

Strefy zamieszkalne wokół gwiazd ciągu głównego

JAUCS F. KASIXC

Wydział Nauk o Ziemi s. 2 | I Deike, Penn Skile Unioersil\, Uniuersity Hark, Rennsylvania 16802

DANIEL P. WHITMIRE

Wydział Fizyki, Uniwersytet Południowej Luizjany, La ft ye tte, Loitiisio

ORAZ

RAY T. REYNOLDS

Wydział Nauk Kosmicznych, MS 245-3, Centrum Badań Lotniczych NASA, Moffett Field, Kalifornia 94035

Otrzymano 27 kwietnia 1992 r.; poprawiono 2 października 1992 r.

Jednowymiarowy model klimatu służy do oszacowania szerokości strefy zamieszkalnej (HZ) wokół Słońca i innych gwiazd ciągu głównego. Naszym podstawowym założeniem jest to, że mamy do czynienia z planetami podobnymi do Ziemi, z atmosferą CO₂/H₂O, a zdolność do zamieszkania wymaga obecności wody w stanie ciekłym na powierzchni planety. W naszym modelu wewnętrzna krawędź HZ jest określana przez utratę wody w wyniku fotolizy i ucieczki wodoru. Zewnętrzna krawędź HZ jest określana przez format (na CO₂ Chmury, które ochładzają powierzchnię planety poprzez zwiększenie jej albedo i obniżenie współczynnika spadku temperatury. Konserwatywne szacunki dla tych odległości w naszym Układzie Słonecznym wynoszą odpowiednio 0,9 S i 1,37 AU; rzeczywista szerokość obecnej strefy HZ może być znacznie większa. Pomiędzy tymi dwoma granicami stabilność klimatu jest zapewniona przez mechanizm sprzężenia zwrotnego, w którym stężenie CO₂ w atmosferze zmienia się odwrotnie proporcjonalnie do temperatury powierzchni planety. Szerokość strefy HZ jest nieco większa dla planet większych od Ziemi oraz dla planet o wyższym ciśnieniu parcyjnym N₂. Strefa HZ z czasem przesuwa się na zewnątrz, ponieważ wraz z wiekiem Słońce zwiększa swoją jasność. Ostrożne szacunki dotyczące szerokości strefy ciągłej zdolności do podtrzymywania życia (CHZ) wynoszącej 4,6 Gyr wynoszą 0,95 do 1,15 AU.

Gwiazdy późniejsze niż F0 mają czas życia w sekwencji głównej przekraczający 2 Gyr, a zatem są również potencjalnymi kandydatami do posiadania planet nadających się do zamieszkania. Strefa habitable wokół gwiazdy typu F jest większa i znajduje się dalej niż w przypadku naszego Słońca; strefa habitable wokół gwiazd typu K i M jest mniejsza i znajduje się bliżej. Niemniej jednak szerokość wszystkich tych stref habitable jest w przybliżeniu taka sama, jeśli odległość jest wyrażona w skali logarytmicznej. Skala logarytmiczna odległości jest prawdopodobnie odpowiednia dla tego problemu, ponieważ planety w naszym Układzie Słonecznym są rozmieszczone logarytmicznie, a odległość, w której można oczekiwać powstania planet wokół innej gwiazdy, powinna być powiązana z

masa pobytu*. Szerokość CHZ wokół innych gwiazd zależy od czasu, przez jaki planeta musi pozostawać nadająca się do zamieszkania, oraz od tego, czy planeta, która początkowo jest zamrożona, może zostać rozmrożona przez niewielki wzrost jasności gwiazdy. Dla określonego okresu nadający się do zamieszkania,

Strefy CHZ wokół gwiazd typu K i M są szersze (odległość logarytmiczna) niż w przypadku naszego Słońca, ponieważ gwiazdy te ewoluują wolniej. Planety krążące wokół późnych gwiazd typu K i M mogą jednak nie nadawać się do zamieszkania, ponieważ w wyniku tłumienia pływowego mogą zostać uwięzione w rotacji synchronicznej. Gwiazdy typu F mają węższe (odległość logarytmiczna) strefy CHZ niż nasze Słońce, ponieważ ewoluują szybciej. Nasze wyniki sugerują, że Gwiazdy typu K od średniej do wczesnej powinny być brane pod uwagę wraz z gwiazdami typu G jako optymalni kandydaci w poszukiwaniu życia pozaziemskiego. o reszta

WPROWADZENIE

Astronomowie od wielu lat interesują się możliwością istnienia życia na innych planetach w naszym Układzie Słonecznym i w innych układach planetarnych. Obszar wokół gwiazdy, w którym mogą istnieć planety sprzyjające życiu, nazwano „strefą zamieszkalną” (Huang 1959, 1960) lub „ekosferą” (Dole 1964, Shklovski i Sagan 1966). Jej granice wyznaczają zakładane ograniczenia klimatyczne, które różnią się w zależności od autora. Na przykład Dole (1964) zdefiniował planetę nadającą się do zamieszkania jako taką, na której co najmniej 10% powierzchni ma średnią temperaturę od 0 do 30°C, a temperatury ekstremalne nie przekraczają -10 lub 40°C. Granice te są odpowiednie dla zamieszkania przez ludzi. Inni (np. Rasool i DeBergh 1970, Hart 1978, Kast-ing ef al. 1988, Whil mire er at. 1991) utożsamiali zdolność do zamieszkania z obecnością wody w stanie ciekłym na powierzchni planety. Wychodzi się tu z założenia, że wszystkie znane nam organizmy potrzebują wody w stanie ciekłym przynajmniej w pewnej części swojego cyklu życiowego. Pogg (1992) rozważył obie definicje, używając terminu „biokompatybilny” do opisu planet posiadających wodę w stanie ciekłym i zastrzegając termin „nadająca się do zamieszkania” dla planet, na których występują organizmy żywe.

„zdolne do życia” dla planet odpowiednich dla ludzi. Bardziej interesuje nas ustalenie, czy życie może ewoluować na innych planetach, niż ich kolonizacja, dlatego jako kryterium zdolności do życia przyjmujemy obecność wody w stanie ciekłym. Dla ułatwienia prezentacji obszar występowania wody w stanie ciekłym będziemy nazywać strefą zamieszkalną lub „HZ”, mając świadomość, że nie wszystkie planety w tym obszarze będą odpowiednim miejscem do życia dla ludzi.

Szacowana szerokość strefy habitatu wokół naszego Słońca ulegała znacznym wahaniom w ciągu ostatnich 30 lat. Pomimo stosunkowo restrykcyjnych założeń klimatycznych, Dole (1964) przewidział, że strefa habitatu powinna rozciągać się od 0,725 AU do 1,24 AU, czyli od orbity Wenus do około połowy odległości między Ziemią a Marsem. Powodem tego optymistycznego wyniku jest fakt, że „podobne do Ziemi” planety Dole'a miały optycznie cienkie atmosfery i stałe albedo planetarne. W rzeczywistości atmosfera Ziemi jest optycznie gęsta w większości długości fal podczerwonych, co powoduje efekt cieplarniany wynoszący około 33°C. Ponadto albedo Ziemi prawie na pewno zmienia się w odpowiedzi na zmiany w rozmieszczeniu śniegu, lodu i chmur. Zarówno efekt cieplarniany, jak i albedo planetarne podlegają dobrze znanym pozytywnym sprzężeniom zwrotnym: efekt cieplarniany wzrasta wraz z temperaturą powierzchni z powodu zwiększonej zawartości pary wodnej w atmosferze (Manabe i Wetherald 1967), podczas gdy albedo planetarne wzrasta przy niskich temperaturach powierzchniowych z powodu zwiększonej pokrywy lodowej i śnieżnej. Te pozytywne sprzężenia zwrotne mogą mieć destabilizujący wpływ na klimat planetarny. Wykorzystując jednowymiarowy model klimatu oparty na równowadze radiacyjnej, Rasool i DeBergh (1970) obliczyli, że oceany nigdy nie uległyby kondensacji, gdyby Ziemia znajdowała się o 4 do 7 W_0 bliżej Słońca. Los ten nazwano „niekontrolowanym efektem cieplarnianym”. Z drugiej strony, proste modele klimatyczne oparte na bilansie energetycznym (Budyko 1969, Sellers 1969, North 1975) przewidują, że Ziemia uległaby globalnemu zlodowaceniu, gdyby powstała tylko 1–2 W_0 dalej od Słońca.

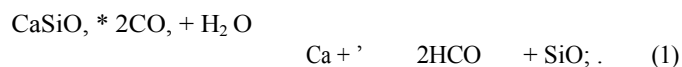
Na strefę habitacyjną Słońca ma również wpływ ewolucja gwiazdy. Podobnie jak inne gwiazdy, Słońce zwiększa swoją jasność w trakcie swojego życia w sekwencji głównej (Newman i Rood 1977, Gough 1981, Gilliland 1959). Zgodnie z tymi modelami, Słońce było około 30% słabsze, gdy powstał Układ Słoneczny, 4,6 mld lat temu, a jego jasność wzrosła prawie trzykrotnie do czasu opuszczenia ciągu głównego, czyli za około 5 mld lat (Iben 1967a). Hart (1978) jako pierwszy uwzględnił ewolucję Słońca w modelu zdolności planet do podtrzymywania życia. Próbował również jednocześnie ewoluować atmosferę planety — było to ambitne przedsięwzięcie, biorąc pod uwagę złożoność problemu. Hart doszedł do wniosku, że Ziemia doświadczyłaby niekontrolowanego efektu cieplarnianego w pewnym momencie swojej historii, gdyby powstała w odległości mniejszej niż 0,95 AU, a gdyby powstała w odległości większej niż 1,0 AU, doświadczyłaby niekontrolowanego zlodowacenia. Hart nazwał obszar pomiędzy tymi granicami „strefą nieprzerwanie habitable” () lub

„CHZ”. W kolejnej pracy Hart (1979) zbadał CHZ wokół innych gwiazd ciągu głównego i doszedł do wniosku, że są one generalnie węższe niż CHZ dla naszego Słońca i całkowicie zanikają dla gwiazd późniejszych niż K0. Wyniki Harta zostały przytoczone przez innych (np. Pollard 1979, Rood i Trefil 1981) jako dowód na to, że planety nadające się do zamieszkania mogą być bardzo rzadkie. Chociaż nie zgadzamy się z wnioskami Harta z powodów opisanych poniżej, zgadzamy się, że ewolucja gwiazd stanowi istotne ograniczenie dla możliwości zamieszkania planet.

Artykuł ma następującą strukturę: w sekcji 2 opisano mechanizm stabilizacji klimatu na Ziemi i innych planetach podobnych do Ziemi. W sekcji 3 omówiono procesy fizyczne, które określają wewnętrzne i zewnętrzne granice strefy habitatu, oraz wskazano ograniczenia wynikające z obserwacji Wenus i Marsa. W sekcjach 4 i 5 opisano nasz jednowymiarowy model klimatu i pokazano, w jaki sposób wykorzystuje się go do oszacowania szerokości strefy habitatu i strefy optymalnej dla życia wokół naszego Słońca. Analiza ta została rozszerzona na inne gwiazdy ciągu głównego w sekcji 6, w której omawiamy również kwestie, czy inne gwiazdy mają planety i gdzie takie planety mogą się znajdować w odniesieniu do strefy habitatu. Sekcja 7 podsumowuje nasze wyniki i omawia implikacje dla projektu NASA SETI (Search for Extraterrestrial Intelligence – poszukiwanie pozaziemskiej inteligencji).

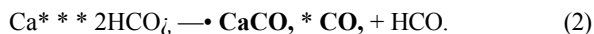
2. STABILIZACJA KLIMATU PRZEZ CYKLU WĘGLANOWO-KRZEMIANOWEGO

Głównym powodem, dla którego nie zgadzamy się z pesymistyczną analizą Harta, jest to, że w swoim modelu pominął on silne ujemne sprzężenie zwrotne, które powinno pomóc w stabilizacji klimatu planetarnego, a mianowicie związek między poziomem CO_2 w atmosferze a temperaturą powierzchni, po raz pierwszy zaproponowany przez Walkera *et al.* (1981). [Model Harta ma również inne problemy, z których część została omówiona przez Schneidera i Thompsona (1980).] Argument dotyczący stabilizacji klimatu był już wcześniej przedstawiany (np. Kasting *et al.* 1988, Kasting i Toon 1989); powtarzamy go tutaj, ponieważ ma on zasadnicze znaczenie dla naszej dyskusji na temat zdolności planetarnej do podtrzymywania życia. W długich okresach czasu ($t > 10\,000$ lat) stężenie CO_2 w atmosferze ziemskiej jest kontrolowane przez powolne interakcje ze zbiornikiem skał skorupy ziemskiej, proces ten nazywany jest cyklem węglanowo-krzemianowym. CO_2 jest usuwany z atmosfery poprzez wietrzenie krzemianów wapnia i magnezu w skałach, a następnie wytrącanie się i gromadzenie osadów węglanowych. Jeśli wszystkie skały krzemianowe przedstawimy za pomocą minerału wollastonitu ($CaSiO_3$), początkową reakcję wietrzenia można zapisać jako



Rozpuszczone produkty wietrzenia krzemianów są przenoszone

strumieniami i rzekami do oceanu, gdzie organizmy wykorzystują je do tworzenia muszli z węglanu wapnia,



[Chociaż obecnie większość CaCO_3 jest wytrącana biotycznie, ta sama reakcja zachodziłaby również przy braku bioty, aczkolwiek przy wyższym stężeniu wodorowęglanu. Życie nie jest zatem konieczne do zakończenia tej części cyklu węglanowo-krzemianowego (Walker 1991).] Kiedy organizmy umierają, muszle opadają na dno morskie. Większość z nich rozpuszcza się w trakcie opadania, ale część, zwłaszcza te zakopane na stosunkowo niewielkiej głębokości, przetrwa i zostaje włączona do osadów węglanowych. Ogólna reakcja, łącząca reakcje (1) i (2), wygląda następująco



Reakcja (3) jest podobna pod względem formy do reakcji równowagowej, która według Ureya (1952) regulowała zawartość CO_2 w atmosferze; tutaj jednak stanowi ona część nierównowagowego cyklu geochemicznego.

Chociaż reakcje wietrzenia przebiegają powoli, szacowana szybkość wietrzenia krzemianów jest wystarczająca, aby usunąć cały węgiel z połączonego systemu atmosfery i oceanów w ciągu około 400 milionów lat (Myr) (Holland 1978, Berner *et al.* 1983). Zatem, aby utrzymać stan równowagi, musi istnieć jakiś proces przywracający węgiel do systemu. Procesem, który powoduje powrót CO_2 , jest metamorfizm węglanowy, który zachodzi, gdy dno morskie ulega subdukcji, a osady węglanowe są narażone na działanie wysokich temperatur i ciśnień. W tych warunkach reakcja (3) zmienia kierunek: krzemian wapnia ulega ponownej przemianie, a gazowy CO_2 jest uwalniany i wydalany z powrotem do atmosfery przez wulkany.

Ujemne sprzężenie zwrotne ważne dla systemu klimatycznego wynika z reakcji (1). Reakcje wietrzenia przebiegają w znacznym tempie tylko w obecności wody w stanie ciekłym. Gdyby Ziemia kiedykolwiek stała się na tyle zimna, że zamarzłyby oceany, wietrzenie krzemianów praktycznie ustałoby, a CO_2 zacząłoby gromadzić się w atmosferze. W stosunkowo krótkim czasie, z geologicznego punktu widzenia, powstałaby gęsta atmosfera CO_2 , a towarzyszący jej efekt cieplarniany spowodowałby stopnienie lodu. W bardziej realistycznym modelu poziom CO_2 w atmosferze zacząłby wzrastać, zanim oceany faktycznie zamarzłyby, więc prawdopodobnie nigdy nie doszłoby do niekontrolowanego zlodowacenia. [Istnieje pewne prawdopodobieństwo, że mogłoby dojść do przejściowego niekontrolowanego zlodowacenia, ponieważ czas potrzebny do zamarznięcia oceanów jest znacznie krótszy niż czas potrzebny do wytworzenia gęstej atmosfery CO_2 (Caldeira i Kasting 1992). Sytuacji tej można jednak uniknąć, jeśli Ziemia zacznie się ocieplać]. Ten mechanizm sprzężenia zwrotnego może wyjaśniać pozorną stabilność klimatu Ziemi w odniesieniu do słabego młodego Słońca

(Walker *et al.* 1981, Kasting 1989), chociaż niektórzy autorzy twierdzą, że byłoby to znacznie mniej skuteczne bez aktywnego udziału bioty (Lovelick i Whitfield 1982, Schwartzman i Volk 1989). Powrócimy do tej kwestii w sekcji 5(iii). Ten sam mechanizm sprzężenia zwrotnego został postulowany jako przyczyna pozornego ciepłego klimatu na wczesnym Marsie (Pollack *et al.* 1957). Opierając się na tym argumentie, Kasting i Toon (1989) zasugerowali, że zewnętrzna krawędź CHZ w naszym Układzie Słonecznym leży poza orbitą Marsa i że jest ona ostatecznie ograniczona przez trudność utworzenia planety zbyt blisko wpływu grawitacyjnego Jowisza.

