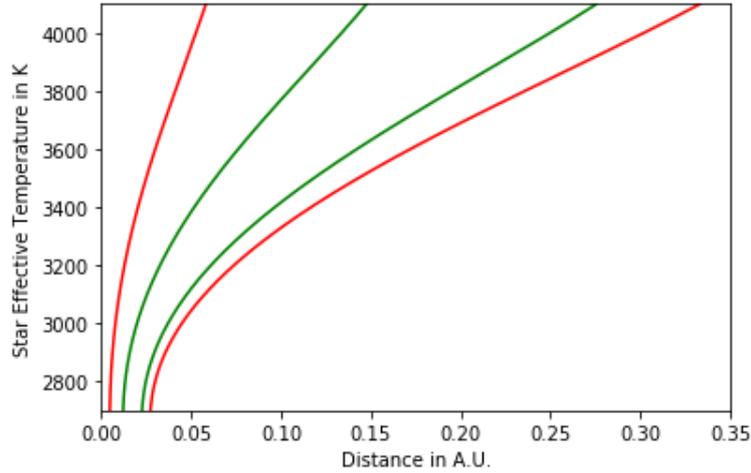


Figura 2.4: Confini della zona abitabile per pianeti di tipo M. Le linee verdi indicano i confini dell'HZ per valori medi dell'albedo. In rosso i confini considerando il valore massimo e minimo tra i valori tipici di albedo.

2.3 Flusso radiante per la fotosintesi

Nella ricerca della vita su altri pianeti, la possibilità di determinare un luogo in cui ci siano maggiori possibilità di trovare vita fotosintetica gioca un ruolo chiave. La vita fotosintetica dipende dalla luce, quindi, dalle stelle e dal loro spettro. Non tutta l'energia proveniente da una stella è "utile" per un processo fotosintetico, ma solo quella che rientra nel range della PAR. Per questo motivo conoscere l'energia necessaria alla fotosintesi in relazione alle caratteristiche di una stella è un problema di indubbio interesse. Consideriamo allora l'intensità della radiazione di un corpo nero fornita dalla **legge di Planck**

$$B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} = I(\lambda, T), \quad (2.9)$$

dove h è la costante di Planck, c la velocità della luce, k la costante di Boltzmann, T la temperatura assoluta e λ la lunghezza d'onda della radiazione. La relazione integrata su tutte le lunghezze d'onda e su tutti gli angoli solidi ci fornisce il **flusso radiante** o **irradianza** del corpo nero

$$q(T) = \int_0^\infty B(\lambda, T) d\lambda = \int_0^\infty \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} d\lambda = \sigma T^4. \quad (2.10)$$

Assumendo che la stella sia un corpo nero la relazione (2.10) fornisce la

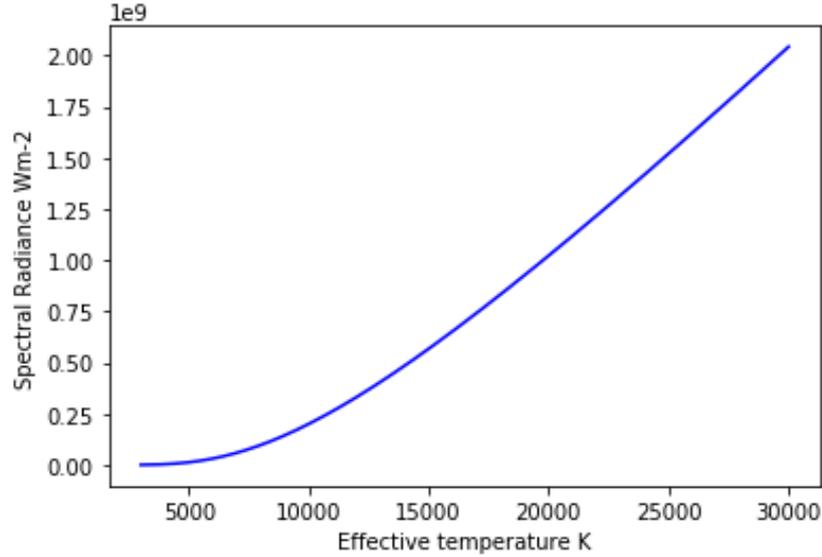


Figura 2.5: Flusso radiante per la PAR alla superficie stellare.

quantità di energia radiante emessa da quest'ultima.

Integrando la (2.10) nei limiti definiti dalla PAR otterremo il flusso radiante utile per la fotosintesi

$$q_p(T) = \int_{\lambda_{inf}}^{\lambda_{sup}} \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} d\lambda, \quad (2.11)$$

con $\lambda_{inf} = 400 \text{ nm}$ e $\lambda_{sup} = 700 \text{ nm}$. In Fig. 2.5 è mostrata la dipendenza di q_p dalla temperatura efficace di una stella in sequenza principale. Per il Sole si osserva un flusso pari a $6.316 \times 10^7 \text{ Wm}^{-2}$ [Carroll and Ostlie, 2017], mentre quello calcolato per la PAR è $2.301 \times 10^7 \text{ Wm}^{-2}$, che corrisponde al 36.43 % del totale.

Il flusso radiante è una misura della potenza irraggiata dalla superficie stellare misurata su quest'ultima. Per conoscere invece l'energia che sopraggiunge su un pianeta in orbita attorno a una stella, dobbiamo ragionare, in analogie alla Sezione (2.2), in termini di flussi energetici.

Quindi, il flusso radiante sul pianeta è pari al flusso nel range della PAR $q_p(T)$ moltiplicato per la superficie della stella, diviso la superficie di una sfera con raggio pari alla distanza stella-pianeta, ovvero

$$q_{pp}(T) = \left(\frac{R}{d}\right)^2 q_p(T) \quad (2.12)$$

Come già visto nella Sezione (2.2), parte della radiazione in arrivo sul pianeta viene riflessa per effetto dell'albedo e l'energia che viene assorbita viene ridistribuita a seconda alle caratteristiche planetarie. La relazione (2.12) diviene allora

$$q_{pp}(T) = (1 - A_B) \frac{1}{4} \frac{R^2}{d^2} q_p(T) \quad (2.13)$$

dove A_B è l'albedo di Bond, R il raggio stellare, d la distanza stella-pianeta e $q_p(T)$ è il flusso radiante per la fotosintesi. Qui nuovamente si è considerato una distribuzione dell'energia su tutto il pianeta.

Poiché stiamo cercando pianeti che possano essere abitabili e che possano sostenere vita fotosintetica, ha senso restringere il campo di ricerca a solo quei pianeti che si trovano nei confini della loro zona abitabile. Il termine d , distanza stella-pianeta, che compare nella (2.13) può essere allora sostituito con il valore della distanza che definisce i confini spaziali della HZ data dalla equazione (2.7) che definisce la quantità $d(T_s)$.

Inserendo la relazione (2.7) nell'equazione (2.13) otteniamo allora il flusso radiante nell'intervallo della PAR in arrivo su un pianeta nei confini della zona abitabile

$$Q_{pp}(T_e) = \frac{T_p^4}{T_e^4} q_p(T_e), \quad (2.14)$$

dove $Q_{pp}(T_e)$ è quindi il **flusso radiante per la fotosintesi**. La relazione (2.14) ci offre la possibilità di determinare l'input energetico nel range della PAR in arrivo su un pianeta nella HZ in funzione della T_e e, dunque, per le stelle di ogni classe spettrale.

L'andamento della curva in Fig. 2.6 è dovuto al fatto che, in accordo con la legge di corpo nero (2.11), l'aumento in energia irradiata $q_p(T_e)$ proporzionale a T_e è bilanciato da una potenza quarta della temperatura effettiva T_e^{-4} , che tende a far diminuire l'input energetico della PAR. Infatti all'aumentare della temperatura della stella, aumenta sia l'input energetico sia la distanza della fascia HZ, più distante dalla stella ospite. L'aumento di distanza tra stella e pianeta comporta a sua volta una diminuzione del flusso in arrivo su quest'ultimo. Allora, per basse temperature, tra i 3000K e i 6000-7000K l'input energetico in arrivo sul pianeta sarà crescente dopodiché tenderà a decrescere. Possiamo quindi dire che **la temperatura planetaria T_p è un indice della distanza del pianeta dalla stella** in relazione all' HZ.