Implikacje tej teorii dla istnienia planet nadających się do zamieszkania są dokładnie odwrotne do modelu Harta – zakładając, że inne gwiazdy mają układy planetarne, szanse na to, że przynajmniej jedna planeta znajduje się w strefie CHZ gwiazdy, są dość duże. Fogg (1992) zbadał tę koncepcję ilościowo za pomocą modelu komputerowego, który uwzględnia zarówno ewolucję gwiazd, jak i algorytm przewidywania odległości między planetami (Dole 1970). (Algorytm Dole'a ma stosunkowo słabe podstawy naukowe, jednak pozwala uzyskać układy planetarne podobne do naszego). Zakładając, że wewnętrzna granica naszej obecnej strefy habitacyjnej wynosi 0,95 AU, a zewnętrzna 2,1 AU, szacuje on, że 1 na 39 gwiazd posiada planetę biokompatybilną (tj. z wodą w stanie ciekłym), a 1 na 413 gwiazd posiada planetę nadającą się do zamieszkania przez ludzi. Jeśli to prawda, najbliższe planety biokompatybilne i nadające się do zamieszkania przez ludzi powinny znajdować się odpowiednio w odległości 14 i 31 lat świetlnych. Perspektywy znalezienia życia wokół innych gwiazd wydają się zatem bardzo dobre.

3. OGRANICZENIA KLIMATYCZNE NA WEWNĘTRZNYCH I ZEWNĘTRZNYCH KRAWĘDZIACH STREFY ZDATNEJ DO ŻYCIA

Nasze własne przemyślenia na ten temat były mniej więcej w tym samym miejscu, kiedy jeden z nas zwrócił uwagę, że bufor CO_2 /klimatu uległby zniszczeniu, gdyby planeta stała się wystarczająco zimna, aby CO_2 skropliło się (Whitmire i *in.* 1991). Późniejsze obliczenia wykazały, że kondensacja CO_2 stanowiła poważne ograniczenie; obecnie wydaje się, że wyklucza ona istnienie ciepłego efektu cieplarnianego $\text{CO}_2/\text{H}_2\text{O}$ na wczesnym Marsie (Kasting 1991). Powody są dwa: (i) kondensacja CO_2 , powoduje powstawanie chmur CO_2 , które powinny zwiększać albedo planety poprzez odbijanie padającego promieniowania słonecznego. oraz (ii) ciepło utajone uwalniane podczas kondensacji CO_2 , powinno zmniejszać gradient temperatury w regionie łączącym atmosferę planety, zmniejszając w ten sposób wielkość efektu cieplarnianego. Pierwszy efekt jest trudny do oszacowania, częściowo dlatego, że pokrycie chmur i właściwości chmur są z natury trudne do przewidzenia, a częściowo dlatego, że wpływ chmur CO_2 na promieniowanie podczerwone wychodzące można obliczyć tylko za pomocą modelu uwzględniającego rozpraszanie w tych długościach fal. Nasz jednowymiarowy model klimatu radiacyjno-konwekcyjnego, podobnie jak większość jego ziemskich odpowiedników, pomija rozpraszanie w podczerwieni.

Drugą zmienną można łatwo określić ilościowo, zakładając, że konwekcyjny spadek temperatury przebiega zgodnie z adiabatą wilgotną CO₂ w regionie, w którym CO₂ ulega kondensacji. Rzeczywisty spadek temperatury konwekcyjnej może być mniejszy niż adiabatą wilgotną w regionach, takich jak średnie szerokości geograficzne lądowe, gdzie załamujące się fale barokliniczne uwalniają znaczne ilości energii; nie powinien on jednak znacznie przekraczać adiabatę wilgotnej. Zastosowanie wilgotnego adiabatycznego gradientu temperatury w modelu klimatu radiacyjno-konwekcyjnego daje najstromejszy możliwy gradient temperatury, a tym samym maksymalny efekt cieplarniany dla danego zestawu warunków.

Mając to na uwadze, możemy wykorzystać nasz model klimatyczny i wiedzę na temat historii Układu Słonecznego, aby zidentyfikować trzy możliwe granice zewnętrznej krawędzi strefy HZ wokół naszego Słońca. Pierwsza (i najbardziej konserwatywna) granica to odległość, w której w naszym modelu zaczynają się tworzyć chmury CO₂ przy stałej temperaturze powierzchni wynoszącej 273 K. Nazywamy to granicą „pierwszej kondensacji”. Chociaż podejrzewamy, że strefa HZ rozciąga się dalej, nie możemy zbyt mocno argumentować tego punktu, ponieważ obecnie nie jesteśmy w stanie obliczyć efektu radiacyjnego chmur CO₂. Druga granica, którą nazywamy „maksymalną granicą efektu cieplarnianego”, to maksymalna odległość, w której bezchmurna atmosfera CO₂ może utrzymać temperaturę powierzchniową 273 K. Odległość tę można przewidzieć za pomocą naszego modelu klimatycznego. Trzecia granica, która okazuje się najbardziej optymistyczna, opiera się na hipotezie, że wczesna Mars była wystarczająco ciepła, aby mogły na niej istnieć stałe zbiorniki wody w stanie ciekłym. [Wniosek ten jest kwestionowany przez niektórych; zob. dyskusja w Kasting (1991)]. Jeśli założymy, że sieci dolin mają 3,8 mld lat (Pollack *et al.* 1957) i że jasność Słońca wynosiła wówczas 75% obecnej wartości (Gough 1981), efektywna jasność Słońca, S_{eff} dla wczesnej Marsa wynosiła 327% obecnej wartości na orbicie Ziemi. Odpowiadająca temu granica zewnętrznej krawędzi dzisiejszej strefy habitatu wynosi 1 AU/ S_{eff} , czyli 1,77 AU. Jest to odległość większa niż orbita Marsa, wynosząca 1,52 AU, ponieważ ograniczenia klimatyczne zostały nałożone we wczesnej historii Układu Słonecznego. Ponieważ odległość ta przekracza maksymalną granicę efektu cieplarnianego dla atmosfery CO₂—HCO₂, utrzymanie ciepła na Marsie (lub innej planecie) w tej odległości może wymagać obecności dodatkowych gazów cieplarnianych (Kasting 1991).

Wewnętrzną granicę strefy HZ dla naszego Układu Słonecznego można oszacować na podstawie modelowania klimatu podobnego do tego przeprowadzonego przez Kastinga (1966). W modelu tym, który zostanie opisany poniżej, średnia temperatura powierzchni „Ziemi” została stopniowo podwyższona z obecnej wartości 288 K do temperatur przekraczających temperaturę krytyczną wody (647 K). W regionie konwekcyjnym założono wilgotną adiabatę HCO₂, a efektywną jasność słoneczną obliczono jako funkcję temperatury powierzchni. Zidentyfikowano dwie wartości krytyczne S_{eff} : jedną ($S_{\text{eff}} = 1,1$), przy której stratosfera staje się wilgotna, i drugą ($S_{\text{eff}} = 1,4$), przy której oceany całkowicie wyparowują. Pierwsza granica to

który ma największe znaczenie dla problemu zdolności do podtrzymywania życia. Gdy stratosfera staje się wilgotna, ograniczenie dyfuzji w górnym strumieniu wodoru zostaje przełamane (Hunten 1973, Walker 1977), a wodor wytworzony w wyniku fotolizy pary wodnej może szybko uciekać w przestrzeń kosmiczną (Kasting i Pollack 1963). Oba obliczone limity pomijają efekt radiacyjny chmur HCO₂ i dlatego są konserwatywne. Chmury HCO₂ w ciepłej, „wilgotnej atmosferze cieplarnianej” powinny zmniejszać temperaturę powierzchni, ponieważ ich wpływ na albedo planety przeważa nad ich wpływem na promieniowanie podczerwone wychodzące (Kasting 1988, rys. 8). Ramanathan i Collins (1991) sugerują, że ujemne sprzężenie zwrotne chmur jest tak silne, że niekontrolowany efekt cieplarniany jest praktycznie niemożliwy. Nie zgadzamy się z ich wnioskiem, ponieważ sugeruje on, że Venus musiała powstać jako planeta sucha, podczas gdy obecne modele powstawania Układu Słonecznego (Wetherill 1986) oraz wysoki współczynnik D_{H} w atmosferze Venus (Donahue *et al.* 1982, Donahue i Hodges 1992) sugerują, że Venus powstała jako planeta mokra. [Alternatywne wyjaśnienie wysokiego współczynnika D_{H} , oparte na uzupełnianiu wody atmosferycznej przez komety, zostało zaproponowane przez Grinspoona (1987) oraz Grinspoona i Lewisa (1988).] Model mokrego pochodzenia jest poparty niedawną korektą w górę współczynnika frakcjonowania dla ucieczki deuteru (Gülden i Yung 1992), co sprawia, że model uzupełniania przez komety jest praktycznie nie do utrzymania.

Jeśli założymy, że Venus powstała jako planeta mokra, możemy wykorzystać obserwowany obecnie brak wody na jej powierzchni do wyznaczenia trzeciego oszacowania wewnętrznej granicy strefy habitatu. Obserwacje radarowe przeprowadzone przez sondę kosmiczną Magellan oraz teleskopy naziemne wskazują, że od 1 miliarda lat na powierzchni Venus nie płynęła woda w stanie ciekłym (Solomon i Head 1991). Strumień energii słonecznej na orbicie Venus (0,72 AU) 1 miliard lat temu wynosił około 1,76 S_{eff} (Gough 1981). Odpowiada to obecnej wewnętrznej krawędzi strefy habitatu wynoszącej 0,75 AU. Ponownie odległość ta jest większa niż odległość orbitalna Venus, ponieważ ograniczenie zostało nałożone we wcześniejszym okresie historii planety. Należy zauważyć, że ograniczenie to różni się od naszego empirycznego ograniczenia dotyczącego zewnętrznej krawędzi, ponieważ Venus znajduje się ewidentnie poza strefą HZ, podczas gdy wczesna Mars najwyraźniej znajdowała się w jej obrębie.

Możemy zatem uzyskać trzy różne szacunki, dwa całkowicie teoretyczne i jeden częściowo oparty na obserwacjach, zarówno dla wewnętrznej, jak i zewnętrznej krawędzi strefy habitatu w naszym Układzie Słonecznym. W następnej sekcji opisano modele klimatyczne wykorzystane do uzyskania szacunków teoretycznych.

4. OPIS MODELU KLIMATYCZNEGO

Dwa modele klimatyczne wykorzystane w tych obliczeniach zostały szczegółowo opisane wcześniej, dlatego niniejsza prezentacja ogranicza się do najważniejszych informacji. Obliczenia dotyczące wewnętrznej krawędzi zostały przeprowadzone przy użyciu jednowymiarowego, radiacyjno-konwekcyjnego modelu klimatycznego podobnego do modelu Kastinga (1988), który sam w sobie został opracowany na podstawie prac Kastinga *et al.* (1954)

oraz Kasting i Ackerman (1986). Depozycję energii słonecznej obliczono przy użyciu procedury rozpraszania dwustrumieniowego 6; absorpcję podczerwieni obliczono przy użyciu modeli pasmowych. Obliczenia podczerwieni rozszerzono do krótkich długości fal (0,39 μm), aby umożliwić dokładne modelowanie

bardzo gorących atmosferach. Uwzględniono nieidealne zachowanie pary wodnej, aby zapewnić dokładność przy wysokich ciśnieniach powierzchniowych.

Chmury nie zostały wyraźnie uwzględnione w modelu, ale ich wpływ został sparametryzowany poprzez przyjęcie wysokiego albedo powierzchni, A , wynoszącego 0,22. Ta wartość A pozwala modelowi odtworzyć obecną średnią temperaturę powierzchni Ziemi, wynoszącą 288 K, przy obecnym nasłonecznieniu. Utrzymanie stałej wartości A podczas obliczeń jest równoznaczne z założeniem zerowego sprzężenia zwrotnego chmur, co jest najlepszym rozwiązaniem, biorąc pod uwagę naszą obecną niewiedzę na temat tego zjawiska. Model stratosfery przyjęto jako izotermiczny przy 200 K; założenie to ma znikomy wpływ na granicę niekontrolowanego efektu cieplarnianego (Kasting 1988, rys. 3), ale może mieć znaczący wpływ na granicę „utrąty wody” [patrz sekcja 5(iv)]. Współczynnik spadku temperatury w modelowej troposferze jest wilgotny adiabatyczny w pobliżu szczytu i zgodny z adiabatą suchą lub wilgotną w pobliżu powierzchni ziemi, w zależności od tego, czy temperatura powierzchni jest powyżej, czy poniżej temperatury krytycznej. Wyrażenia współczynnika spadku temperatury podano w równaniach (A4), (A5), (A11) i (A12) w Kasting (1988). Założono, że wilgotność względna troposfery wynosi jedność. Zarówno założenia dotyczące gradientu temperatury, jak i wilgotności względnej generują maksymalne ocieplenie spowodowane efektem cieplarnianym, a tym samym konserwatywne oszacowanie wewnętrznej krawędzi strefy HZ. Założono planetę podobną do Ziemi z pełnym oceanem wodnym na powierzchni ($1,4 \times 10^{21}$ litrów). Atmosfera tła składa się z 1 bara N_2 i 300 części na milion objętości (ppmv) CO_2 , bez tlenu i ozonu.

Model zewnętrznej krawędzi jest podobny do modelu zastosowanego przez Kastinga (1991) do symulacji klimatu wczesnego Marsa, z tą różnicą, że oprócz C zawiera również N_2 . Kod promieniowania jest podobny do modelu wewnętrznej krawędzi, z tą różnicą, że długość fali

Siatka dla podczerwieni została skrócona poniżej 0,54 μm . Nie uwzględniono chmur, a wartość A ustalono na 0,215, co daje obserwowaną temperaturę powierzchni dla

obecny na Marsie i zbliżony do wartości potrzebnej do symulacji Ziemi bez chmur. W większości obliczeń przyjęto planety podobne do Ziemi z atmosferą 1-bar N_2 i zmiennym ciśnieniem cząstkowym CO_2 . Nasza robocza hipoteza zakłada, że CO_2 w atmosferze gromadziłoby się w miarę ochładzania się tych planet z powodu sprzężenia zwrotnego zapewnianego przez cykl węglanowo-krzemianowy. Aby zapewnić dokładność przy wysokich ciśnieniach powierzchniowych, uwzględniono nieidealne zachowanie CO_2 . Obliczenia przeprowadzono dla średniej globalnej temperatury powierzchni wynoszącej 273 K, stosując procedurę modelowania oznaczoną jako „metoda 2” przez Kastinga (1991). W tej metodzie, podobnej do zastosowanej w obliczeniach dotyczących wewnętrznej krawędzi, określamy temperaturę powierzchni, a następnie obliczamy strumień słoneczny wymagany do utrzymania

. Założono izotermiczną stratosferę; jej temperaturę obliczono za pomocą procedury iteracyjnej przy użyciu wzoru

$$1 - A = \left(\frac{T_{\text{strat}}}{T_{\text{surf}}} \right)^{4/3} \quad (4)$$

$$T_{\text{strat}} = 167 \text{ K} + \frac{0,316}{T_{\text{surf}}}$$

Tutaj A jest albedo planety, a S_0 efektywnym strumieniem słonecznym (w jednostkach bezwymiarowych) obliczonym przez model. Wzór ten z powodzeniem odtwarza temperaturę pułapki zimna, w której CO_2 po raz pierwszy ulega kondensacji w hipotetycznej, gęstej atmosferze marsjańskiej (Kasting 1991, rys. 2). Maksymalna granica efektu cieplarnianego na zewnętrznej krawędzi HZ jest stosunkowo niewrażliwa na T_{strat} , co pokazano poniżej; jednakże pierwsza granica kondensacji jest, co nie jest zaskakujące, dość zależna od tego parametru.

Współczynnik zaniku połączeń w części troposfery niezasyczonej COC jest podany w równaniu (A18) w Kasting (1991); jednakże wyrażenia C , $(bVIbT)$ z i $(6VI6P)$ zostały zmodyfikowane w celu uwzględnienia kombinacji (ideal) N_2 i nieidealnego CO_2 . Ciepła właściwa dla CO_2 zostały również zmodyfikowane przy użyciu danych Woolleya (1954), cytowanych w Vukalovich i Altunin (1968), w celu uzyskania wartości przy ciśnieniu zerowym. [Wartości Woolleya dla $Ct(CO_2)$ są o 5 do 10% niższe niż te podane w równaniu (A3) Kastinga (1991)]. Powoduje to niewielki wzrost przewidywanych spadków temperatury, ale nie wystarczający, aby rozwiązać problem klimatu wczesnej Marsa. Równanie (A 18) przedstawia wilgotną adiabatę, wzdłuż której skrapla się H_2O . Podobnie jak w modelu wewnętrznej krawędzi, założono, że para wodna jest w pełni nasycona w troposferze. Ma to niewielki wpływ na wyniki dotyczące zewnętrznej krawędzi, ponieważ większość efektu cieplarnianego w badanych zimnych, gęstych atmosferach wynika z absorpcji przez CO_2 . Nachylenie temperatury w regionie nasyconym CO_2 obliczono na podstawie wyrażenia

$$\frac{dW/P}{d \ln T} = \frac{d \ln P_s}{d \ln T} \left(\frac{1}{1 + agm/pm^o} \right) \frac{d \ln n_s}{d \ln T} \quad (5)$$

W tym przypadku P i T oznaczają odpowiednio ciśnienie atmosferyczne i temperaturę; P_s oznacza ciśnienie pary nasyconej CO_2 i

$(= 28)$, a m_s ($= 44$) to masy cząsteczkowe N_2 i CO_2 ; a , $(= p/P)$ to gęstość masowa COC podzielona przez gęstość N_2 ; a Q ($= R/T$) to odwrotność współczynnika ściśliwości dla CO_2 . f jest to uniwersalna stała gazowa. Wyrażenie to zostało wprowadzone z równania (AS) w Kasting (1988) poprzez manipulowanie terminami. Jego zaletą jest to, że pozwala ono obliczyć pierwszy człon po prawej stronie bezpośrednio z równań ciśnienia nasycenia pary dla CO_2 [równania (A5) i (A6) w Kasting 1991]. Drugi człon po prawej stronie oblicza się z równania (A4) i Kasting (1988), wykorzystując dane termodynamiczne CO_2 z Vukalovich i Altunin (1968). Równanie (5) przedstawia

wilgotna adiabatyka, wzdłuż której skrapla się CO. W rzeczywistości w tym obszarze powinno również skraplać się H₂O, jednak jest ono znacznie mniej obfite niż CO, więc jego wpływ na gradient temperatury można bezpiecznie pominąć.

5. STREFA ZDATNA DO ŻYCIA WOKÓŁ GWIAZD TYPU SŁONECZNEGO

W tym miejscu oszacujemy szerokość strefy HZ i CHZ wokół gwiazd podobnych do naszego Słońca. W pierwszym podrozdziale opisano wyniki modelowania klimatu, w kolejnych trzech podrozdziałach omówiono różne niepewności, a w ostatnim podrozdziale uwzględniono ewolucję czasową.

(i) Standardowy model Ziemi

Wewnętrzna krawędź. Pierwsza seria obliczeń przeprowadzonych przy użyciu modelu miała na celu oszacowanie położenia wewnętrznej i zewnętrznej krawędzi strefy habitatu (HZ) dla naszego standardowego modelu Ziemi. Obliczenia dotyczące wewnętrznej krawędzi przedstawiono na rys. 1–3. Obliczenia te są identyczne z obliczeniami Kastinga (1988), z wyjątkiem wykluczenia atmosferycznego O₂. Obliczenia przeprowadzono w następujący sposób: Temperatura powierzchni T dla modelu „Ziemia” została podwyższona stopniowo z 220 do 2000 K. Jednocześnie model radiacyjny został wykorzystany do obliczenia strumienia promieniowania słonecznego netto U_S oraz strumienia promieniowania podczerwonego netto F_{IR} na górnej granicy atmosfery (rys. 1a). Obliczenia strumienia słonecznego zakładają, że strumień padający na górną granicę atmosfery jest równy obecnej stałej słonecznej na orbicie Ziemi, $S_0 = 1360 \text{ W m}^{-2}$. Następnie uzyskano albedo planetarne (rys. 1b) z wyrażenia

$$A_p = 1 - \frac{4N}{S_0} S \quad (6)$$

Efektywny strumień słoneczny (rys. 1c) został obliczony na podstawie

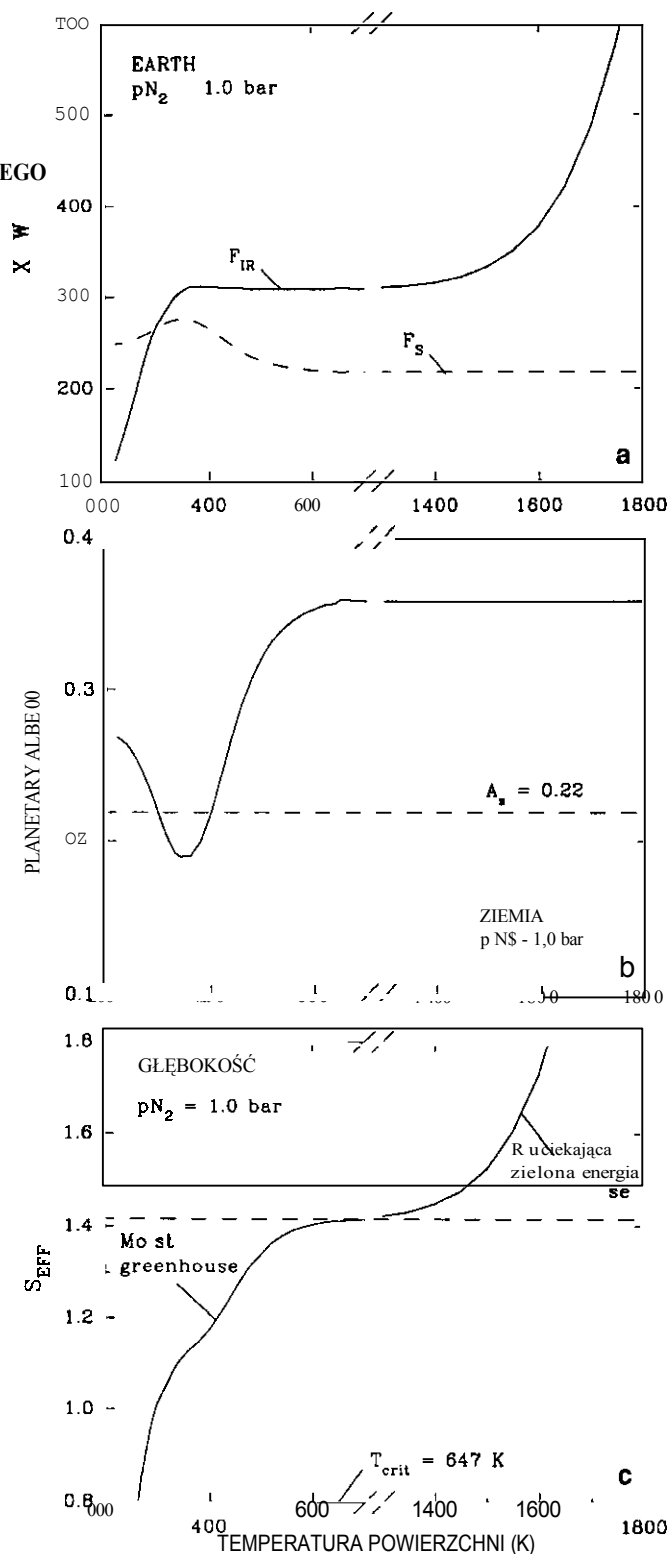
$$S_{\text{eff}} = \frac{F_{IR}}{F_S} \quad (7)$$

Przypomnijmy, że $S_z (= S/S_0)$ to znormalizowany strumień słoneczny wymagany do utrzymania określonej temperatury powierzchni. Równanie

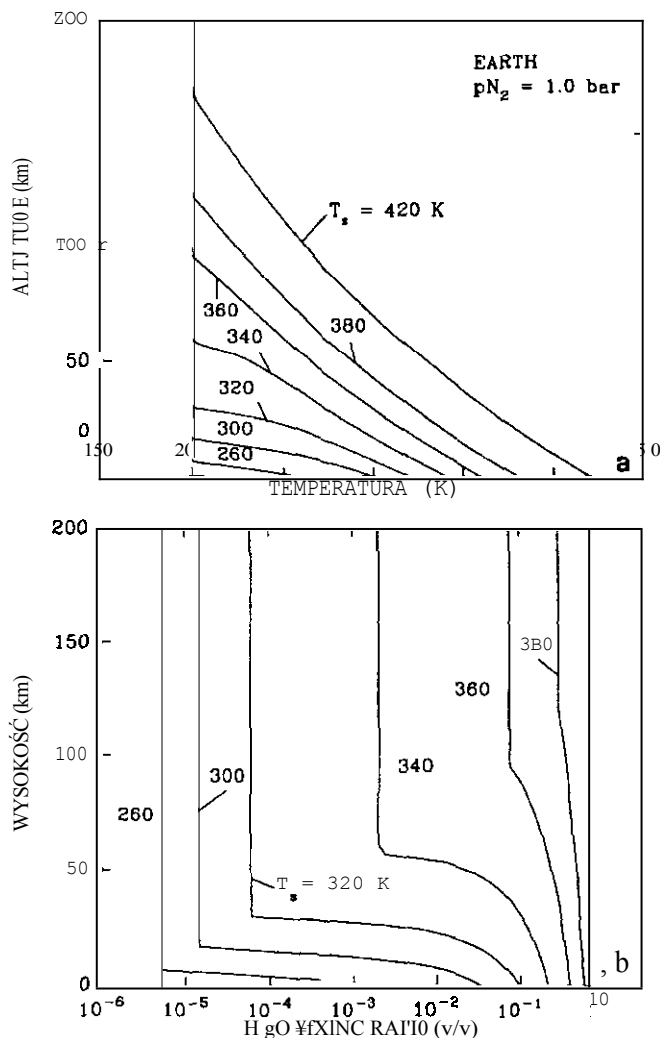
(7) wyraża po prostu wymóg równowagi energetycznej planety: promieniowanie słoneczne netto przychodzące musi być równe promieniowaniu podczerwonemu netto wychodzącemu.

Fizycznie wyniki przedstawione na wykresach można wyjaśnić w następujący sposób: F_{IR} wzrasta wraz z temperaturą powierzchni do $T = 360 \text{ K}$, a następnie ustabilizowuje się przy wyższych temperaturach, ponieważ atmosfera staje się optycznie gęsta dla wszystkich długości fal podczerwieni. Dalszy wzrost F_{IR} następuje

tylko przy $T > 1400 \text{ K}$, w którym to momencie powierzchnia zaczyna promieniować w zakresie widzialnym. Z drugiej strony F początkowo wzrasta z powodu zwiększonego pochłaniania promieniowania słonecznego przez parę wodną, a następnie spada do stałej wartości przy wysokiej temperaturze.



Rys. 1. Zależność różnych wielkości od temperatury powierzchni dla standardowego modelu wewnętrznej krawędzi: (a) strumień promieniowania podczerwonego wychodzącego (F_{IR}) i strumień promieniowania słonecznego netto (F_S), (b) albedo planetarne oraz (c) efektywny strumień promieniowania słonecznego. Należy zwrócić uwagę na przerwę między 700 a 1300 K. Krzywa przerywana w (b) pokazuje zakładane albedo powierzchni.



RYŚ. 2. Profile pionowe temperatury (a) i współczynnika mieszania pary wodnej (b) dla wybranych temperatur powierzchniowych w standardowym modelu wewnętrznej krawędzi.

temperatur powierzchniowych z powodu zwiększonego rozpraszania Rayleigha. (Ciśnienie powierzchniowe wzrasta podczas tego procesu z 1 bara przy niskiej temperaturze T do 270 barów przy wysokiej temperaturze T .) Albedo planetarne zachowuje się oczywiście odwrotnie niż F_5 . W wyniku połączonego działania F_2 i F_3 , wzrasta monotonicznie do punktu krytycznego przy 647 K, a następnie pozostaje prawie stałe aż do ekstremalnie wysokich temperatur powierzchniowych. Prowadzi to do dobrze zdefiniowanej granicy efektu cieplarnianego $S_c = 1.41$. Odpowiadająca jej odległość orbitalna, d ($= 1 \text{ AU}/S_c^{1/2}$), wynosi 0,84 AU.

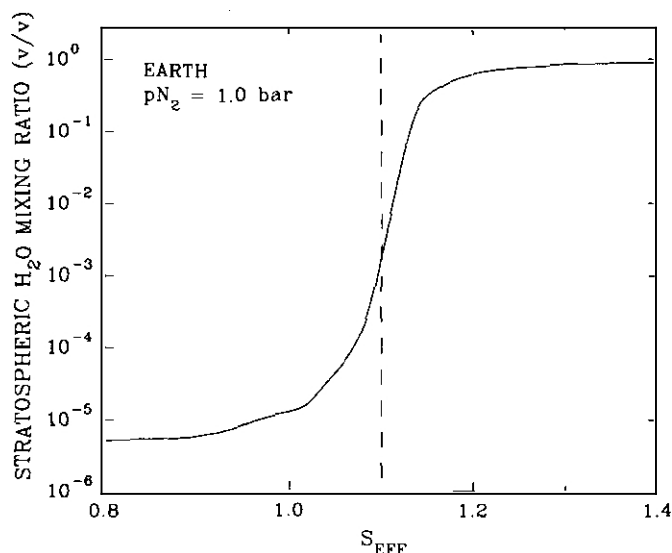
Limit utraty wody występuje przy znacznie niższej wartości S_q , ponieważ pionowy rozkład pary wodnej zmienia się dramatycznie wraz ze wzrostem temperatury powierzchni. Rysunek 2 przedstawia temperaturę i parę wodną

profile dla wybranych wartości T . Tropopauza, zdefiniowana tutaj jako górna granica warstwy łączącej, przesuwana się w górę z 10 do 170 km wraz ze wzrostem T z 280 do 420 K (rys. 2a). Jednocześnie stosunek mieszania pary wodnej w stratosferze wzrasta z 10^{-5} do wartości bliskiej jedności (rys. 2b). Szybkie przejście od niskiego stężenia H_2O w stratosferze do wysokiego stężenia H_2O w stratosferze następuje w pobliżu $T_c = 310 \text{ K}$. Powodem tego jest fakt, że para wodna w tym punkcie stanowi 20% dolnej atmosfery. Jak wykazał Ingersoll (1969), „zatrzymanie zimna” przez parę wodną w tropopauzie staje się nieskuteczne, gdy stosunek mieszania pary wodnej na powierzchni przekracza tę wartość krytyczną.

Wyniki przedstawione na rys. 1 i 2 można połączyć, aby uzyskać współczynnik mieszania stratosferycznej pary wodnej, $2/(\text{HCO})$ jako funkcję S (rys. 3). Wartość tę można wykorzystano do oszacowania granicy utraty wody. Szybkość ucieczki atomów wodoru ograniczoną dyfuzją można zapisać jako (Hutten 1973, Walker 1977)

$$\Phi_{\text{esc}}(\text{H}) \approx 2 \times 10^{13} f_t(\text{H}) \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}, \quad (8)$$

gdzie $(\text{H}) (= 2/(\text{H}_2\text{O}))$ w tym przypadku jest całkowitym współczynnikiem mieszania wodoru w stratosferze. Współczynnik liczbowy w tym równaniu zależy od składu atmosfery i wysokości skali w homopauzie (100 km wysokości), ale powinien dawać wyniki poprawne z dokładnością do współczynnika 2 lub 3 dla większości planet podobnych do Ziemi. Ponieważ w oceanach Ziemi znajduje się około 2×10^{22} atomów wodoru cm^{-2} , oceanach Ziemi, skala czasowa utraty wody zbliża się do wieku Ziemi dla $2/(\text{HCO}) = 3 \times 10^{-3}$. Zatem granica utraty wody występuje przy $S_c = 1.41$ (0,95 AU). Jak wspomniano wcześniej, zarówno ta wartość, jak i wartość podana dla przebiegu



RYŚ. 3. Zmiana współczynnika mieszania H_2O w stratosferze wraz ze skutecznym strumieniem słonecznym w standardowym modelu wewnętrznej krawędzi.

Granice efektu cieplarnianego są konserwatywne, ponieważ pomijają one możliwe ujemne sprzężenie zwrotne chmur. Rzeczywista wewnętrzna krawędź strefy HZ wokół naszego Słońca prawdopodobnie znajduje się przy znacznie wyższej wartości S .