La Fig. 2.6 ci fa comprendere due aspetti notevoli: il primo è che le stelle simili al sole, di tipo G, e quelle leggermente più calde, di tipo F, sono davvero i candidati ideali per la vita vegetale fotosintetica poiché dispongono del più alto input energetico nell'intervallo fotosintetico da offrire ai pianeti

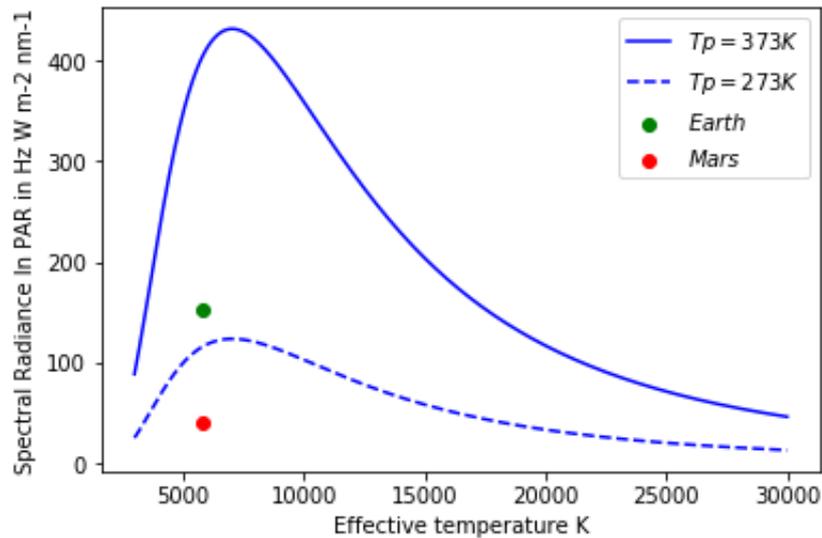


Figura 2.6: Flusso radiante della PAR in arrivo su un pianeta nei confini della propria zona abitabile, in funzione della temperatura effettiva della stella attorno alla quale orbita. In verde e in rosso sono mostrati i flussi nel range della fotosintesi in arrivo sulla Terra e su Marte rispettivamente.

che le orbitano attorno, infatti i pianeti del sistema solare si distribuiscono all'altezza del picco della curva, e in secondo luogo che le stelle di tipo M ($T < 3200K$) potrebbero possedere un'energia insufficiente a sostenere tali forme di vita. Le posizioni della Terra e di Marte sul grafico ci mostrano la frazione di energia della PAR che l'investe. È da notare come la temperatura superficiale del pianeta e quindi la distanza dalla stella influenzino il flusso che riceve il pianeta in relazione all'HZ. Per la Terra è stata utilizzata la temperatura superficiale media di $288K$ e per Marte la temperatura media di $210K$.

2.4 Il concetto di exergia

Nella sezione precedente abbiamo calcolato quanta energia una stella produce nell'intervallo della PAR per un pianeta nella HZ. In questa sezione calcoliamo la frazione dell'energia ricevuta sul pianeta trasformabile in lavoro. Per avere una stima di questo serbatoio di energia, introduciamo il concetto di **exergia**.

In termodinamica, l'exergia è **la quantità massima di lavoro che può**

essere prodotto in un dato ambiente, durante un processo che porta il sistema in equilibrio con un serbatoio di calore, massimizzando l'entropia [Bejan, 2016]. Quando il sistema e l'ambiente circostante sono all'equilibrio, l'exergia è nulla. Il termine fu coniato nel 1956 da Zoran Rant, dal greco "ex" ed "ergon", ossia "dal lavoro". Tuttavia il concetto fu introdotto da Gibbs nel 1873.

L'exergia è costante nei processi reversibili e diminuisce nei processi irreversibili. Questa distruzione è proporzionale all'aumento dell'entropia del sistema insieme all'ambiente circostante. Si può mostrare che in un processo isoteramico, exergia ed energia sono termini intercambiabili.

Per un sistema termodinamico, il secondo principio della termodinamica può essere espresso equivalentemente in termini dell'entropia o della exergia:

$$\frac{dE_x}{dt} \leq 0 \text{ è equivalente a } \frac{dS_{tot}}{dt} \geq 0. \quad (2.15)$$

La relazione fra exergia ed entropia è:

$$E_x = T_0 (S_{tot} - S'_{tot}), \quad (2.16)$$

dove T_0 è la temperatura dell'ambiente, S_{tot} e S'_{tot} sono rispettivamente l'entropia totale all'equilibrio e ad una piccola deviazione da questo, di tutto il sistema come combinazione di un dato sistema e un ambiente locale [Jørgensen, 2001].

Esplicitamente allora, l'exergia è data dalla seguente relazione:

$$E_x = U_0 + PV_0 - T_0 S_{tot} - \sum_i \mu_{i,0} M_i, \quad (2.17)$$

dove U_0 è l'energia interna del sistema P è la pressione dell'ambiente, V_0 è il volume del sistema, $\mu_{i,0}$ è il potenziale chimico dell'ambiente per una data specie chimica nel sistema e M_i sono le moli presenti della data specie.

2.5 Bilancio di exergia per la Terra

È interessante considerare la Terra come sistema termodinamico nel contesto cosmico, vedi pure [Chen, 2005]. Consideriamo la Terra come un sistema termodinamico stazionario il cui scambio energetico avviene tramite scambio di radiazioni termiche con il Sole ed il CMB¹.

¹La CMB o cosmic microwave background è la radiazione cosmica di fondo attribuibile all'evento del Big Bang, la temperatura di questa radiazione ad oggi si attesta $T_{CMB} = 2.7255$ [Ryden, 2017]

La differenza termodinamica tra la radiazione solare e la radiazione cosmica di fondo determina un flusso di exergia cosmica, di cui una piccolissima frazione viene intercettata dal pianeta Terra, utilizzata per sostenere il sistema biologico terrestre.

La radiazione cosmica di fondo ha exergia nulla [Chen, 2005]: infatti non permette di produrre alcun lavoro utile.

In altre parole, possiamo dire che la Terra riceve energia di alta qualità e restituisce al cosmo energia di bassa qualità. È il contrasto nella qualità dell'energia piuttosto che nella quantità di energia che fornisce alla terra una risorsa di exergia per guidare e sostenere il sistema irreversibile.

2.6 Exergia della radiazione di corpo nero

L'exergia può essere calcolata per un campo di radiazione di corpo nero come quello da noi usato per trattare le stelle.

Consideriamo nuovamente il nostro sistema pianeta-stella come un corpo nero immerso in un campo di radiazione di un altro corpo nero. Consideriamo un flusso di corpo nero che fluisce in un metro quadro dA di un secondo corpo nero a temperatura $T - dT$.

Questo corpo nero deve necessariamente emettere dalla stessa superficie e in un certo periodo temporale un flusso di energia $L^0(T) - L^0(T - dT)d^2A$. Il guadagno netto di energia al secondo è proporzionale a $L^0(T) - L^0(T - dT)$:

$$dQ = \frac{4\sigma T^3}{\pi} dT \text{ (} Wm^{-2}sr \text{)} \quad (2.18)$$

dQ può essere riconvertita ottimamente in lavoro da una macchina termica reversibile operante tra $T - dT$ e T_0 dove T_0 è la temperatura dell'ambiente (Fig. 2.7), con un'efficienza

$$\eta = 1 - \frac{T_0}{T - dT}, \quad (2.19)$$

ossia l'efficienza di Carnot. Il lavoro prodotto nell'unità di tempo allora è

$$dW = dQ \left(1 - \frac{T_0}{T - dT} \right) = \frac{4\sigma}{\pi} \left(1 - \frac{T_0}{T - dT} \right) T^3 dT, \quad (2.20)$$

misurata in $Wm^{-2}sr$. Il flusso riemesso dal corpo nero può essere a sua volta assorbito da un altro corpo nero a temperatura $T - 2dT$, e il processo è ripetuto fin a quando la temperatura del corpo nero, e quindi della radiazione raggiunge T_0 , il limite nel quale dQ non può più essere convertito in lavoro.

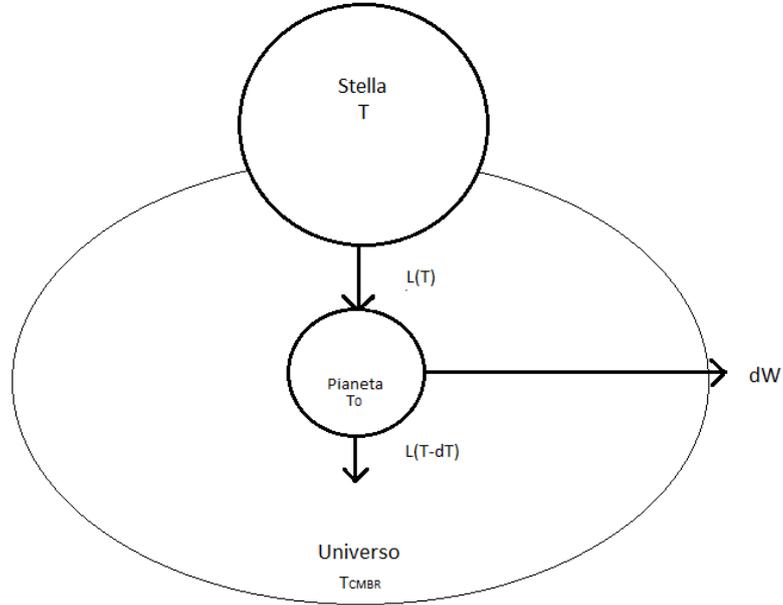


Figura 2.7: Trasformazione reversibile completa della radiazione, che fornisce il lavoro ottimale, cioè l'exergia.

Il lavoro totale è ottenuto sommando sull'intero processo [Candau, 2003]

$$W = \frac{4\sigma}{\pi} \int_{T_0}^T \left(1 - \frac{T_0}{\theta}\right) \theta^3 d\theta = \frac{\sigma}{\pi} \left(T^4 - \frac{4}{3}T_0T^3 + \frac{1}{3}T_0^4\right) \quad (2.21)$$

La trasformazione di cui sopra è chiaramente reversibile; questo lavoro è l'ammontare massimo che può essere estratto dalla radiazione sopraggiungente, cioè l'exergia della radiazione. Eguagliando la perdita di entropia della radiazione e il guadagno di entropia dell'ambiente attraverso il rilascio di calore dalla macchina termica, otteniamo

$$\delta S_{\text{env}} = \int \frac{dQ'}{T_0} d\theta = \frac{4\sigma}{\pi} \frac{1}{T_0} \int_{T_0}^T \theta^3 d\theta = \frac{4\sigma}{3\pi} (T^3 - T_0^3) \quad (2.22)$$

ossia, l'entropia della radiazione di un corpo nero a temperatura T . Questa equazione è coerente con l'espressione termodinamica statistica dell'entropia di radiazione d'equilibrio di un corpo nero [Planck, 1966]. Questo discorso è valido anche per $T < T_0$ basti considerare la quantità dT negativa così da

ottenere un valore di W positivo. Possiamo definire l'efficienza ottimale per la conversione di radiazione in lavoro [Candau, 2003].

$$\eta = \frac{W}{\frac{\sigma T^4}{\pi}} = 1 - \frac{4T_0}{3T} + \frac{1}{3} \left(\frac{T_0}{T} \right)^4. \quad (2.23)$$

L'efficienza è sempre positiva e minore di 1 per $T > T_0$; si annulla per $T = T_0$. Notiamo anche che la differenza tra la (2.23) e l'efficienza di Carnot implica che l'emissione di radiazione dalla sorgente a temperatura T è un processo irreversibile: qui infatti è stata considerata la reversibilità in relazione alla radiazione stessa, non alla sorgente. Secondo questo approccio allora, la trasmissione di energia radiativa di un corpo nero verso un altro, è dal punto di vista termodinamico, mediata da infiniti corpi neri ideali non reali, a temperature decrescenti ma costanti (termostati), che agiscono come macchine termiche sulla radiazione: da un lato assorbono una parte infinitesima di energia che trasformano in lavoro, dall'altro riemettono quasi la totalità della radiazione ricevuta.

2.7 L'exergia utile alla fotosintesi

Come osservato nella Sezione 2.2, per gli organismi fotosintetici, non tutta la radiazione è 'utile'. Quest'ultimi infatti, sfrutteranno l'energia relativa solo a una fetta dell'intera radiazione. Poiché l'exergia fornisce il quantitativo di energia utile a compiere lavoro, ed essa dipende unicamente dal flusso stesso della radiazione, possiamo allora ricavare l'exergia per quella parte di radiazione che rientra nel range della PAR. Questa exergia fotosintetica risulterà essere il serbatoio energetico da cui un ambiente fotosintetico potrà attingere energia per compier lavoro e quindi realizzare la fotosintesi.

In analogia al discorso fatto nella sezione precedente, consideriamo il flusso radiante di un corpo nero a temperatura T . Tale flusso potrà parimenti, in un dato intervallo temporale, essere assorbito da un altro corpo nero ideale a temperatura $T - dT$. Nuovamente il guadagno di energia netto sarà pari a $L^0(T) - L^0(T - dT)$ che per dT tendente a zero è pari a

$$\frac{dL^0(T)}{dT} = \frac{dq_p(T)}{dT}, \quad (2.24)$$

da cui

$$dQ = \frac{dq_p}{dT} dT. \quad (2.25)$$

Il lavoro prodotto per unità di tempo allora è

$$dE_x = \left(1 - \frac{T_0}{T - dT}\right) dQ = \left(1 - \frac{T_0}{T - dT}\right) \frac{dq_p}{dT} dT. \quad (2.26)$$

Il lavoro totale si otterrà nuovamente integrando sull'intero processo

$$\begin{aligned} E_{xp} &= \int_{T_0}^T \left(1 - \frac{T_0}{\theta}\right) \frac{dq_p}{d\theta} d\theta \\ &= \left[q_p(\theta) \left(1 - \frac{T_0}{\theta}\right) \right]_{T_0}^T + T_0 \int_{T_0}^T \frac{q_p(\theta)}{\theta^2} d\theta \\ &= q_p(T) \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) + T_0 \int_{T_0}^T \frac{q_p(\theta)}{\theta^2} d\theta \end{aligned} \quad (2.27)$$

Volendo esprimere in maniera più esplicita l'integrale nell'ultima uguaglianza della (2.27), possiamo sostituire $q_p(\theta)$ con la (2.11) ottenendo

$$\begin{aligned} E_{xp} &= q_p(T) \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) + T_0 \int_{T_0}^T \frac{1}{\theta^2} \int_{\lambda_{inf}}^{\lambda_{sup}} \frac{2\pi hc}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k \theta}} - 1} d\lambda d\theta \\ &= q_p(T) \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) + 2\pi hc T_0 \int_{\lambda_{inf}}^{\lambda_{sup}} \frac{1}{\lambda^5} \int_{T_0}^T \frac{1}{\theta^2} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k \theta}} - 1} d\theta d\lambda \\ &= q_p(T) \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) + 2\pi hc T_0 \int_{\lambda_{inf}}^{\lambda_{sup}} \frac{1}{\lambda^5} \int_{T_0}^T \frac{1}{\theta^2} \frac{e^{-\frac{hc}{\lambda k \theta}}}{1 - e^{-\frac{hc}{\lambda k \theta}}} d\theta d\lambda \\ &= q_p(T) \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) + 2\pi hc T_0 \int_{\lambda_{inf}}^{\lambda_{sup}} \frac{1}{\lambda^5} \left(-\frac{\lambda k}{hc}\right) \left[\ln(1 - e^{-\frac{hc}{\lambda k \theta}}) \right]_{T_0}^T d\lambda \\ &= q_p(T) \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) - 2\pi k T_0 \int_{\lambda_{inf}}^{\lambda_{sup}} \frac{1}{\lambda^4} \ln \frac{1 - e^{-\frac{hc}{\lambda k T}}}{1 - e^{-\frac{hc}{\lambda k T_0}}} d\lambda. \end{aligned} \quad (2.28)$$