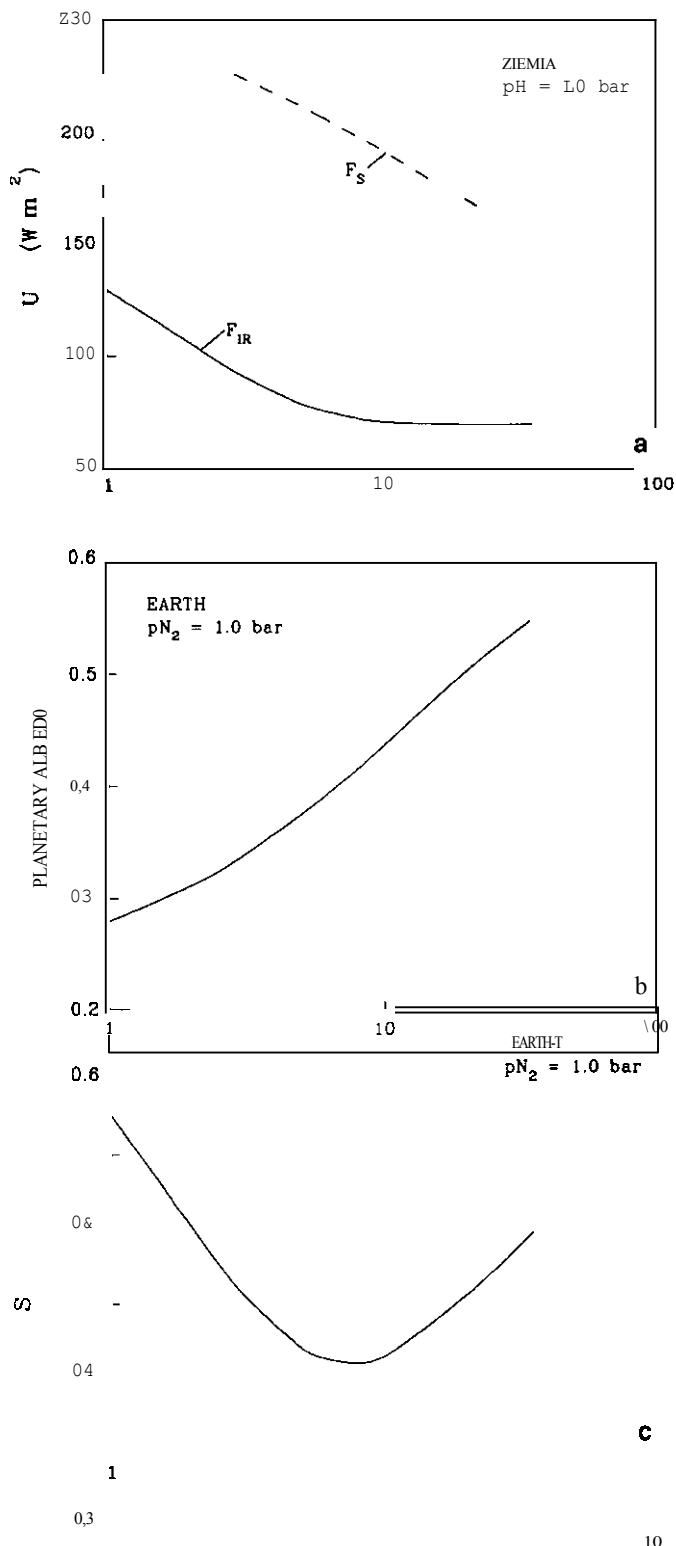
Zewnętrzna krawędź. Obliczenia modelowe dla zewnętrznej krawędzi HZ przedstawiono na rys. 4–7. W obliczeniach tych temperatura powierzchni „Ziemi” została ustalona na 273 K, a ciśnienie parcyjnalne CO w atmosferze zmieniano w zakresie od 1 do 34,7 bara (ciśnienie nasycenia pary CO w tej temperaturze). Strumienie promieniowania padającego i wychodzącego obliczono w taki sam sposób, jak powyżej. Strumień promieniowania podczerwonego wychodzącego zmniejsza się początkowo wraz ze wzrostem $p\text{CO}_2$ do

10 barów, a następnie osiąga niemal stałą wartość przy wyższych ciśnieniach powierzchniowych (rys. 4a). Początkowy spadek jest miarą efektu cieplarnianego CO; granica asymptotyczna jest osiągana, gdy atmosfera staje się nieprzezroczysta dla wszystkich długości fal podczerwieni. Absorbowany strumień słoneczny maleje wraz ze wzrostem SCO, w wyniku zwiększonego rozpraszania Rayleigha. Odpowiednio, albedo planety staje się bardzo wysokie przy wysokich ciśnieniach parcyjnalnych CO (rys. 4b). Efekty słoneczne i podczerwone działają w przeciwnych kierunkach, powodując, że S osiąga minimalną wartość 0,36 w pobliżu SCO = 8 barów (rys. 4c). Wartość ta, odpowiadająca $d = 1,67$ AU, określa maksymalną granicę efektu cieplarnianego na zewnętrznej krawędzi HZ. Jest to w pewnym sensie optymistyczna granica zewnętrzna, ponieważ pomija efekt radiacyjny chmur CO, które są obecne w całym obliczeniu (patrz poniżej). Z drugiej strony, wyprowadzona granica dla S jest pesymistyczna w tym sensie, że jest wyższa niż efektywny strumień słoneczny dla wczesnej Marsa ($S = 0,32$). Jak wspomniano wcześniej, jednym z wyjaśnień tej pozornej rozbieżności jest to, że wczesna Mars mogła mieć inne gazy cieplarniane w jego atmosferę oprócz CO i HCO. To samo może dotyczyć planet wokół innych gwiazd; należy o tym pamiętać, rozważając implikacje tych wyników.

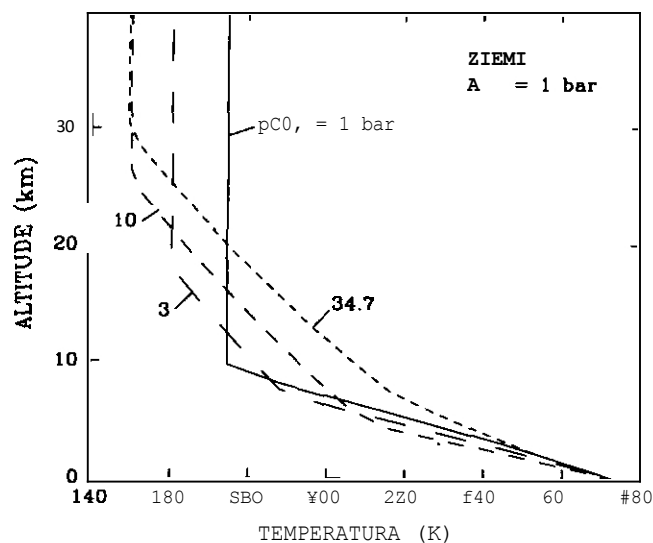
Dodatkowe informacje fizyczne na temat zachowania modelu komputerowego można uzyskać, analizując profile temperatury w pionie obliczone w tej sekwencji (rys. 5). Przy $p\text{CO}_2 = 1$ bar nie dochodzi do kondensacji CO: profil temperatury przechodzi bezpośrednio od stosunkowo stromego, wilgotnego adiabat HCO w troposferze do izotermicznej stratosfery. Przy wyższych ciśnieniach cząstkowych CO w górnej troposferze pojawia się obszar kondensacji CO, gdzie konwekcyjny gradient temperatury zmniejsza się do znacznie niższej wartości wilgotnego adiabat CO. Przy SCO = 34,7 barów wilgotna adiabat CO, rozciąga się aż do powierzchni. Nieciągłość nachylenia w pobliżu 216 K (8 km) jest spowodowana zmianą kondensatu z lodu CO₂ na ciecz CO₂.

Bardzo głębokie obszary kondensacji występujące przy wysokim stężeniu CO, ciśnienia cząstkowe byłyby prawdopodobnie wypełnione CO₂ dnami.

Bardziej konserwatywne oszacowanie dla zewnętrznej krawędzi

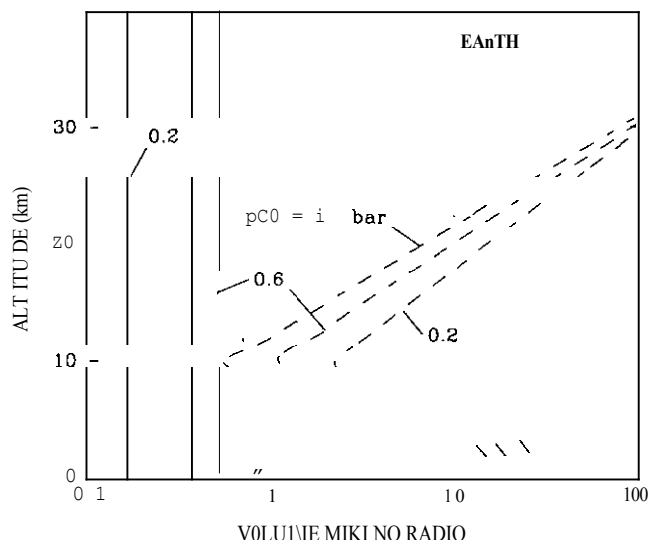


Rys. 4. Zależność różnych wielkości od ciśnienia parcyjnalnego CO₂ dla standardowego modelu zewnętrznej krawędzi: (a) wychodzący strumień podczerwieni i strumień słoneczny netto, (b) albedo planetarne oraz (c) efektywny strumień słoneczny. Temperatura powierzchni jest ustalona na 0°C. Krzywe kończą się przy $p\text{CO}_2 = 34,7$ barów, czyli ciśnieniu nasycenia pary wodnej w tej temperaturze.

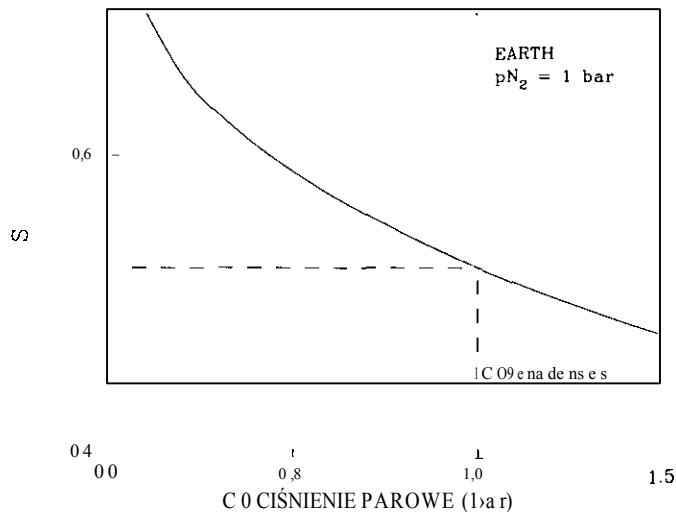


RYS. 5. Pionowe profile temperatury dla wybranych ciśnień cząstkowych CO₂ w standardowym modelu krawędzi zewnętrznej.

HZ uzyskuje się poprzez wyszukanie minimalnego ciśnienia cząstkowego CO₂, przy którym CO₂ ulega kondensacji. Rysunek 6 ilustruje sposób wyznaczenia tej granicy. Krzywe ciągłe przedstawiają stosunek objętościowy CO₂ dla różnych ciśnień cząstkowych CO₂. Krzywe przerywane przedstawiają stosunek P_{CO_2}/P_{atm} , czyli ciśnienie nasycenia pary CO₂ podzielone przez ciśnienie otoczenia. Oba zestawy krzywych zbiegają się na wysokości 10 km dla pCO₂ nieco powyżej 1 bara; oznacza to



RYS. 6. Wykres ilustrujący początek kondensacji CO₂ w standardowym modelu zewnętrznej krawędzi. Krzywe ciągłe przedstawiają stosunek objętościowy CO₂; krzywe przerywane przedstawiają ciśnienie pary nasyconej CO₂, podzielone przez ciśnienie atmosferyczne otoczenia.



RYS. 7. Zmiana efektywnego strumienia słonecznego wraz z pCO₂ dla sekwencji obliczeń przedstawionych na rys. 6. Linie przerywane pokazują miejsce pierwszego skraplania CO₂.

punkt pierwszej kondensacji CO₂. Ponieważ efektywny strumień słoneczny jest określany w ramach obliczeń, odpowiednia wartość S_{eff} znaleziona w tym samym czasie (rys. 7). Procedura ta daje granicę pierwszej kondensacji wynoszącą $S_{eff} = 0.53$ ($d = 1.37$ AU). Wartość ta jest prawdopodobnie zbyt pesymistyczna

ponieważ chmury CO₂ powstałe w takiej atmosferze byłyby prawdopodobnie bardzo rzadkie i miałyby jedynie marginalny wpływ na bilans promieniowania planetarnego. Naszym najlepszym przypuszczeniem opartym wyłącznie na tym modelu teoretycznym jest to, że rzeczywista zewnętrzna granica strefy habitatu znajduje się gdzieś pomiędzy tą granicą a maksymalną granicą efektu cieplarnianego.

(ii) Komputeryzacja – niejasności

Kluczowym założeniem przyjętym w tych obliczeniach jest to, że stratosferę można przybliżyć jako izotermiczną. Można i należy zadać pytanie, jak duży wpływ ma to na wyniki. W przypadku niekontrolowanego efektu cieplarnianego i maksymalnych limitów efektu cieplarnianego odpowiedź brzmi: „niewielki”. W pierwszym przypadku stratosfera jest tak rzadka, że praktycznie przepuszcza promieniowanie podczerwone; w drugim przypadku jest tak zimna, że emituje niewiele energii podczerwonej. Aby znacząco zmienić J_{IR} w atmosferze z efektem cieplarnianym typu runaway, wymagany jest wzrost T_{strat} o 50 K (Kasting 1988, rys. 3), natomiast w atmosferze z efektem cieplarnianym typu maksymalnego wymagany jest wzrost o 30 K. Przyjęte tutaj temperatury stratosferyczne są prawdopodobnie dokładne do

w tym zakresie, więc te dwa limity zdolności do życia są w tym sensie stabilne. Pozostałe dwa limity są znacznie bardziej wrażliwe na temperaturę stratosfery. Wysokie wartości

T_{strat} , zmniejszając skuteczność pułapki zimna tropopauzy, umożliwiając dotarcie większej ilości pary wodnej do stratosfery. Wzrost T_{strat} o 40 K spowodowałby przesunięcie granicy utraty wody

od 0,95 AU do 1,0 AU. Podobnie, początek kondensacji CO w pobliżu zewnętrznej krawędzi strefy habitatu zależy w dużym stopniu od temperatury stratosferycznej. Spadek temperatury T o 20 K spowodowałby przesunięcie pierwszej granicy kondensacji z

1,37 AU do 1,27 AU; wzrost o 20 K przesunąłby granicę kondensacji do 1,47 AU. Wnioskujemy, że te dwie ostatnie granice zdolności do podtrzymywania życia są dość płynne. Nasze prognozy można by poprawić, stosując model klimatyczny umożliwiający obliczenie dokładnego profilu temperatury stratosferycznej i uwzględniający zmiany temperatury w zależności od szerokości geograficznej.

Najpoważniejszym problemem naszego modelu klimatycznego jest

Jednak wyraźnie widoczne jest podejście do chmur (lub jego brak). Problem ten został już w pewnym stopniu omówiony w sekcji 3. Należy wziąć pod uwagę dwa różne rodzaje chmur: chmury HCO, które są prawdopodobnie najważniejsze w pobliżu wewnętrznej krawędzi strefy habitatu, oraz chmury CO, które mają znaczenie tylko w pobliżu zewnętrznej krawędzi strefy habitatu. Nasz model aproksymuje efekt radiacyjny chmur HCO poprzez umieszczenie warstwy chmur na powierzchni i utrzymanie niezmiennego albedo powierzchni. Założenie to może poważnie zaniżać wpływ chmur na albedo planety przy jego* temperaturach powierzchniowych, gdy troposfera rozciąga się na wiele wysokości skalowych nad ziemią. Możemy jednak tolerować tę niepewność, ponieważ oznacza to, że nasze szacunki dotyczące wewnętrznej krawędzi strefy habitatu są konserwatywne: planety są prawdopodobnie bardziej odporne na utratę wody, niż sugeruje nasz model klimatyczny. Chmury CO w pobliżu zewnętrznej krawędzi stanowią bardziej kłopotliwy problem. Staraliśmy się zachować ostrożność, szacując odległość, w której chmury te powstałyby po raz pierwszy, i wykorzystując ją jako jedną z naszych zewnętrznych granic. Jednak nasz model klimatyczny nie radzi sobie zbyt dobrze z przewidywaniem tej odległości, ponieważ temperatura stratosferyczna nie jest dokładnie obliczana. Ponadto nasz model jest tylko jednowymiarowy i można sobie wyobrazić, że kondensacja CO w regionach polarnych planety zacznie destabilizować klimat znacznie wcześniej, niż przewiduje nasz model (Caldeira i Kasting 1992).