Considerando solo l'integrale nell'ultima uguaglianza e integrando per parti

$$\begin{aligned}
& \int_{\lambda_{inf}}^{\lambda_{sup}} \frac{1}{\lambda^4} \ln \frac{1 - e^{-\frac{hc}{\lambda k T}}}{1 - e^{-\frac{hc}{\lambda k T_0}}} d\lambda = \\
& = - \left[\frac{1}{3\lambda^3} \ln \frac{1 - e^{-\frac{hc}{\lambda k T}}}{1 - e^{-\frac{hc}{\lambda k T_0}}} \right]_{\lambda_{inf}}^{\lambda_{sup}} + \int_{\lambda_{inf}}^{\lambda_{sup}} \frac{1}{3\lambda^3} \frac{d}{d\lambda} \left(\ln \frac{1 - e^{-\frac{hc}{\lambda k T}}}{1 - e^{-\frac{hc}{\lambda k T_0}}} \right) d\lambda.
\end{aligned} \tag{2.29}$$

Considerando nuovamente l'ultimo integrale, svolgendo la derivata e semplificando al meglio otteniamo

$$\begin{aligned}
& \int_{\lambda_{inf}}^{\lambda_{sup}} \frac{1}{3\lambda^3} \frac{d}{d\lambda} \left(\ln \frac{1 - e^{-\frac{hc}{\lambda k T}}}{1 - e^{-\frac{hc}{\lambda k T_0}}} \right) d\lambda = \\
& = \int_{\lambda_{inf}}^{\lambda_{sup}} \frac{hc}{3\lambda^5} \left(\frac{1}{T_0 \left(e^{\frac{hc}{kT_0}} - 1 \right)} - \frac{1}{T \left(e^{\frac{hc}{kT}} - 1 \right)} \right) d\lambda \\
& = \frac{1}{3kT_0} \int_{\lambda_{inf}}^{\lambda_{sup}} \frac{hc}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT_0}} - 1} d\lambda - \frac{1}{3kT} \int_{\lambda_{inf}}^{\lambda_{sup}} \frac{hc}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT}} - 1} d\lambda.
\end{aligned} \tag{2.30}$$

I due integrali a meno di un fattore 2π corrispondono al flusso radiante nel range della PAR di due corpi neri a temperatura T e T_0 da cui

$$= \frac{1}{6\pi k} \left(\frac{q_p(T_0)}{T_0} - \frac{q_p(T)}{T} \right) \tag{2.31}$$

Inserendo nella 2.28 la 2.29 e la 2.31 otteniamo

$$\begin{aligned}
E_{xp} & = q_p(T) \left(1 - \frac{T_0}{T} \right) - \frac{T_0}{3} \left(\frac{q_p(T_0)}{T_0} - \frac{q_p(T)}{T} \right) + \frac{2}{3} \pi k T_0 \left[\frac{1}{\lambda^3} \ln \frac{1 - e^{-\frac{hc}{\lambda k T}}}{1 - e^{-\frac{hc}{\lambda k T_0}}} \right]_{\lambda_{inf}}^{\lambda_{sup}} \\
& = \left(1 - \frac{2T_0}{3T} \right) q_p(T) - \frac{1}{3} q_p(T_0) + \frac{2}{3} \pi k T_0 \left[\frac{1}{\lambda^3} \ln \frac{1 - e^{-\frac{hc}{\lambda k T}}}{1 - e^{-\frac{hc}{\lambda k T_0}}} \right]_{\lambda_{inf}}^{\lambda_{sup}}.
\end{aligned} \tag{2.32}$$

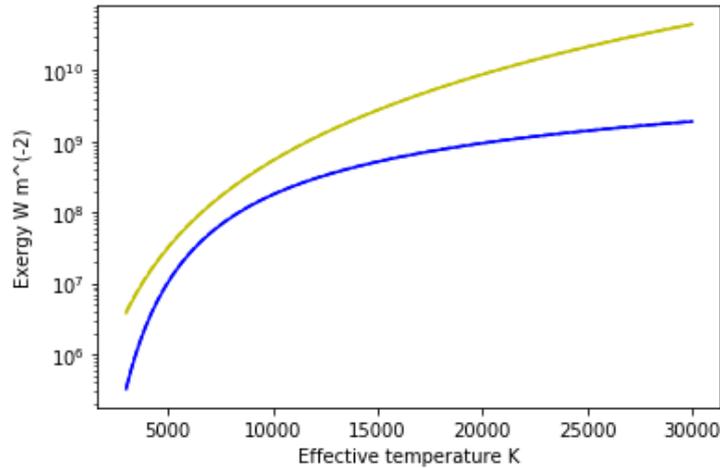


Figura 2.8: Exergia totale, ossia integrata su tutto lo spettro (in giallo) ed exergia nei limiti della PAR (blu).

La relazione (2.32) esprime l'exergia in maniera del tutto generale per un dato intervallo dello spettro della radiazione per due corpi neri a differenti temperature.

A fissato intervallo di lunghezze d'onda l'equazione (2.32) dipende solo dalle temperature dei due corpi neri come si realizza per le funzioni di stato in termodinamica e in accordo con il caso generale. Nel nostro caso le grandezze in gioco sono la temperatura effettiva della stella T_e , la temperatura del pianeta T_p e il limiti della PAR.

L'efficienza del processo è

$$\eta_p = \frac{E_{xp}}{q_p} \quad (2.33)$$

e si differenzia dal rendimento ideale del ciclo di Carnot per la non reversibilità del processo non tutta l'energia è trasformata in lavoro.

In Fig. 2.8 si può osservare come anche nel caso dell'exergia, la quantità nel range della PAR è una frazione della totale.

In Fig. 2.9 vediamo che la differenza percentuale tra q_p e E_{xp} è minima e tende ad annullarsi all'aumentare della temperatura stellare. Ciò vuol dire che quasi tutta l'energia proveniente da una stella nell'intervallo di PAR può essere sfruttata per produrre lavoro. Infine data la dipendenza dell'exergia dal flusso del corpo nero caldo, possiamo pensare di calcolarla direttamente per il flusso in arrivo su un pianeta in orbita nella sua zona abitabile.

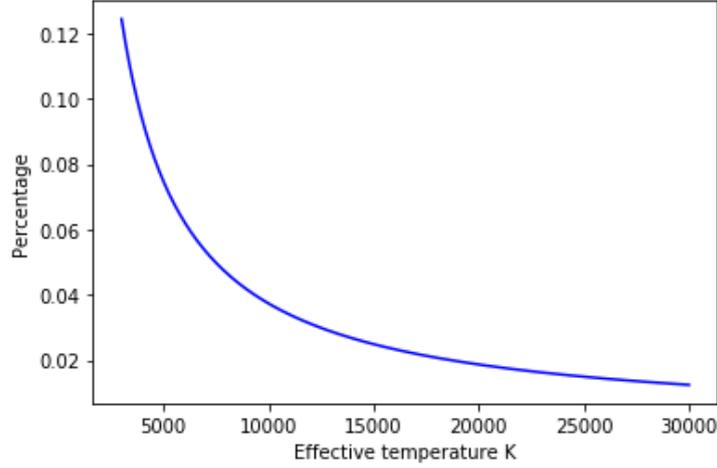


Figura 2.9: Differenza percentuale tra il flusso radiante e l'exergia per la PAR.