(iii) Planety niepodobne do Ziemi

Te same obliczenia można wykonać dla planet, które różnią się od Ziemi pod różnymi względami, na przykład rozmiarem. Aby zbadać ten efekt, obliczenia z sekcji 5(i) powtórzone dla planet o grawitacji powierzchniowej wynoszącej 3,73 i 25 m/s^2 w porównaniu z 9,8 m/s^2 dla Ziemi. Niższa wartość to grawitacja powierzchniowa Marsa, który ma około jednej dziesiątej masy Ziemi; wyższa wartość odpowiada planecie około 10 razy większej od Ziemi. Założono, że obie planety mają $yN_2 = 1$ bar. (Założenie to może być fizycznie nierealne, ponieważ zakłada proporcjonalnie większą ilość azotu na mniejszej planecie niż na większej). Wpływ na cztery teoretyczne planety nadające się do zamieszkania

TABELA 1
Krytyczne odległości orbitalne od Słońca dla różnych parametrów planetarnych

Case	Wewnętrzna krawędź		Na krawędzi icer	
	Rpnzway grmnhouse	Waier strata	I" CO kondensacja	Maksymalna erVc nhousV
Standard model	0,84	0,95	0,37	1,67
Mars-sized planet	0,88	0,98	0,49	1,67
Duży samolot i"	0,81	0,91	1,29	1,64
$p_1 = 0,1$ bar	0,84	0,96	1,36	1,67
$pN_2 = 10$ bars	0,84	0,88	1,39	0,69
$pCO = 3 \times 10^{-1}$ bar	0,84	0,94		
$pCO_2 = 3 \times 10^{-1}$ bar	0,84	0,97		
$pCO_2 = 3 \times 10^{-1}$ bar	0,84	0,99		
$pCO_2 = 0,3$ bar	0,84	1,00		
$pCO_2 = 3$ bar	0,84	0,95		
$pCO_2 = 30$ be	0,84	0		

* Grawitacja powierzchniowa = 3,73 m/s^2 .

** Grawitacja powierzchniowa = 25,0 m/s^2 .

Ograniczenia zdolności przedstawiono w tabeli I. Wszystkie wartości, z wyjątkiem maksymalnego limitu efektu cieplarnianego, ulegają znacznym zmianom. Pod względem odległości orbitalnej granice zdolności do podtrzymywania życia *przesuwają się* na zewnątrz w przypadku planety wielkości Marsa i do wewnątrz w przypadku dużej planety. Powodem tego jest fakt, że atmosfera planety wielkości Marsa ma większą głębokość kolumny, co zwiększa zarówno albedo planety, jak i efekt cieplarniany. W pobliżu wewnętrznej krawędzi strefy habitatu oraz przy niskich wartościach pCO_2 w pobliżu zewnętrznej krawędzi dominuje zwiększony efekt cieplarniany; przy wysokich poziomach pCO_2 w pobliżu zewnętrznej krawędzi dominuje zwiększone albedo. Maksymalna granica efektu cieplarnianego zmienia się bardzo nieznacznie, ponieważ stanowi kompromis między dwoma konkurującymi efektami. Ponieważ wewnętrzna krawędź przesuwa się do wewnątrz, podczas gdy co najmniej jedna szacunkowa wartość zewnętrznej krawędzi pozostaje stała, wnioskujemy, że dla danego ciśnienia powierzchniowego duże planety mogą mieć nieco szersze strefy HZ niż małe.

Zalety dużych planet pod względem warunków do życia nie ograniczone do wyżej wymienionych czynników. Duże planety są w stanie lepiej utrzymać swoją atmosferę w czasie, ponieważ ich silniejsze przyciąganie grawitacyjne utrudnia cząsteczkom ucieczkę w przestrzeń kosmiczną. Na Ziemi jedynymi atomami, które uciekają w znacznych ilościach, są H i He. Natomiast Mars traci również C, N i O w ilościach wystarczających do wyczerpania ich zasobów atmosferycznych w skali czasu geologicznego (McElroy 1972). Zatem, aby zachować swoją atmosferę przez długi czas, planeta prawdopodobnie musi być kilkakrotnie masywniejsza niż Mars. Duże planety mają również wyższe wewnętrzne przepływy ciepła i dlatego powinny

być w stanie utrzymać aktywność tektoniczną na swojej powierzchni przez dłuższy czas. Pewnego rodzaju aktywność tektoniczna jest niezbędna do ponownego przetworzenia skał węglanowych i powrotu CO do atmosfery. Ziemia była w stanie to robić przez cały okres swojego istnienia, podczas gdy Mars jest geologicznie martwy od około dwóch miliardów lat. Ponownie wynika z tego, że planeta musi być kilkakrotnie większa od Marsa, aby pozostać nadającą się do zamieszkania przez długi czas.

Kolejnym czynnikiem, który może się różnić w zależności od planety, jest zawartość azotu w atmosferze. Zmiany pN_2 wpływają na ograniczenia dotyczące zdolności do podtrzymywania życia poprzez zmianę albedo planety i wpływ na efekt cieplarniany poprzez poszerzenie linii absorpcyjnych H_2O i CO_2 pod wpływem ciśnienia. Tabela I pokazuje wpływ wzrostu lub spadku yN ,

o współczynnik 10 dla planety wielkości Ziemi. Granice efektu cieplarnianego typu runaway i maksymalnego efektu cieplarnianego pozostają praktycznie niezmienione. Obie te granice są osiągane w gęstych atmosferach, w których obecność azotu nie ma tak dużego znaczenia. W mniej gęstych atmosferach zmiany yN mają większy wpływ. Na przykład w obliczeniach dotyczących zewnętrznej krawędzi przy $pCO_2 = 1$ bar, zwiększenie pN z 1 do 10 barów

zmniejsza E_s o 35%, zwiększa A_o o 50% i zmniejsza ciśnienie parcjale CO_2 , przy którym zaczynają tworzyć się chmury CO_2 , o współczynnik 2,5. Co zaskakujące, pierwsza granica kondensacji zmienia się bardzo nieznacznie. Zmienność tej granicy względem pN_2 wydaje się być przypadkowa. Obfitość azotu ma jednak znaczący wpływ na granicę utraty wody dla wewnętrznej krawędzi HZ. Ponieważ para wodna w stratosferze staje się obfita tylko wtedy, gdy stosunek mieszania HCO na poziomie gruntu przekracza 20W, zwiększenie pN stabilizuje parę wodną w atmosferze poprzez rozcieńczenie. Planeta bez N i niskim pCO_2 byłaby niezwykle podatna na utratę wody. Na szczęście destabilizujący wpływ zmniejszającego się pN nie jest widoczny aż do osiągnięcia ekstremalnie niskich wartości pN ($<0,1$ bara). Wnioskujemy, że planety o wysokim ciśnieniu parcjale N powinny mieć szersze strefy zamieszkalne niż planety o niskim pN .

Wreszcie, na wewnętrznej krawędzi strefy HZ mogą mieć wpływ zmianami w zawartości CO w atmosferze (zmiany te zostały już uwzględnione w naszych szacunkach dotyczących zewnętrznej krawędzi). Na przykład niektóre planety mogą mieć większą całkowitą zawartość CO lub mniejszą powierzchnię lądową dostępną dla wietrzenia. Planety niezamieszkane mogą mieć wyższe pCO_2 , ponieważ tempo wietrzenia krzemianów może być zmniejszone przez brak bioty lądowej (Lovelock i Whitfield 1982, Schwartzman i Volk 1979). Zmiany w SCO miałyby niewielki wpływ na granicę niekontrolowanego efektu cieplarnianego, ponieważ granica ta jest osiągana w masywnej atmosferze zdominowanej przez H_2O .

Ma to jednak wpływ na granicę utraty wody; wzrost pCO_2 sprzyja utracie wody poprzez podwyższenie temperatury powierzchni i zwiększenie współczynnika mieszania H_2O na powierzchni. Tabela I pokazuje, że maksymalna destabilizacja występuje przy

$f_{tt} pCO_2 = 0,3$ bara, czyli 1000 razy więcej niż obecny poziom CO_2 na Ziemi. Ziemia jest marginalnie niestabilna pod względem utraty wody.

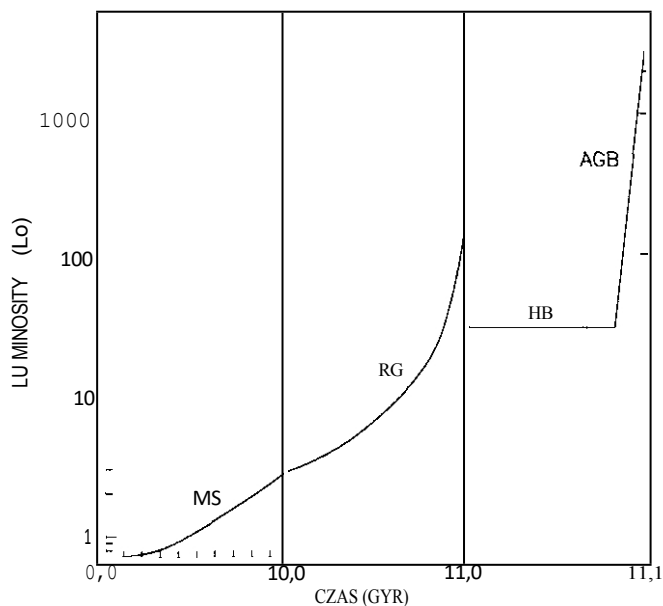
przy tym ciśnieniu parcjale CO_2 . (Obliczona odległość krytyczna wynosi 1,00 AU). Przy wyższych wartościach pCO_2 wzrost ciśnienia powierzchniowego przewyższa wzrost ciśnienia nasycenia pary wodnej, więc atmosfera staje się bardziej stabilna pod względem utraty wody*. Ten nieco sprzeczny z intuicją wynik został wcześniej wykazany przez

Kasting i Ackerman (1986). Wnioskujemy, że planety o minimalnym ciśnieniu parcjale CO_2 wynoszącym kilka dziesiątych bara mają węższe strefy zamieszkalne niż planety takie jak Ziemia, gdzie pCO_2 może zostać obniżone do znacznie niższych wartości dzięki cyklowi węglanowo-krzemianowemu.

(in) Wpływ biologiczny na planetarne warunki życia

To, czy planeta jest zamieszkała, może mieć wpływ nie tylko na stężenie CO_2 w atmosferze. Lovelock (1991) twierdził, że gdyby nie działalność bioty, Ziemia straciłaby zarówno azot atmosferyczny, jak i wodę. Azot zostałby przekształcony w azotany w oceanach, a woda zostałaby utracona w wyniku odgazowania gazów zredukowanych, a następnie ucieczki wodoru w przestrzeń kosmiczną. (Gazy zredukowane zostałyby prawdopodobnie wytworzone w wyniku redukcji wody w płaszczu ziemskim). Chociaż każdy z tych argumentów ma pewne podstawy, żaden z nich nie wyklucza możliwości, że planeta pozbawiona życia mogłaby pozostać nadająca się do zamieszkania. Obecne tempo wytwarzania NO przez wyładowania atmosferyczne, wynoszące 2,6 Mt (N) rocznie (Borucki i Cha-meides 1984), wystarcza do usunięcia całego azotu atmosferycznego w ciągu około 1,6 Gyr. Tempo wytwarzania NO w atmosferze pozbawionej tlenu byłoby mniejsze niż połowa tej wartości (Kasting 1990). Obecnie azot jest zawracany do atmosfery przez bakterie denitryfikacyjne w oceanach i osadach. W przypadku braku bakterii najbardziej prawdopodobnym mechanizmem powrotu byłaby reflukcja azotanów podczas cyrkulacji przez systemy hydrotermalne grzbietów śródmorskich (Lovelock 1991). Biorąc pod uwagę, że w atmosferze znajduje się $1,4 \times 10^{21}$ moli N_2 , a cały ocean ($1,4 \times 10^{21}$ litrów) krąży przez systemy grzbietów śródmorskich co 10 mln lat (Volery i Sleep 1976, Walker 1985), można oszacować, że mniej niż 0,6 Vr azotu ziemskiego pozostawałoby w oceanach w stanie równowagi abiotycznej. Tak więc N_2 nadal byłby głównym składnikiem atmosfery na martwej Ziemi.

Argument Lovelocka, że abiotyczna Ziemia utraciłaby swoją wodę, opiera się na założeniu, że ucieczka wodoru byłaby znacznie szybsza, gdyby w atmosferze brakowało wolnego tlenu, a w głębokich osadach oceanicznych nie występowały bakterie metabolizujące siarkę. (Bakterie metabolizujące siarkę mogą ograniczać utratę wodoru poprzez łączenie H_2 z siarką w celu utworzenia H_2S .) Z pewnością prawdą jest, że atmosfera o niskiej zawartości tlenu charakteryzowałaby się wyższym tempem ucieczki wodoru. Obliczenia modelu fotochemicznego wskazują, że większość helu uwalnianego z wulkanów powinna uciekać w takich okolicznościach,



RYS. 8. Ewolucja jasności gwiazdy o masie 1 Mt i składzie słonecznym, zgodnie z modelami Iben cytowanymi w teście. Należy zwrócić uwagę na zmiany skali czasowej przy 10 i 11 Gyr. Nieciągłość przy 11 Gyr wynika z fazy helu. Fazy to: MS – główna sekwencja główna; RG – czerwony olbrzym; H B – pozioma gałąź; AGB – asymptotyczna gałąź olbrzymów. Nie pokazano końcowej fazy białego karła. (Karłowate nie jest pokazane. Pominęto szczegóły ewolucji podczas faz H B i AG i3.

podobnie jak dodatkowy H₂ wytworzony w wyniku fotochemicznej oksydacji CO i SO; (Kasting 1990). Górną granicę potencjalnej dzisiejszej szybkości utraty wodoru można uzyskać, biorąc pod uwagę łączną szybkość odgazowywania tych gazów,

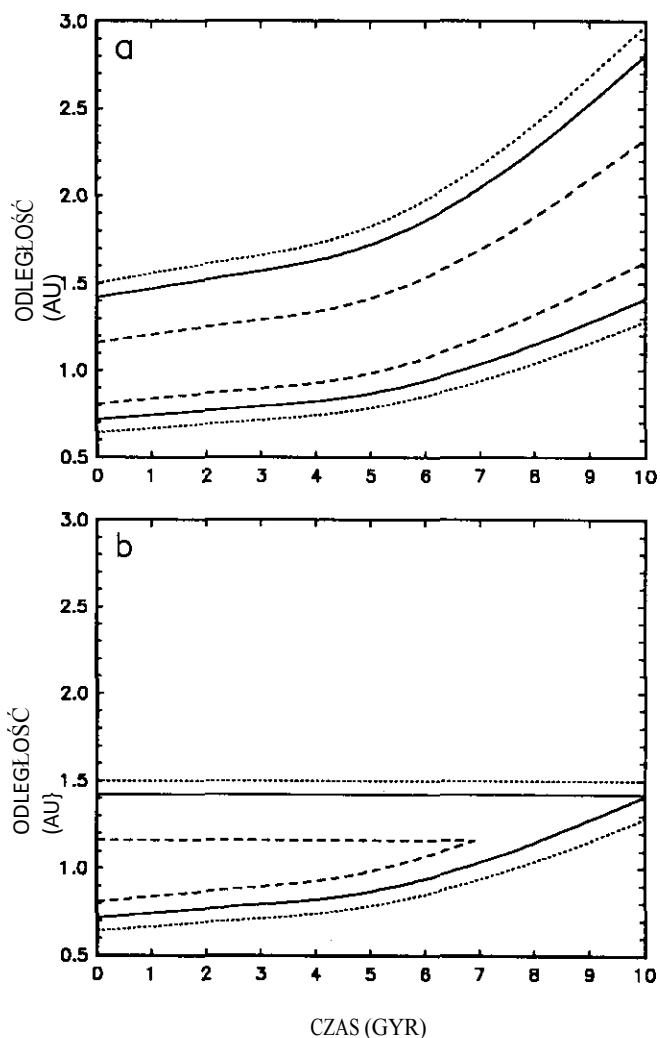
$1,6 \times 10^{10}$ moles year⁻¹ (Holland 1978) i zakładając, że każda cząsteczka, która uległa odgazowaniu, powoduje ucieczkę jednej cząsteczki H₂. Wynikająca z tego szybkość ucieczki spowodowałaby usunięcie ilości wodoru odpowiadającej objętości oceanów w ciągu około 50 Gyr. W związku z tym ocean byłby w tych okolicznościach marginalnie stabilny, biorąc pod uwagę obecne tempo odgazowania wulkanicznego. Wnioskujemy, że chociaż aktywność biotyczna może rzeczywiście pomóc planecie w zatrzymaniu wody, to martwa Ziemia niekoniecznie byłaby sucha.

(v) The CHZ for Our Sun

Dotychczasowa dyskusja dotyczyła szerokości strefy habitatu w danym momencie czasu. Jednak teoretyczne modele ewolucji Słońca przewidują, że wraz z wiekiem Słońce zwiększa swoją jasność (Iben 1967a, b, 1974, Newman i Rood 1977, Gough 1981, Iben i Renzini 1983, Gilliland 1989). Rysunek 8, oparty na obliczeniach Iben, przedstawia przewidywaną jasność gwiazdy typu słonecznego przed momentem, w którym stanie się ona białym karłem. Część, która nas tutaj interesuje, to 10 miliardów lat życia gwiazdy w fazie ciągu głównego, podczas której jasność słoneczna wzrasta z 0,71 razy większa od obecnej wartości, L , do 3 razy większa od tej wartości.

Jasność Słońca ostatecznie wzrośnie do $300 L_{\odot}$, podczas pierwszej fazy czerwonego olbrzyma i do $6000 L_{\odot}$ podczas drugiej fazy czerwonego olbrzyma, czyli fazy AGB. Może to stworzyć przejściowe możliwości zamieszkania na księżycach planet zewnętrznych, ale uważamy to za mniej interesujące niż to, co dzieje się wcześniej w wewnętrznej części Układu Słonecznego.

Rysunek 9a pokazuje, jak wewnętrzne i zewnętrzne granice strefy habitacyjnej przemieszczają się na zewnątrz wraz z upływem czasu dla planety podobnej do Ziemi, zgodnie z modelem ewolucji Słońca Iben. Trzy zestawy krzywych dla każdej granicy odpowiadają trzem różnym limitom habitacyjności omówionym wcześniej. Obliczenia



RYS. 9. Ewolucja strefy H Z wokół gwiazdy o masie 1 M dla dwóch różnych założeń dotyczących możliwości „zimnego startu” planet: (a) zimny start dozwolony, (b) zimny start niedozwolony. Termin „zimny start” odnosi się do tego, czy planeta, która początkowo znajduje się poza zewnętrzną krawędzią strefy H Z, ogrzeje się, gdy jasność gwiazdy wzrośnie do odpowiedniej wartości krytycznej. Trzy pary krzywych odpowiadają różnym szacunkom dotyczącym zdolności do podtrzymywania życia, wykorzystanym w teście: długie kreski. Limity „utruty wody” i „kondensacji CO” (najbardziej konserwatywne); krzywe ciągłe, limity „ucieczki” i „maksymalnego efektu cieplarnianego”; krzywe kropkowane. Limity „niedawnej Venus” i „wczesnego Marsa” (najbardziej optymistyczne).

uwzględniać zarówno zmianę wydajności energetycznej Słońca, jak i zmianę jego temperatury efektywnej. Wpływ zmian w rozkładzie długości fal światła słonecznego omówiono w następnej sekcji.

Ewolucja czasowa strefy HZ przedstawiona na rysunku 9a opiera się na założeniu, że planeta znajdująca się początkowo poza zewnętrzną krawędzią strefy HZ ulegnie roztopieniu, gdy strumień słoneczny osiągnie wartość krytyczną, którą uwzględniliśmy w naszych obliczeniach. Jak stwierdzili Caldeira i Kasting (1992), założenie to może nie być słuszne. Planeta, która powstała poza zewnętrzną granicą strefy HZ, pokryłaby się warstwą lodu wodnego, która zwiększyłaby albedo planety. Ta warstwa lodu ostatecznie uległaby zabrudzeniu, zmniejszając albedo powierzchni (Endal i Schatten 1982), ale do tego czasu szkody wyrządzone klimatowi planety mogłyby być już nieodwracalne. Początkowemu ochłodzeniu prawdopodobnie towarzyszyłoby przez tworzenie się gęstych, silnie odbijających światło chmur CO₂

które nie zniknęłyby nawet w przypadku zaciemnienia powierzchni. W związku z tym planeta, która rozpoczęła swoje istnienie w stanie globalnego zlodowacenia, mogłaby pozostać w tym stanie nawet wtedy, gdy strumień energii słonecznej wzrósłby znacznie powyżej naszej szacowanej wartości krytycznej. Mówiąc potocznie, „zimny start” planety może być niemożliwy bez naprawdę ogromnego dopływu energii słonecznej. Jeśli wykluczmy zimny start planet, ewolucja czasowa strefy habitatu będzie podobna do diagramu pokazanego na rys. 9b, w którym zakłada się, że zewnętrzna krawędź strefy habitatu pozostaje stała. Należy zauważyć, że w tym przypadku strefa habitatu znika całkowicie po 7 Gyr, jeśli zastosuje się konserwatywne szacunki dla wewnętrznej i zewnętrznej krawędzi.

Wykresy przedstawione na rys. 9 mogą posłużyć do oszacowania szerokości CHZ, jeśli najpierw określi się czas, przez jaki planeta musi pozostawać zdolna do podtrzymywania życia. Ogólną kwestię CHZ omówimy w następnej sekcji. Prosta kalkulacja daje jednak odpowiedź dla przypadku 4,6 Gyr zdolności do podtrzymywania życia i braku zimnych startów. Jeśli założymy, że początkowa jasność Słońca wynosiła 70% jej obecnej wartości (Gough 1981), wartości S dla zewnętrznej krawędzi CHZ można uzyskać, dzieląc wartości HZ przez 0,7. Odpowiednie odległości orbitalne dla pierwszej kondensacji, maksymalnego efektu cieplarnianego,

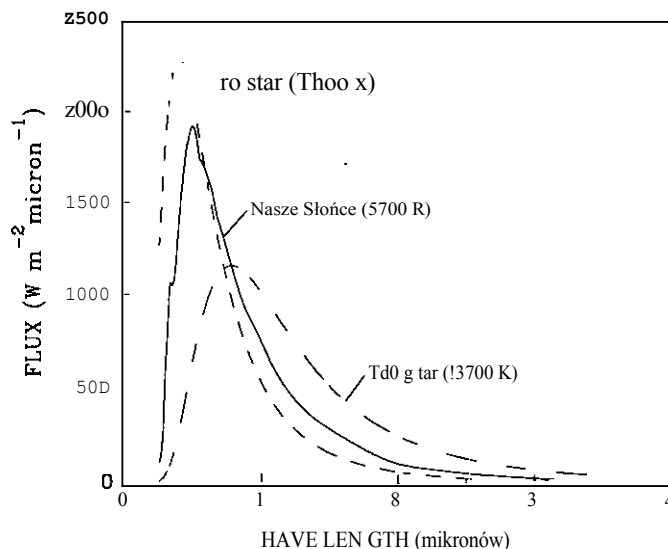


FIG. 10. Rozkłady energii spektralnej dla naszego Słońca i dwóch różnych gwiazd. Krzywe przerywane to krzywe ciała doskonale czarnego; krzywa ciągła oparta jest na obserwacjach. Wszystkie krzywe są znormalizowane do zintegrowanego strumienia słonecznego wynoszącego 1350 W m⁻²

a granice „wczesnego Marsa” wynoszą odpowiednio 1,15, 1,39 i 1,48 AU. Granica wczesnego Marsa jest nieco mniejsza niż rzeczywista odległość orbitalna Marsa, ponieważ ograniczenie klimatyczne zostało nałożone 3,8 mld lat temu. Wewnętrzne granice CHZ są takie same jak obecne HZ, chyba że wymaga się, aby Ziemia pozostała nadająca się do zamieszkania w przyszłości. W ten sposób obliczona szerokość CHZ wynosząca 4,6 mld lat znajduje się gdzieś pomiędzy 0,2 a 0,76 AU, w zależności od tego, jakie ograniczenia dotyczące zdolności do podtrzymywania życia się wybierze. Nawet nasze najbardziej konserwatywne szacunki są trzy lub cztery razy większe od szerokości CHZ Harta [0,06 AU (Hart 1978), 0,046 AU (Hart 1979)]. Jeśli

inne układy planetarne mają odstęp orbitalny podobny do tych w naszym Układzie Słonecznym [sekcja 6(iii)], szanse na znalezienie planet nadających się do zamieszkania wokół gwiazd typu słonecznego wydają się stosunkowo duże.

6. STREFY ZDATNE DO ŻYCIA WOKÓŁ INNYCH GWIAZD

(i) Wyniki niezależne od czasu

Nasze Słońce, gwiazda typu G2, ma efektywną temperaturę promieniowania T z wynoszącą 5700 K i emituje swoją maksymalną energię przy długości fali 0,51 μm , zgodnie z prawem Wiena [$k_{\text{a}}(\mu\text{m}) = 2898/T$]. Pierwszym pytaniem, które można zadać, jest to, w jaki sposób zmiana długości fali emitowanego

wpłynęłaby na granice HZ. Aby odpowiedzieć na to pytanie, należy przeprowadzić obliczenia podobne do tych opisanych powyższe obliczenia zostały wykonane dla gwiazdy typu F0 ($T = 7200$ K) oraz dla gwiazdy typu Min M0 ($T_e = 3700$ K). Przybliżone masy i jasności tych gwiazd podano w tabeli II.

Emisja z tych gwiazd została przybliżona jako promieniowanie ciała doskonale czarnego (rys. 10). Aby uprościć porównania międzygwiazdowe, całkowita

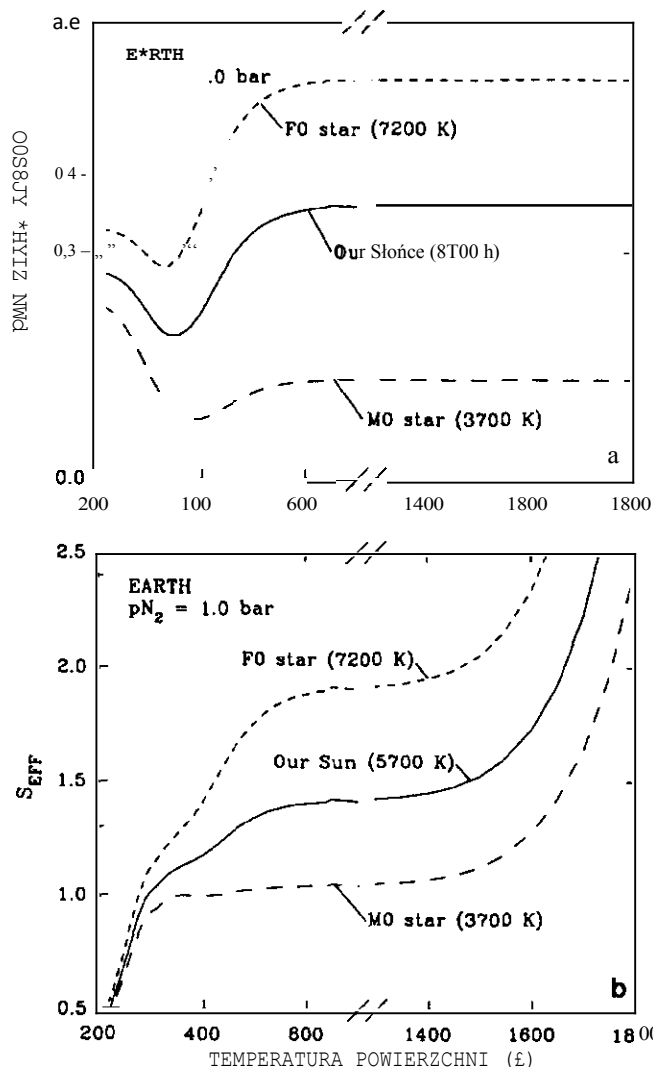
TABELA II
Parametry gwiazd

S tellar type	T_e	$M/M_\odot$	$L/L_\odot^*$
M0	3700	0,5	0,06
G2	5700	1,0	1,0
F0	7200	1,5	4,3

* Jasności reprezentują wartości szacunkowe w połowie czasu życia gwiazdy w sekwencji głównej.

strumień energii w zakresie długości fal modelu (0,24–4,5 μm) został znormalizowany do 1360 W m^{-2} , czyli aktualnej stałej słonecznej dla Ziemi. Zatem wszelkie różnice w obliczonych wartościach S w porównaniu z wartościami dla naszego Słońca wynikają wyłącznie ze zmian długości fali padającego światła gwiazdowego. Różnice w obliczonych odległościach orbitalnych obejmują zarówno zależność światła gwiazdowego od długości fali, jak i jasność gwiazdy.

Wyniki tych obliczeń przedstawiono na rys. 11–13. Rysunki 11a (dla wewnętrznej krawędzi) i 13a (dla zewnętrznej krawędzi) pokazują, że albedo planety podobnej do Ziemi jest wyższe, jeśli jej głównym obiektem jest gwiazda F0 5, a niższe, jeśli jej głównym obiektem jest gwiazda M0. Powód jest dwójaki: po pierwsze, przekrój poprzeczny dla rozpraszania Rayleigha jest proporcjonalny do I/k^4 , więc



RYŚ. 11. Albedo planetarne (a) i efektywny strumień słoneczny (b) jako funkcja temperatury powierzchni w modelu wewnętrznej krawędzi dla trzech różnych gwiazd pokazanych na rys. 10.

TABELA III
Krytyczne strumienie słoneczne i odległości orbitalne dla różnych typów gwiazd

Limi i	M0		G2		P0	
	S_{cr}	AU	S_{cr}	AU	S_{cr}	AU
Recent Venus*	1,60	0,19	1,76	0,75	2,00	1,47
Ucieczka greenhouse	1,05	0,24	1,10	0,84	1,90	50
Water loss	1,00	0,25	1,10	0,95	1,25	1,85
1" CO, skraplanie na	0,46	0,36	0,53	1,37	0,61	2,70
Ma* imum greenhouse	0,27	0,47	0,36	1,67	0,46	3,06
Wczesna Mars	0,24	0,50	0,32	1,77	0,41	3,2d

* Najnowsze ograniczenia dla gwiazd M0 i F0 w skali k'y S_{cr} dla wody

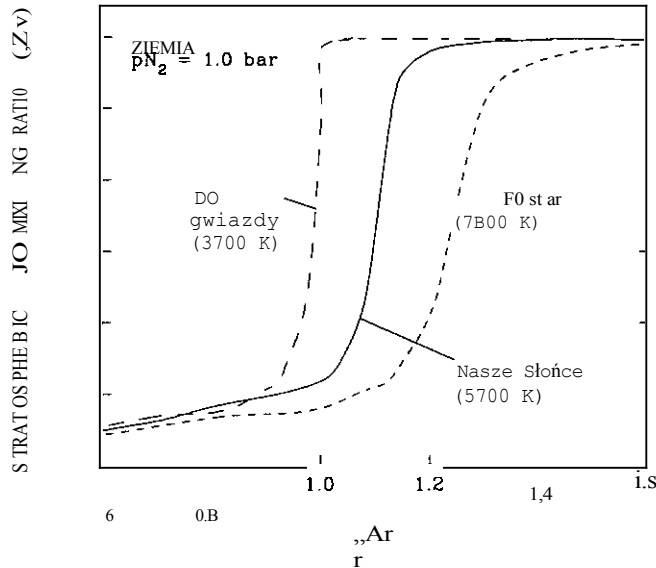
** Wczesne ograniczenia dla gwiazd M0 i F0 na Marsie skalowane o 5,, dla maksymalnej efektu cieplarnianego.

rozproszenie odbicia wzrasta wraz z przesunięciem promieniowania padającego w kierunku niebieskim. Po drugie, współczynniki absorpcji H₂O i CO są znacznie silniejsze w bliskiej podczerwieni niż w zakresie widzialnym, więc ilość światła gwiazdowego pochłanianego przez atmosferę planety wzrasta wraz z przesunięciem promieniowania w kierunku czerwonym. Oba efekty są najbardziej widoczne, gdy atmosfera jest gęsta i pełna gazowych absorberów; stąd różnice albedo są największe przy wysokich temperaturach planetarnych (rys. 11a) lub przy wysokich ciśnieniach cząstkowych CO₂ (rys. 13a).

Te zmiany albedo planetarnego wpływają na granice strefy habitacyjnej w przewidywalny sposób. Krytyczne strumienie słoneczne i odległości orbitalne dla różnych granic habitacji podano w tabeli III. Na wewnętrznej krawędzi granica niekontrolowanego efektu cieplarnianego na S_{cr} wzrasta o około 30% dla gwiazdy F0 i zmniejsza się o mniej więcej tyle samo dla gwiazdy M0 (rys. 11b). Granica utraty wody zmienia się o około * 10% w tym samym kierunku (rys. 12). Na zewnętrznej krawędzi maksymalna granica efektu cieplarnianego zmienia się o około

* 30Wr (rys. 13b), podczas gdy pierwsza granica kondensacji (nie pokazana) zmienia się o około * 15Wo, przy czym wszystkie wartości są wyższe dla gwiazdy F0 i niższe dla gwiazdy M0. Jak omówiono w sekcji 3, dwa dodatkowe oszacowania granic strefy habitatu można uzyskać na podstawie ostatnich badań Wenus i wczesnego Marsa. Granice te zostały ekstrapolowane na inne typy gwiazd poprzez skalowanie granicy Wenus za pomocą odpowiednich wartości S_{g} dla utraty wody, a granicy wczesnego Marsa za pomocą S_{w} dla maksymalnego efektu cieplarnianego. Odległości orbitalne odpowiadające różnym wartościom S_{g} zostały obliczone przy użyciu prawa odwrotnych kwadratów

$$d = 1 \text{ AU} \left(\frac{ULB}{S_{eff}} \right)^{1/2}, \quad (9)$$



RYS. 12. Stosunek mieszania pary wodnej w stratosferze jako funkcja efektywnego strumienia słonecznego w modelu wewnętrznej krawędzi dla trzech gwiazd pokazanych na rys. 10.

gdzie ULB oznacza jasność gwiazdy w porównaniu z jasnością Słońca.