Sfruttando l'equazione (2.14) e ripetendo i passaggi effettuati per q_p otteniamo

$$E_{xpp} = Q_{pp}(T) \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) - T_0 \int_{T_0}^T \frac{Q_{pp}(\theta)}{\theta^2} d\theta \quad (2.34)$$

L'integrale nell'equazione (2.34) è di difficile calcolo. Tuttavia, la soluzione può essere ottenuta numericamente² e si dimostra essere irrilevante nel computo totale. Allora abbiamo

$$E_{xpp} \simeq Q_{pp}(T_e) \left(1 - \frac{T_p}{T_e}\right) = q_p(T_e) \left(1 - \frac{T_p}{T_e}\right) \left(\frac{T_p}{T_e}\right)^4. \quad (2.35)$$

Il rendimento della trasformazione è quindi

$$\eta_{pp} = \frac{E_{xpp}}{Q_{pp}} \simeq \left(1 - \frac{T_p}{T_e}\right). \quad (2.36)$$

Quindi, l'efficienza della radiazione (quando limitata alla regione utile per la fotosintesi ossigenica, PAR) si avvicina a quella di una macchina ideale di Carnot.

In Fig. 2.10 è mostrato l'andamento dell'exergia della PAR per un pianeta nella zona abitabile in funzione della temperatura effettiva stellare e, in relazione al flusso in arrivo nelle stesse condizioni. Come osserviamo, l'exergia è

²Abbiamo svolto il calcolo con un programma scritto in Python.

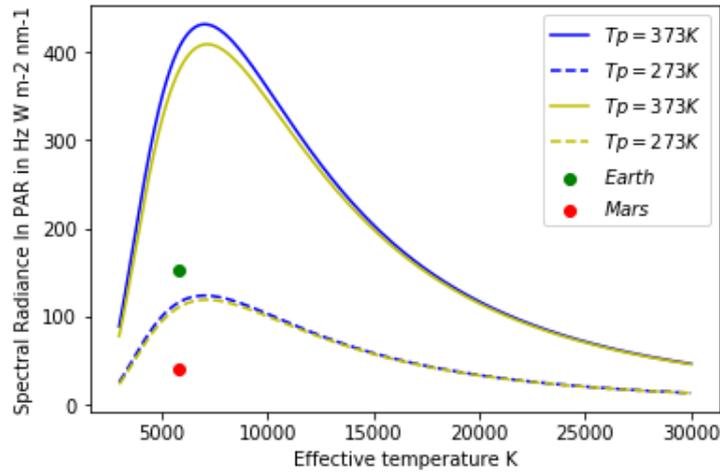


Figura 2.10: Exergia (giallo) e flusso radiante fotosintetico (blue) nei limiti della PAR per pianeti in HZ. In verde e rosso sono indicati i pianeti Terra e Marte.

sempre inferiore al flusso radiante fotosintetico e può dunque considerarsi il limite superiore dell'energia sfruttabile da un sistema biologico fotosintetico di un pianeta nella sua zona abitabile.

In Fig. 2.11 è mostrato il rendimento delle trasformazioni energetiche in funzione della temperatura effettiva della stella e nei limiti di temperature per la zona abitabile. Per il calcolo dei rendimenti sono state utilizzate l'equazione (2.23), e l'equazione (2.33). Come già anticipato, dalla figura si evince l'alto rendimento della trasformazione energetica che prevede il trasferimento di energia radiativa da una stella a un pianeta. In Fig. 2.11 in particolare si evince inoltre due importanti fatti. Innanzitutto, le trasformazioni energetiche che tengono in conto solo il contributo nell'intervallo della PAR sono più efficienti rispetto a quelle che tengono in considerazione l'intero flusso. In secondo luogo, l'efficienza di tutte le trasformazioni aumenta al diminuire della temperatura planetaria e all'aumentare della temperatura stellare. Questo vuol dire che i processi più efficienti in assoluto saranno quelli in cui la differenza di temperatura tra stella e pianeta è massima, in accordo con i risultati di [Scharf, 2019].

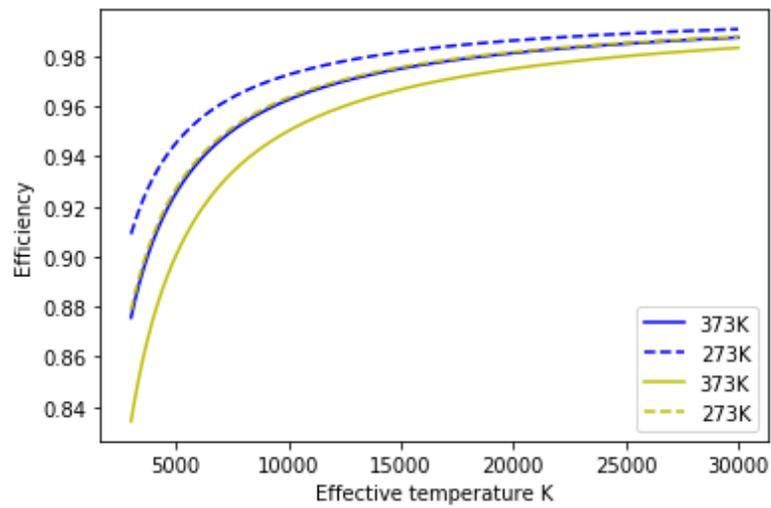


Figura 2.11: Rendimento delle trasformazioni energetiche del flusso nella sua totalità (giallo) e per la PAR (blu). I valori delle temperature sono stati scelti per lo studio dei rendimenti per pianeti nella HZ.

Capitolo 3

Conclusioni

In questo capitolo traiamo alcune conclusioni dalle relazioni ricavate nel precedente capitolo. In particolare ci concentreremo sull'analisi delle condizioni fisiche per la fotosintesi ossigenica sui pianeti di tipo terrestre attualmente noti. Questi pianeti orbitano intorno a stelle dei tipi spettrali F, G ed M. È importante sottolineare che pianeti intorno a stelle di tipo spettrale a temperatura superiore non sarebbero interessanti poiché sono in fase evolutive avanzate e non restano stabili per lunghi periodi.

3.1 Esopianeti di tipo terrestre

Non esiste in letteratura una definizione univoca di pianeta di tipo terrestre. Generalmente, si considera di tipo terrestre un pianeta roccioso, di massa inferiore a circa 1.6 masse terrestri¹, situato nella HZ della stella ospite. L'eventuale presenza di un'atmosfera non è considerata in questa definizione.

Da una consultazione della recente letteratura, abbiamo compilato una lista aggiornata dei pianeti di tipo terrestre noti attualmente. In Tabella 3.1 sono elencate le proprietà delle stelle ospiti dei sistemi planetari con almeno un pianeta di tipo terrestre. In Tabella 3.2, le proprietà di tali pianeti. La selezione non è rigorosa in quanto include alcuni sistemi che probabilmente non sono posti nella zona abitabile, considerate le incertezze con cui in alcuni casi sono determinati i parametri stellari oppure orbitali.