(ii) Czas De pendant Rera Its

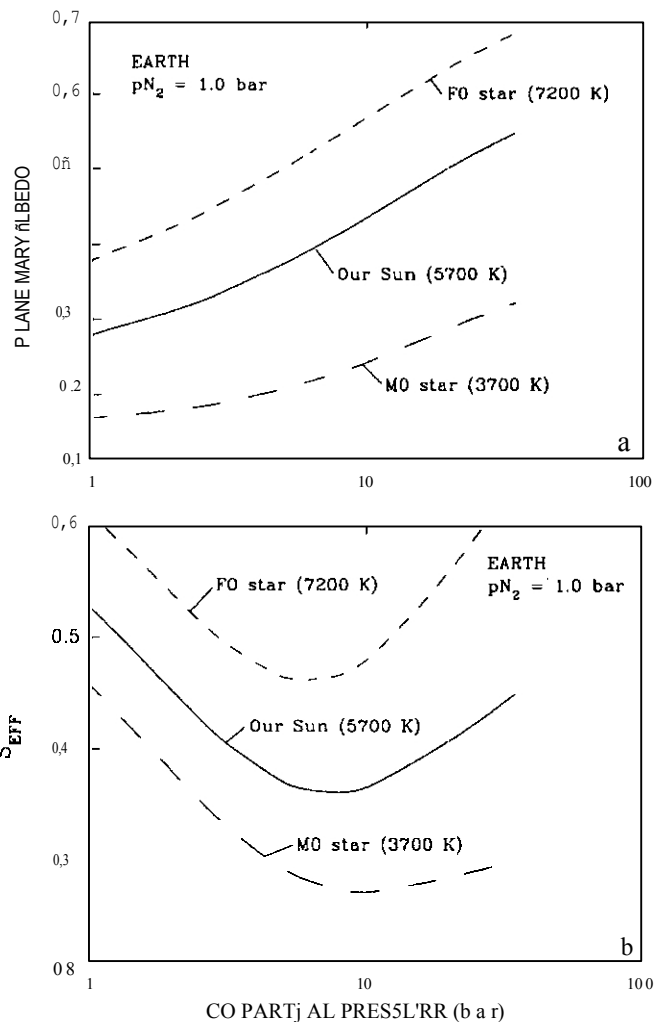
Obliczenia z poprzedniego podrozdziału można wykorzystać w połączeniu z modelami ewolucji gwiazd o różnej masie w celu oszacowania ewolucji czasowej ich stref HZ (rys. 14). Aby uprościć rysunek, pokazujemy tylko pośrednie oszacowania (tj. granice ucieczki i maksymalnego efektu cieplarnianego) dla granic stref HZ. Podobnie jak na rys. 9, wyniki przedstawiono dla przypadku, w którym dopuszczalne są zimne starty (rys. 14a) lub są one wykluczone (rys. 14b). Jasności gwiazd i temperatury efektywne dla tych obliczeń zostały zaczerpnięte bezpośrednio z Iben (1967a,b) dla mas 1,25 i

1,5 Mt. Ponieważ gwiazda Ibena I lily nie odtwarza dokładnie obecnej jasności Słońca, ograniczyliśmy ją tak, aby była zgodna z modelem Gougha (1981) dla okresów między 0 a 4,6 Gyr. W przypadku powoli ewoluujących gwiazd 0,5 $\bar{n}$ p i 0,75 $\bar{n}$ p Iben nie przedstawia kompletnych ścieżek ewolucyjnych, dlatego do stworzenia naszych własnych modeli wykorzystaliśmy jego jasności ZAMS (zero-age-main-sequence), temperatury i czasy życia głównej sekwencji. Krytyczne strumienie dla różnych granic zdolności do podtrzymywania życia zostały skorygowane o temperaturę gwiazd poprzez kwadratowe dopasowanie wartości wymienionych w tabeli III. Wyniki przedstawione na rys. 14b (przypadek „bez zimnych startów”) są przedstawione na rys. 15.

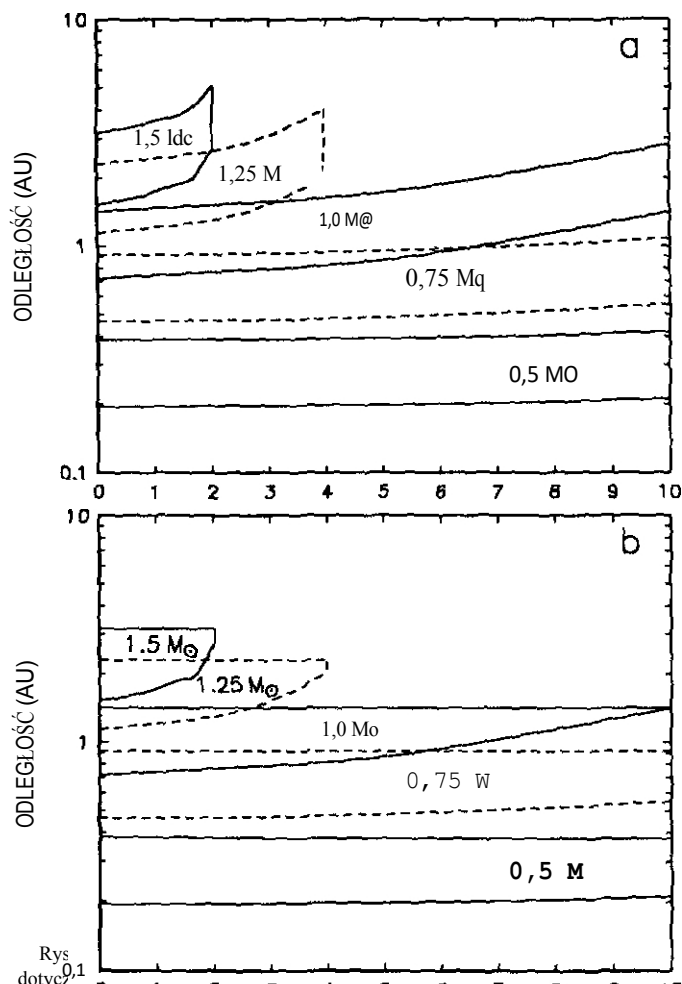
aby pokazać szerokość CHZ jako funkcję masy gwiazdy i czasu t_H , przez który planeta musi pozostawać zdalna do zamieszkania.

Wyniki przedstawione na rys. 14 i 15 można podsumować w następujący sposób: (i) Szerokość CHZ wokół

różne gwiazdy są silnie zależne od c_{in} r q . Nasza gwiazda o masie 1,5 $m_{\odot}$, późna gwiazda typu A, ma obliczoną długość życia na ciągu głównym wynoszącą 2,0 Gyr; stąd też ma ona skończoną CHZ tylko dla okresów krótszych niż ten. Gwiazdy znacznie masywniejsze niż 1,5 $M_{\odot}$ można prawdopodobnie wykluczyć jako kandydatki do SETI, ponieważ życie w takim układzie nie miałoby wystarczająco dużo czasu, aby rozwinąć inteligencję, opierając się na naszym doświadczeniu tutaj, na Ziemi. Z drugiej strony, planety krążące wokół takich gwiazd mogą być siedliskiem prymitywnych form życia i mogłyby zostać skolonizowane przez ludzi, gdybyśmy kiedykolwiek rozwiązali problem podróży międzygwiazdnych. Potencjalnym problemem byłyby wysokie promieniowanie ultrafioletowe emitowane przez takie gwiazdy, które wymagałoby superwydajnej osłony ozonowej, aby ich planety były nadające się do zamieszkania. (ii) Gwiazdy o najdłuższej żyjących CHZ to K i M. Ta długowieczność jest naturalną konsekwencją



RYS. 13. Albedo planetarne (a) i efektywny strumień słoneczny (b) jako funkcja ciśnienia parcyjnego CO_2 w modelu zewnętrznej krawędzi dla trzech różnych gwiazd pokazanych na rys. 10.



Rys. 14. Szerokość strefy zamieszkalnej (CHZ) jako funkcja masy gwiazdowej dla różnych czasów habitability planetarnej, tj. ponownie przy użyciu pośredniej wartości DZ limitu Is. Przedstawione tutaj obliczenia zakładają, że zimny start planetarny nie jest możliwy; zatem, [Wewnętrzna krawędź CHZ przesuwana jest na zewnątrz wraz ze wzrostem czasu, ale zewnętrzna krawędź pozostaje niezmienna. Zewnętrzna powłoka r5 - 0 odpowiada HP gwiazdy ZAMS.

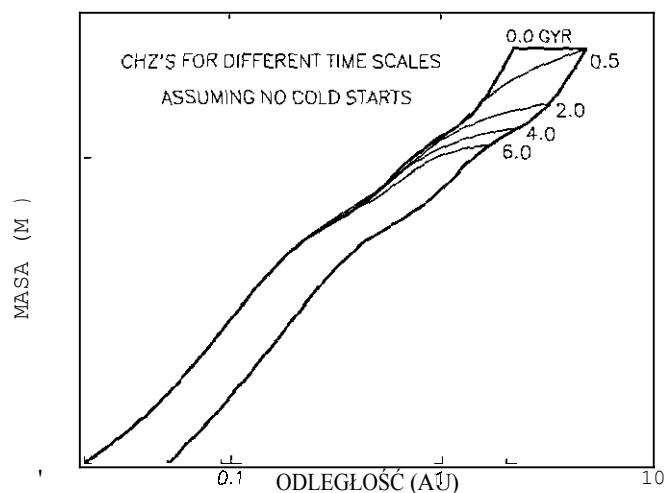
ich powolna ewolucja, która powoduje, że granice strefy habitable pozostają niemal niezmiennie w przestrzeni. Jednak przed oceną ich potencjału do utrzymywania planet nadających się do zamieszkania należy wziąć pod uwagę inne czynniki (omówione poniżej). (iii) Wszystkie obliczone przez nas strefy habitable są znacznie szersze (4–20 razy) niż te określone przez Harta (1979). Hart doszedł bowiem do wniosku, że strefa CHZ o długości 4,6 Gyr całkowicie zanika dla gwiazd późniejszych niż K0, co odpowiada masom

0,8–1,0 $M_{\odot}$. Powodem było założenie, że planety utraciły swoje zredukowane gazy cieplarniane w tym samym czasie, w którym atmosfera ziemską uległa utlenieniu, tj. 2,5 mld lat po powstaniu planet. W jego modelu gwiazdy o mniejszej masie nie zwiększyły do tego czasu zbyt swojej jasności, więc ich planety...

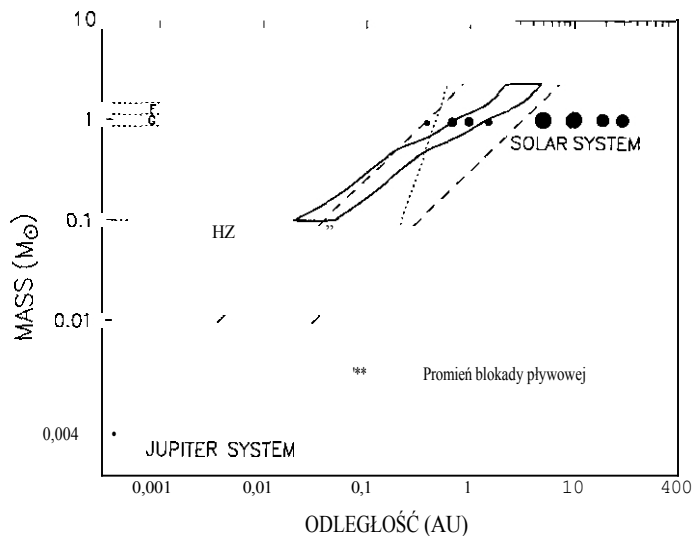
wywołało gwałtowne zlodowacenie. Nasz model w jak największym stopniu unika ad hoc założeń.

(iii') Plan etai y Formci lion und Spacing

Kwestie dotyczące tego, czy i gdzie powstają planety wokół innych gwiazd, mają kluczowe znaczenie dla naszego tematu. Potwierdzeniem teorii o istnieniu planet wokół innych gwiazd mogą być obserwacje obiektów przypominających dyski akrecyjne wokół młodych gwiazd typu T-Tauri oraz niektórych starszych gwiazd ciągu głównego (Aumann et al. 1984), w tym gwiazd typu G i K (Backman i Paresce 1992). Biorąc pod uwagę efekty selekcji, szacuje się, że co najmniej połowa wszystkich pobliskich gwiazd ciągu głównego ma znaczące, nefotosferyczne nadwyżki IR w zakresie długości fal IUA S (10–100 μm). Nadwyżki te zostały zinterpretowane jako dowód na istnienie dysków orbitujących ziaren o wielkości od 1 do 100 μm . W przypadku Q Pic dysk został rozdzielony optycznie (S. Mitchell i Ferrer 1954). Szacowany czas życia ziaren w stosunku do różnych mechanizmów destrukcji jest generalnie krótszy niż wiek gwiazdy; w konsekwencji obserwowane ziarna muszą mieć większe źródła, prawdopodobnie planetoidy (Whitman et al. 1986, Backman i Paresce 1992). Obszerne modelowanie danych I RAS i obserwacji w różnych długościach fal wskazuje, że wszystkie trzy prototypowe układy (a Lyr, o Psa i Q Pic) mają luki lub dziury w swoich wewnętrznych dyskach o promieniach w zakresie od 20 do 80 A U. Jednym z możliwych wyjaśnień utrzymywania się tych luk wbrew dyfuzji Poyntinga-Robertsona i kolizji jest obecność układu planetarnego. Zatem



RYS. 15. Szerokości CHZ jako funkcja masy gwiazdowej dla różnych czasów habitability planetarnej, tj. ponownie przy użyciu pośredniej wartości DZ limitu Is. Przedstawione tutaj obliczenia zakładają, że zimny start planetarny nie jest możliwy; zatem, [Wewnętrzna krawędź CHZ przesuwana jest na zewnątrz wraz ze wzrostem czasu, ale zewnętrzna krawędź pozostaje niezmienna. Zewnętrzna powłoka r5 - 0 odpowiada HP gwiazdy ZAMS.



RYS. 16. Schemat przedstawiający strefę zamieszkalną ZAMS (krzywe ciągłe)

jako funkcja masy podobnej (wykorzystano pośrednie szacunki dotyczące zdolności do podtrzymywania życia). Długie linie przerywane wyznaczają prawdopodobną strefę akrecji planet ziemskich. Linia kropkowana przedstawia odległość, w której planeta podobna do Ziemi na orbicie kołowej zostałaby zablokowana w synchronicznej rotacji w ciągu 4,5 Gyr w wyniku oddziaływania pływowego. Należy zauważyć, że wszystkie planety podobne do Ziemi w strefie habitability gwiazdy typu M znajdowałyby się w tym promieniu.

Istnieją dobre dowody obserwacyjne na to, że mgławice protoplanetarne są powszechną cechą powstawania gwiazd, nawet jeśli nadal brakuje bezpośrednich obserwacji planet (nie licząc tych wokół pulsarów).

Drugą kwestią jest rozkład planet. Jak wiadomo od wielu lat, rozkład planet w naszym Układzie Słonecznym jest dość regularny, z wyjątkiem luki w pasie asteroid. Jednym ze sposobów opisanie tego rozkładu jest prawo Bode'a, w którym odległość orbitalna w AU jest podana przez utworzenie sekwencji $4, 4 + (3 \times 2^0), 4 + (3 \times 2^1), \dots$

, a następnie dzieląc otrzymane liczby przez 10. Wyjaśnienie prawa Bode'a umykało pokoleniom mechaników nieba, ale prawdopodobnie wiąże się ono z rozważaniami dotyczącymi stabilności orbitalnej i/lub ograniczeniami geometrycznymi akrecji planetarnej. [Zob. dyskusja i odniesienia bibliograficzne w Isaacman i Sagan (1977), pamiętając, że model komputerowy, którego używają, jest bardzo prosty. Najnowszy artykuł Sussmana i Wisdom (1992) sugeruje, że możemy być bliscy rozwiązaniu problemu stabilności orbity]. Opierając się na tym założeniu, zdecydowaliśmy się przedstawić wyniki naszych badań HZ i CHZ (rys. 14–16) w skali logarytmicznej odległości. Dodatkowym potwierdzeniem tego założenia jest obserwowany rozkład księżyców Jowisza, który również wykazuje ten sam wzór (rys. 16). Chociaż masa Jowisza jest znacznie mniejsza niż masa gwiazdy, uważa się, że posiadał on własny dysk akrecyjny, a zatem można by oczekiwać, że księżycy powstały w sposób analogiczny do powstawania planet wokół gwiazdy. Znaczenie logarytmicznego rozkładu planet dla stref HZ zostało już wcześniej zauważone

autorstwa Camerona (1963). Jeśli nie przyjmujemy tego założenia, gwiazdy typu F wydają się najlepszymi kandydatami do posiadania planet nadających się do zamieszkania (przynajmniej dla krótkich wartości r_q), ponieważ ich strefy habitable są szerokie w sensie absolutnym (Huang 1959, 1960).