Stella	Classe	$T_{eff}(K)$	$M_{star}(M_{\odot})$	$R_{star}(R_{\odot})$
Trappist ^{1,2,3}	M7.5	2516 ± 41	0.089 ± 0.006	0.121 ± 0.003
Kepler-186 ⁴	M1	3788 ± 54	0.478 ± 0.055	0.472 ± 0.052
K2-72 ⁵	–	3360 ± 87	0.27 ± 0.08	0.33 ± 0.03
Kepler-62 ⁶	K2 V	4925 ± 70	0.69 ± 0.02	0.64 ± 0.02
Kepler-4427 ⁷	–	4402 ± 100	0.609 ± 0.028	0.598 ± 0.023
Kepler-1229 ⁸	–	3784 ± 38	0.540 ± 0.030	0.510 ± 0.029
TO1700 ⁹	M2 V	3480 ± 135	0.416 ± 0.010	0.420 ± 0.031

Tabella 3.1: Stelle intorno a cui orbitano i dieci pianeti di tipo terrestre attualmente noti. Fonti: 1-[Grimm et al., 2018], 2-[Delrez et al., 2018], 3-[Bourrier et al., 2017], 4-[Quintana et al., 2014], 5-[Dressing et al., 2017], 6-[Borucki, 2017], 7-[Johnson et al., 2015]. 8-[Morton et al., 2016], 9-[Gilbert et al., 2020]

Pianeta	$M_{planet}(M_{\oplus})$	$R_{planet}(R_{\oplus})$	a(AU)	$T_{eq}(K)$ or S_{\oplus}
Trappist – 1d	0.297 ± 0.037	0.784 ± 0.023	$0.02228038 \pm e - 8$	288.0 ± 5.6
Trappist – 1e	0.772 ± 0.077	0.910 ± 0.027	$0.02928285 \pm e - 8$	251.3 ± 4.9
Trappist – 1f	0.934 ± 0.079	1.046 ± 0.030	$0.03853361 \pm e - 8$	219.0 ± 4.2
Trappist – 1g	1.148 ± 0.097	1.148 ± 0.033	$0.04687692 \pm e - 8$	198.6 ± 3.8
Trappist – 1h	0.331 ± 0.053	0.773 ± 0.027	$0.06193488 \pm e - 8$	$168(+28 / - 21)$
Kepler – 186f	1.80 ± 1.47	1.11 ± 0.14	0.356 ± 0.048	0.32 ± 0.04
K2 – 72e	2.64 ± 1.65	1.29 ± 0.14	0.106 ± 0.11	1.2 ± 0.2
Kepler – 62f	3.42 ± 2.08	1.41 ± 0.07	0.718 ± 0.007	208 ± 11
Kepler – 4427b	2.96 ± 2.07	1.34 ± 0.14	$0.409 \pm ?$	$233 \pm ?$
Kepler – 1229b	3.25 ± 2.11	1.40 ± 0.12	0.300 ± 0.07	212 ± 18
TOI700d	1.72 ± 1.29	1.19 ± 0.11	0.163 ± 0.015	0.86 ± 0.17

Tabella 3.2: Pianeti di tipo terrestre intorno alle stelle in Tabella 3.1.

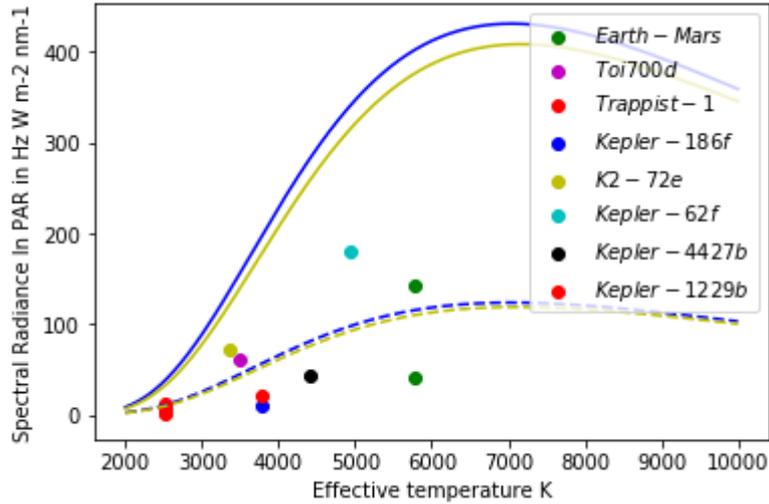


Figura 3.1: Flusso radiante fotosintetico (blu) ed exergia fotosintetica per esopianeti in HZ.

3.2 Flusso radiante e biomassa

In Fig. 3.1 possiamo osservare le posizioni che occupano i pianeti rocciosi in base al flusso energetico nel range della PAR che ricevono. La prima cosa da notare è che tra i pianeti rocciosi considerati, non tutti risultano appartenere alla HZ: i pianeti Trappist-1e, Trappist-1f, Trappist-1g, Trappist-1h, Kepler-186f, Kepler-4427b e Kepler-1229b risultano essere troppo lontani dalla stella ospite, data la nostra definizione di HZ.

Tuttavia tra i candidati ne esistono quattro che si trovano nella zona abitabile circumstellare relativa alla loro stella e che inoltre posseggono un certo quantitativo di energia nell'intervallo della PAR da poter sfruttare per forme di vita fotosintetiche. I pianeti sicuramente posti nella HZ sono dunque: Kepler-62f, K2-72e, TOI700d e Trappist-1d, oltre alla Terra.

Dobbiamo sottolineare che questo piccolo catalogo non è certamente rappresentativo della popolazione di pianeti di tipo terrestre nella Galassia. Le tecniche utilizzate finora favoriscono pianeti con piccolo periodo orbitale intorno a stelle di tipo M e siamo ben lontani dal costruire una campione rappresentativo di questa classe di pianeti.

In Fig. 3.1 notiamo che la Terra e Kepler-62f ricevono flussi radiativi maggiori rispetto all'intero campione che invece ha valori prossimi a quelli di

¹Pianeti con masse superiori a $1.6M$ non sono rocciosi, ma probabilmente gassosi, come Nettuno [Schwieterman et al., 2018].

Marte. Kepler-62f mostra di ricevere un flusso superiore addirittura a quello che riceve la Terra.

Per questi pianeti abbiamo stimato approssimativamente la quantità massima di biomassa che potrebbero sostenere, data la radiazione ricevuta.

La **biomassa** è la massa degli organismi biologici viventi in una data area o ecosistema in un dato intervallo di tempo. La biomassa è calcolata in kg di carbonio presenti in una massa organica.

Parliamo di biomassa massima perché nel nostro modello non abbiamo considerato l'effetto delle atmosfere stellari le quali filtrano la radiazione stellare, modificando intensità e forma della radiazione incidente.

C'è da dire che sulla Terra, giunge la quasi totalità dei fotoni con lunghezze d'onda nei limiti della PAR poiché le molecole di cui è composta l'atmosfera terrestre (CO_2 , H_2O , metano, ecc.) assorbono principalmente nella banda dell'infrarosso, ovvero negli intervalli 900-950, 1100-1150, 1350-1450, ecc (vedi ad esempio [Zhu et al., 2008]).

Per dare una stima della biomassa prodotta su questi pianeti, concentriamoci sull'efficienza del processo di produzione di biomassa sulla Terra.

Sulla Terra la fotosintesi avviene principalmente in due grandi sistemi, sulla terraferma e in mare. Il processo di fotosintesi clorofilliana può essere di due tipi, *C3* e *C4*. La differenza tra questi due tipi di processi risiede nella loro diversa efficienza. Per 100J di energia solare ceduta alla Terra, un organismo che sfrutta la fotosintesi di tipo *C3* riesce ad ottenere 4.6J di energia da trasformare in biomassa. Per lo stesso ammontare di energia radiativa un organismo *C4* converte circa 6J ([Zhu et al., 2008]). In media allora avremo una conversione di energia in biomassa che si attesta tra il 4.6% e il 6%.

Per quanto riguarda la biomassa fotosintetica prodotta negli oceani si attesta a circa il 50% di quella prodotta sulla terraferma ([Field et al., 1998]).

Le quantità percentuali di biomassa prodotta sono però riferite allo spettro solare. Per quanto osservato sin qui, l'efficienza della fotosintesi dipenderà in modo cruciale dallo spettro stellare. Dunque per poter derivare (almeno approssimativamente) le percentuali di biomassa prodotta su pianeti intorno ad una generica stella, dobbiamo calcolare il rapporto tra energia convertita e biomassa nell' intervallo della PAR sulla Terra.

L'energia nel range della PAR in arrivo sulla Terra è pari a $142.87 Jm^{-2}s^{-1}$, da cui vengono prodotti 6J di biomassa da processi di fotosintesi *C3* e 4.8J di biomassa da processi *C4*. Se consideriamo che in media la biomassa vegetale prodotta negli oceani è circa il 50% ([Field et al., 1998]) della totale e assumendo che gli esopianeti presi in considerazione abbiano una percentuale di

Pianeta	Flusso PAR	Energia conv.	Max biomassa
Terra	142	10	450
Kepler-62f	179	12	540
K2-72e	72	5	225
TOI-700d	60	4	180
Trappist-1d	13	1	45

Tabella 3.3: Stima della biomassa massima per i pianeti rocciosi nella HZ. Unità di misura: flusso della PAR in Wm^{-2} ; energia convertita in $\text{J s}^{-1} \text{m}^{-1}$; biomassa in miliardi di T.

oceani simile alla Terra², allora la Terra converte 10.8J al secondo, al metro quadro in biomassa.

In prima approssimazione, se consideriamo che su altri pianeti di tipo terrestre (se dotati di atmosfera simile a quella della Terra e della stessa frazione di superficie coperta da oceani), possiamo calcolare tramite una semplice proporzione la quantità di **biomassa massima attesa**. I risultati sono riportati in Tabella 3.3,

I dati sono in riferimento alla biomassa vegetale della Terra pari a 450 miliardi di tonnellate di carbonio.

Dalla Tab. 3.3 si evince che tutti e 4 i pianeti possono sostenere una biomassa vegetale considerevole. Dal punto di vista fisico, tutti i pianeti qui considerati potrebbero sviluppare (almeno in parte) un ecosistema simile in parte a quello terrestre. Tra questi, Kepler-62f è quello maggiormente simile, in termini di flusso PAR ed efficienza della radiazione.

3.3 Efficienza della PAR su esopianeti terrestri noti

In Fig. 3.2 sono mostrati i rendimenti delle trasformazioni energetiche radiative per i pianeti di tipo terrestre per il nostro campione finale. Possiamo osservare che la posizione dei pianeti nel grafico è determinata in primo luogo dalla differenza di temperatura tra questi e quella della stella ospite. Infatti, come discusso sopra nella Sezione 2.7, i pianeti con i rendimenti più alti sono quelli che hanno una maggior differenza di temperatura con la stella.

²Si consideri che recenti ricerche sottolineano che i pianeti di tipo terrestre hanno alte possibilità di possedere oceani o di essere interamente ricoperti da questi, vedi ad esempio [Tian and Ida, 2015].

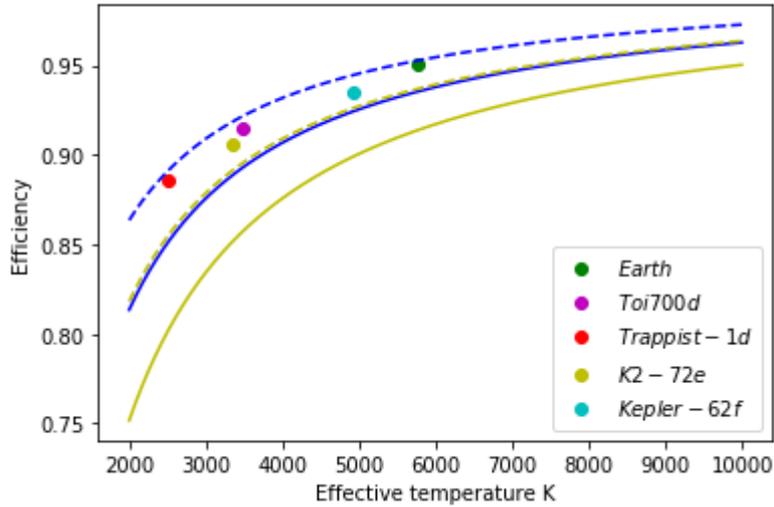


Figura 3.2: Efficienza nella conversione in energia della radiazione luminosa in funzione della temperatura efficace. Le linee gialle corrispondono all'efficienza rispetto all'intero spettro della radiazione le blu rispetto solo all'intervallo di PAR. Le linee tratteggiate sono relative a temperature planetarie di 273K mentre le continue a temperature di 373K. I rendimenti dei pianeti sono calcolati in base al flusso radiante fotosintetico.

Lo studio dei rendimenti è probabilmente di maggior importanza rispetto allo studio dei flussi. Un pianeta che dispone di un grande quantitativo di energia ma che ha un basso rendimento è molto sfavorito nei processi di trasformazione energetica rispetto a un pianeta con una grande efficienza. Nelle Fig. 3.1 e Fig. 3.2 si può notare, ad esempio, che K2-72e riceve più energia rispetto a TOI-700d. Tuttavia su TOI-700d il processo di fotosintesi è più efficiente. La Terra resta ancora il pianeta conosciuto con la più alta efficienza energetica, dovuto anche al fatto che la sua stella appartiene a un'altra classe spettrale rispetto agli altri candidati. In relazione alla biomassa attesa in Tabella 3.3 Kepler -62f potrebbe avere una biomassa quasi uguale a quella della Terra avendo una biomassa attesa maggiore, ma un rendimento per la fotosintesi leggermente più basso del terrestre.

3.4 Sviluppi futuri

In questa tesi abbiamo affrontato lo studio preliminare delle condizioni astrofisiche che influenzano la produzione della biomassa da parte di processi biologici basati sulla fotosintesi ossigenica su pianeti di tipo terrestre. Le ipotesi

alla base di questa tesi rappresentano certamente una enorme semplificazione dei complessi processi fisici e biologici coinvolti.

Nei prossimi sviluppi sarà quindi necessario considerare in particolare il ruolo delle atmosfere planetarie, che filtrano la radiazione della stella ospite e causano il cosiddetto "effetto serra". Questo comporta anche una nuova definizione della HZ.

Dal punto di vista osservativo, la sfida è duplice. Da un lato, scoprire un maggior numero di pianeti simili alla Terra, cercando di ottenere un campione rappresentativo dell'intera classe di questi pianeti. Dall'altro lato, è estremamente importante ottenere informazioni sulla presenza e la composizione chimica delle loro atmosfere. Questo ambizioso programma osservativo è la motivazione principale dei progetti JWST e LUVOIR³, che prenderanno vita entro i prossimi anni.

³Il LUVOIR o Large Ultraviolet Optical Infrared Surveyor è un osservatorio spaziale concepito dalla NASA. Sito web: <https://asd.gsfc.nasa.gov/luvoir/>

Bibliografia

- [Bejan, 2016] Bejan, A. (2016). *Advanced engineering thermodynamics*. John Wiley & Sons.
- [Blankenship and Chen, 2013] Blankenship, R. E. and Chen, M. (2013). Spectral expansion and antenna reduction can enhance photosynthesis for energy production. *Current opinion in chemical biology*, 17(3):457–461.
- [Borucki, 2017] Borucki, W. J. (2017). Kepler: A brief discussion of the mission and exoplanet results. *Proceedings of the American Philosophical Society*, 161(1):38.
- [Bourrier et al., 2017] Bourrier, V., Ehrenreich, D., Wheatley, P., Bolmont, E., Gillon, M., de Wit, J., Burgasser, A., Jehin, E., Queloz, D., and Triaud, A. (2017). Reconnaissance of the trappist-1 exoplanet system in the lyman- α line. *Astronomy & Astrophysics*, 599:L3.
- [Candau, 2003] Candau, Y. (2003). On the exergy of radiation. *Solar Energy*, 75(3):241–247.
- [Carroll and Ostlie, 2017] Carroll, B. W. and Ostlie, D. A. (2017). *An introduction to modern astrophysics*. Cambridge University Press.
- [Cavalier-Smith et al., 2006] Cavalier-Smith, T., Brasier, M., and Embley, T. M. (2006). Introduction: how and when did microbes change the world? *Philosophical Transactions of the Royal Society B: Biological Sciences*, 361(1470):845–850.
- [Chen, 2005] Chen, G. (2005). Exergy consumption of the earth. *Ecological Modelling*, 184(2-4):363–380.
- [Covone et al., 1999] Covone, G., De Ritis, R., Dominik, M., and Marino, A. (1999). Detecting planets around stars in nearby galaxies. *arXiv preprint astro-ph/9903285*.
- [Crowell, 1996] Crowell, K. (1996). *The alchemy of the heavens*.

- [Delrez et al., 2018] Delrez, L., Gillon, M., Triaud, A., Demory, B.-O., de Wit, J., Ingalls, J., Agol, E., Bolmont, E., Burdanov, A., Burgasser, A., et al. (2018). Early 2017 observations of trappist-1 with spitzer. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 475(3):3577–3597.
- [Dressing et al., 2017] Dressing, C. D., Newton, E. R., Schlieder, J. E., Charbonneau, D., Knutson, H. A., Vanderburg, A., and Sinukoff, E. (2017). Characterizing k2 candidate planetary systems orbiting low-mass stars. i. classifying low-mass host stars observed during campaigns 1–7. *The Astrophysical Journal*, 836(2):167.
- [Einstein, 1936] Einstein, A. (1936). Lens-like action of a star by the deviation of light in the gravitational field. *Science*, 84(2188):506–507.
- [Eker et al., 2018] Eker, Z., Bakış, V., Bilir, S., Soyduğan, F., Steer, I., Soyduğan, E., Bakış, H., Aliçavuş, F., Aslan, G., and Alpsoy, M. (2018). Inter-related main-sequence mass–luminosity, mass–radius, and mass–effective temperature relations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 479(4):5491–5511.
- [Field et al., 1998] Field, C. B., Behrenfeld, M. J., Randerson, J. T., and Falkowski, P. (1998). Primary production of the biosphere: integrating terrestrial and oceanic components. *science*, 281(5374):237–240.
- [Gilbert et al., 2020] Gilbert, E. A., Barclay, T., Schlieder, J. E., Quintana, E. V., Hord, B. J., Kostov, V. B., Lopez, E. D., Rowe, J. F., Hoffman, K., Walkowicz, L. M., et al. (2020). The first habitable zone earth-sized planet from tess. i: Validation of the toi-700 system. *arXiv preprint arXiv:2001.00952*.
- [Gonzalez et al., 2001] Gonzalez, G., Brownlee, D., and Ward, P. (2001). The galactic habitable zone: galactic chemical evolution. *Icarus*, 152(1):185–200.
- [Grimm et al., 2018] Grimm, S. L., Demory, B.-O., Gillon, M., Dorn, C., Agol, E., Burdanov, A., Delrez, L., Sestovic, M., Triaud, A. H., Turbet, M., et al. (2018). The nature of the trappist-1 exoplanets. *Astronomy & Astrophysics*, 613:A68.
- [Hayes and Waldbauer, 2006] Hayes, J. M. and Waldbauer, J. R. (2006). The carbon cycle and associated redox processes through time. *Philosophical Transactions of the Royal Society B: Biological Sciences*, 361(1470):931–950.

- [Hinshaw et al., 2009] Hinshaw, G., Weiland, J., Hill, R., Odegard, N., Larson, D., Bennett, C., Dunkley, J., Gold, B., Greason, M., Jarosik, N., et al. (2009). Five-year wilkinson microwave anisotropy probe* observations: data processing, sky maps, and basic results. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 180(2):225.
- [Holland, 2006] Holland, H. D. (2006). The oxygenation of the atmosphere and oceans. *Philosophical Transactions of the Royal Society B: Biological Sciences*, 361(1470):903–915.
- [Johnson et al., 2015] Johnson, M. C., Redfield, S., and Jensen, A. G. (2015). The interstellar medium in the kepler search volume. *The Astrophysical Journal*, 807(2):162.
- [Jørgensen, 2001] Jørgensen, S. E. (2001). *The thermodynamic concept: exergy*. Lewis Publishers: Baton Rouge, Louisiana, LA, USA.
- [Kasting et al., 1993] Kasting, J. F., Whitmire, D. P., and Reynolds, R. T. (1993). Habitable zones around main sequence stars. *Icarus*, 101(1):108–128.
- [Ledrew, 2001] Ledrew, G. (2001). The real starry sky. *Journal of the Royal Astronomical Society of Canada*, 95:32.
- [Mann et al., 2015] Mann, A. W., Feiden, G. A., Gaidos, E., Boyajian, T., and von Braun, K. (2015). How to constrain your m dwarf: measuring effective temperature, bolometric luminosity, mass, and radius. *The Astrophysical Journal*, 804(1):64.
- [Morton et al., 2016] Morton, T. D., Bryson, S. T., Coughlin, J. L., Rowe, J. F., Ravichandran, G., Petigura, E. A., Haas, M. R., and Batalha, N. M. (2016). False positive probabilities for all kepler objects of interest: 1284 newly validated planets and 428 likely false positives. *The Astrophysical Journal*, 822(2):86.
- [Müh and Renger, 2014] Müh, F. and Renger, T. (2014). Structure-based calculation of pigment–protein and excitonic pigment–pigment coupling in photosynthetic light-harvesting complexes. In *The Biophysics of Photosynthesis*, pages 3–44. Springer.
- [Planck, 1966] Planck, M. (1966). *Theorie der Wärmestrahlung*. JA Barth.
- [Quintana et al., 2014] Quintana, E. V., Barclay, T., Raymond, S. N., Rowe, J. F., Bolmont, E., Caldwell, D. A., Howell, S. B., Kane, S. R., Huber, D.,

- Crepp, J. R., et al. (2014). An earth-sized planet in the habitable zone of a cool star. *Science*, 344(6181):277–280.
- [Ryden, 2017] Ryden, B. (2017). *Introduction to cosmology*. Cambridge University Press.
- [Scharf, 2019] Scharf, C. (2019). Exoplanet exergy: Why useful work matters for planetary habitability. *The Astrophysical Journal*, 876(1):16.
- [Schwieterman et al., 2018] Schwieterman, E. W., Kiang, N. Y., Parenteau, M. N., Harman, C. E., DasSarma, S., Fisher, T. M., Arney, G. N., Hartnett, H. E., Reinhard, C. T., Olson, S. L., et al. (2018). Exoplanet biosignatures: a review of remotely detectable signs of life. *Astrobiology*, 18(6):663–708.
- [Smith et al., 1998] Smith, A., Datta, S., Smith, G. H., Campbell, P., Bentley, R., McKenzie, H., and Jakoby, W. B. (1998). Oxford dictionary of biochemistry and molecular biology. *Trends in Biochemical Sciences*, 23(6):228.
- [Taylor, 2005] Taylor, F. W. (2005). *Elementary climate physics*. Oxford Univ. Press.
- [Tian and Ida, 2015] Tian, F. and Ida, S. (2015). Water contents of earth-mass planets around m dwarfs. *Nature Geoscience*, 8(3):177–180.
- [Wilde et al., 2001] Wilde, S. A., Valley, J. W., Peck, W. H., and Graham, C. M. (2001). Evidence from detrital zircons for the existence of continental crust and oceans on the earth 4.4 gyr ago. *Nature*, 409(6817):175–178.
- [Yamada and Winnewisser, 2011] Yamada, K. M. and Winnewisser, G. (2011). List of molecules observed in interstellar space. In *Interstellar Molecules*, pages 219–223. Springer.
- [Zhu et al., 2008] Zhu, X.-G., Long, S. P., and Ort, D. R. (2008). What is the maximum efficiency with which photosynthesis can convert solar energy into biomass? *Current opinion in biotechnology*, 19(2):153–159.