Oprócz jakościowego zrozumienia rozmieszczenia planet, należy być w stanie przewidzieć, jak duże będą one i jak daleko będą od siebie oddalone. Pewien postęp w tych kwestiach osiągnięto w ostatnich symulacjach numerycznych akrecji planetarnej przeprowadzonych przez Wetherilla (1991) (i wcześniejszych odniesieniach w tej publikacji). Model Wetherilla przewiduje, że w naszym Układzie Słonecznym powstaje średnio 1–2 planety o masie 0,5 Jowisza w odległości od 0,6 do 1,4 AU, co jest zbliżone do rzeczywistych obserwacji. Jeśli wyniki te mają zastosowanie do innych

w przypadku gwiazd typu słonecznego prawdopodobieństwo powstania planety podobnej do Ziemi w strefie CHZ o wieku 4,6 mld lat wynosi 50%, nawet przy zastosowaniu naszych najbardziej konserwatywnych limitów dotyczących zdolności do podtrzymywania życia. Model Wetherilla

tworzy planety losowo, a nie logarytmicznie, w całym wewnętrznym Układzie Słonecznym, ale może to wynikać z faktu, że jego technika Monte Carlo nie uwzględnia automatycznie rezonansów.

Na koniec chcielibyśmy pokazać, że planety powstają w odpowiedniej odległości, aby znajdować się w strefie CHZ gwiazdy. W przypadku gwiazd znacznie większych lub mniejszych od Słońca prosta argumentacja wskazuje, że odległości powstawania planet powinny być proporcjonalne do masy gwiazdy. Rozważmy proces kondensacji ziaren w optycznie cienkiej mgławicy wokół gwiazdy przedgłówniej sekwencji (PMS). W tym przypadku lokalna temperatura ziaren jest określana przez równowagę między pochłanianym strumieniem gwiazdowym a emitowanym strumieniem podczerwonym. Odległość, w której kondensują się różne związki, jest określana przede wszystkim przez lokalną temperaturę i dlatego wynosi $Lg\eta$. Podczas fazy PMS jasność gwiazdy jest konsekwencją skurczu grawitacyjnego, który zmienia się wraz z M' . Zatem odległość, w której kondensują się ziarna o danym składzie, jest proporcjonalna do M . Rzeczywista sytuacja jest *bardziej* skomplikowana. Mgławica byłaby prawdopodobnie optymalnie gęsta, więc istotne znaczenie miałyby szczegóły dotyczące turbulentnego przenoszenia ciepła. Niemniej jednak można by oczekiwać tej samej ogólnej tendencji: mniejsze gwiazdy powinny tworzyć planety bliżej siebie, a większe gwiazdy powinny tworzyć je dalej.

Wykorzystaliśmy powyższe prawo skalowania liniowego do oszacowania obszaru powstawania planet ziemskich wokół innych gwiazd. Wynikiem tego są linie przerywane pokazane na rysunku 16. Dolna linia przerywana, która przebiega przez nasz Układ Słoneczny w pasie asteroid (3,2 AU), przecina układ Jowisza między Io a Europą. Ponieważ Io składa się głównie ze skał, a Europa zawiera znaczną ilość lodu, układ Jowisza stanowi przejście od ciał skalistych do lodowych dokładnie w miejscu przewidzianym przez nasze proste, liniowe prawo skalowania. Io i kilka innych małych, skalistych satelitów znajduje się w granicach ekstrapolowanej *strefy* akrecji planet ziemskich. Księżycy Galileusza, zwłaszcza Io i Europa, uległy pewnej ekspansji orbitalnej

od momentu ich powstania, więc ich pierwotne orbity powinny znajdować się nieco głębiej w tej strefie.

Na rysunku 16 przedstawiono również strefy zamieszkalne ZAMS dla gwiazd o różnej masie. Strefa HZ znajduje się całkowicie w strefie akrecji planet ziemskich dla wszystkich gwiazd wcześniejszych niż M0 i częściowo w niej dla gwiazd typu M. Oznacza to, że wokół większości gwiazd szanse na powstanie planet w strefie HZ są dość duże. Nie będziemy zbyt energicznie bronić tego stwierdzenia, ponieważ nasze założenia są, co prawda, dość przybliżone. Niemniej jednak wydaje się słuszne stwierdzenie, że nie ma powodu, aby oczekiwać, że powstawanie planet w strefie HZ gwiazdy jest rzadkim zjawiskiem.

(w) Obserwacje pływowe wokół gwiazd typu M

Dole (1964) zwrócił uwagę, że planety krążące wokół gwiazd typu M mogą obracać się synchronicznie w wyniku tłumienia pływowego. Jeśli wszystkie wielkości wyrazić w jednostkach CGS, promień pływowy, przy którym planeta podobna do Ziemi na orbicie kołowej uległaby zablokowaniu pływowemu w określonym czasie i , jest określony przez (Peale 1977)

$$r_T = 0,027 \left(\frac{P_0 t}{Q} \right)^{1/6} M^{1/3}. \quad (10)$$

W tym przypadku P_0 jest pierwotnym okresem obrotu planety, Q jest *specyficznym* współczynnikiem rozpraszania energii ciała stałego i oceanu, a M jest masą gwiazdy. Obecnie *wartość* Q dla Ziemi jest stosunkowo niska (13) w wyniku szybkiego rozpraszania energii w płytkich morzach. Jednak tak mała wartość jest niezgodna z ewolucją układu Ziemia-Księżyc, a średnia wartość ciała stałego 9 jest prawdopodobnie bliższa 100 (Burns 1986). Wykorzystaliśmy $Q = 100$, $t = 4,5$ Gyr i $P_0 = 13,3$ godz., aby obliczyć promień synchronizacji pływowej jako funkcję masy gwiazdowej, pokazaną jako linia przerywana na rys. t6. Na szczęście r jest stosunkowo niewrażliwe na te parametry.

Rysunek 16 przewiduje, że planety podobne do Ziemi w okrągłych orbitach w strefie habitatu wszystkich gwiazd typu M ($M < 0,5 M_\odot$) po 4,5 mld lat ewolucji obracałyby się synchronicznie. Problem ten dotyczyłby również planet znajdujących się w pobliżu wewnętrznej krawędzi strefy habitatu wokół późnych gwiazd typu K. Synchroniczna rotacja mogłaby spowodować trwałe zamarznięcie wody i innych substancji lotnych na ciemnej półkuli, czyniąc takie planety niezdatnymi do zamieszkania. Planety o bardzo gęstej atmosferze, takie jak Wenus, nie miałyby substancji lotnych uwieczonych w ten sposób, ale prawdopodobnie byłyby zbyt gorące, aby nadawały się do zamieszkania. Oczywiście synchroniczna rotacja nie jest jedyną możliwą konsekwencją tłumienia pływowego. Merkury, który znajduje się wewnątrz promienia blokady pływowej na naszym diagramie, jest uwięziony w rezonansie spinowo-orbitalnym 3 : 2, który powoduje, że obraca się niesynchronicznie, choć powoli. Innym przykładem rotacji niesynchronicznej jest Wenus. Powolna rotacja wsteczna Wenus powinna była wygasnąć w mniej niż 1 Gyr. Podejrzewa się, że pływy atmosferyczne

stabilizowały prędkość obrotową i uniemożliwiły osiągnięcie synchronicznej rotacji (Dobrovolskis 1980). Nie należy zatem całkowicie wykluczać gwiazd typu M jako potencjalnych miejsc życia na tej podstawie. Gwiazd typu M wykazują również znaczną aktywność rozbłyskową, co może sprawiać, że życie w ich pobliżu jest bardzo niezdrowe. Biorąc wszystko pod uwagę, gwiazdy typu M plasują się znacznie poniżej gwiazd typu G i K pod względem potencjału do utrzymywania planet nadających się do zamieszkania.

(u) Strefy nadające się do zamieszkania w układach wielokrotnych /Siai- Sys/ems

Do tej pory ograniczyliśmy naszą dyskusję do pojedynczych, izolowanych gwiazd. Jednakże uważa się, że ponad 65% gwiazd w interesującym nas zakresie mas należy do układów podwójnych lub wielokrotnych (Duquenois i Mayor 1991). Układy te często odrzucano jako potencjalne miejsca występowania życia. Wczesny sprzeciw opierał się na przekonaniu, że orbity planet w takich układach nie byłyby stabilne przez długi czas. Przekonanie to zostało podważone przez Graziani i Blacka (1981) oraz Pendletona i Blacka (1983), którzy odkryli, że stabilne, okrągłe orbity planetarne mogą istnieć, pod warunkiem że promień orbity planety jest co najmniej pięć razy większy od odległości między gwiazdami podwójnymi (przypadek zewnętrzny – orbita planety wokół środka masy) lub odwrotnie (przypadek wewnętrzny – orbita planety wokół pojedynczej gwiazdy). To, czy planeta mogłaby powstać na takiej orbicie, jest oczywiście odrębną kwestią. Nadmiar promieniowania podczerwonego obserwuje się zarówno w układach podwójnych, jak i w gwiazdach pojedynczych (Backman i Paresce 1992), co sugeruje, że planety rzeczywiście powstają w takich układach (patrz sekcja 6(iii)J). Duquenois i Mayor (1991) podają rozkład okresów orbitalnych i ekscentryczności dla dużej grupy pobliskich układów wielokrotnych zawierających gwiazdy typu słonecznego. Korzystając z ich statystyk, powyższego kryterium stabilności orbity oraz naszych wyników dotyczących strefy habitacyjnej, szacujemy, że 5% układów podwójnych zewnętrznych i 50% układów podwójnych wewnętrznych mogłoby utrzymywać planety nadające się do zamieszkania na stabilnych orbitach. Oczywiście układy takie zasługują na uznanie za potencjalne siedliska życia, nawet jeśli czynniki wpływające na zdolność planet do podtrzymywania życia są nieco bardziej złożone niż w przypadku gwiazd pojedynczych.

7. WNIOSKI

W przypadku planet podobnych do Ziemi krążących wokół gwiazd ciągu głównego strefa zamieszkalna jest określana przez utratę wody na wewnętrznej krawędzi oraz przez kondensację CO₂, prowadzącą do gwałtownego zlodowacenia na zewnętrznej krawędzi. Zamieszkałość planet zależy w decydującym stopniu od zawartości CO w atmosferze i jej kontroli przez cykl węglanowo-krzemianowy. Konserwatywne szacunki dotyczące granic obecnej strefy HZ Słońca wynoszą 0,95 AU dla wewnętrznej krawędzi i 1,37 AU dla zewnętrznej krawędzi. Rzeczywista szerokość strefy HZ jest prawdopodobnie większa, ale trudno ją dokładnie określić ze względu na niepewność dotyczącą chmur. Szerokość strefy HZ wokół innych gwiazd w interesującym zakresie klasyfikacji spektralnej, od F do M, jest w przybliżeniu taka sama, jeśli odległości są wyrażone w skali logarytmicznej. Jeśli planety istnieją

wokół innych gwiazd, a jeśli odległości między planetami są logarytmiczne, tak jak w naszym Układzie Słonecznym, szanse na znalezienie jednej lub więcej planet w strefie habitable danej gwiazdy są dość duże. Szerokość CHZ wokół gwiazdy zależy od czasu, przez jaki planeta musi pozostawać nadająca się do zamieszkania, oraz od tego, czy planeta, która początkowo jest zamrożona, może zostać „rozgrzana” przez niewielki wzrost jasności gwiazdy. CHZ są zazwyczaj węższe niż HZ, ponieważ granice HZ przesuwają się na zewnątrz wraz z wiekiem gwiazdy. Mimo to 4,6-miliardowa CHZ wokół naszego Słońca rozciąga się co najmniej od

0,95 do 1,15 AU i prawdopodobnie jest znacznie szersza. Strefy CHZ wokół wczesnych gwiazd typu K powinny być nieco szersze (w odległości logarytmicznej) niż wokół gwiazd typu G, ponieważ gwiazdy typu K ewoluują wolniej. Można by również powiedzieć, że ich strefy CHZ są trwalsze. Ponieważ gwiazd typu K jest około trzy razy więcej niż gwiazd typu G, sugeruje to, że większość planet nadających się do zamieszkania może znajdować się wokół gwiazd typu K. Gwiazdy późnego typu K i gwiazdy typu M miałyby jeszcze szersze CHZ w oparciu o nasz model klimatyczny, ale planety w ich obrębie są podatne na tłumienie pływowe i prawdopodobnie będą obracać się synchronicznie po kilku miliardach lat. Gwiazdy typu F powinny mieć węższe CHZ niż gwiazdy typu G (ponownie w skali logarytmicznej odległości), ponieważ ewoluują szybciej. Wysokie strumienie promieniowania ultrafioletowego stanowią kolejny potencjalny problem dla życia wokół gwiazd typu F. Gwiazdy wcześniejsze niż F0 mają czas życia w sekwencji głównej wynoszący <2 Gyr, więc ich planety prawdopodobnie nie nadają się do rozwoju inteligentnego życia.

Implikacje dla SETI. Obecna strategia ukierunkowanych poszukiwań SETI (Soderbloom i Latham 1991) polega na obserwacji wszystkich pojedynczych gwiazd w promieniu 5 pc od Słońca (60 gwiazd) oraz wszystkich karłów typu G w promieniu 50 pc (1000 gwiazd). Nasze wyniki sugerują, że w drugiej fazie należy uwzględnić karły typu K o średniej i wczesnej klasie spektralnej. Po tych dwóch początkowych fazach programu należy zdecydować, czy priorytetowo potraktować bardziej odległe gwiazdy typu G, czy bliższe i liczniejsze gwiazdy typu K. Ponieważ gwiazdy typu G znajdujące się w większej odległości będą miały pewną wadę pod względem siły sygnału, a gwiazdy typu K od środkowej do wczesnej wydają się być co najmniej równie atrakcyjne z punktu widzenia klimatu, niniejsze badanie sugeruje, że gwiazdy typu K powinny być obserwowane przed rozszerzeniem poszukiwań gwiazd typu G znacznie poza 50 pc.

Przyszłe prace. Zidentyfikowaliśmy kilka obszarów, w których przydatne byłoby dodatkowe modelowanie teoretyczne. Obejmują one wielowymiarowe obliczenia cyrkulacji atmosferycznej na planetach obracających się synchronicznie i powoli, aby określić, czy ich substancje lotne zostałyby uwięzione w zimnych pułapkach, wykonalność planetarnych zimnych startów, efekty radiacyjne chmur CO i HCO, zagadkę wczesnego klimatu Marsa, kwestię odstępów między planetami oraz problem, czy planety nadające się do zamieszkania mogą istnieć w układach wielogwiazdowych. Najważniejsze obszary badań to jednak badania obserwacyjne: bezpośrednie poszukiwania innych planet za pomocą teleskopów oraz SETI. Jeśli którekolwiek z tych poszukiwań zakończy się sukcesem, temat stref zamieszkalnych

wokół gwiazd zyskałby duże znaczenie.

PODZIĘKOWANIA

Autorzy dziękują M. Foggowi, J. Matese i L. loo yle za pomocne uwagi dotyczące niniejszych badań i manuskryptu. C. Sagan *przedstawił* konstruktywną krytykę podczas recenzji. Wkład FK w niniejsze badania został sfinansowany z grantu NAGW-1911 przyznanego Penn State University w ramach programu egzobiologii NASA. DPW otrzymał wsparcie w postaci stypendium NASA-Annes/Stanford ASTE oraz grantu z funduszu Louisiana Educational Quality Support Fund.

Obecnie zabezpieczone przed szczurami. Od czasu sporządzenia niniejszego artykułu projekt NASA SETI został zmieniony i obecnie nosi nazwę „High Resolution Micro-wave Survey” (Badanie mikrofalowe o wysokiej rozdzielczości) lub HRMS.

BIBLIOGRAFIA

- AUMANN, H. H., et al. 1984. Odkrycie powłoki wokół Alpha Lyrae. *Astrophys. J.* 278, L23—L27.
- BWCK, D. E., Ann F. Pa Resce 1992. Gwiazdy ciągu głównego z materiałem stałym wokółgwiazdowym: zjawisko Wegi. W *Protoplanets and Planets III*, Univ. of Arizona Press, Tucson.
- BERNER, R. A., A. C. L. Sonnerblom, M. GARRICK 1983. Cykl geochemiczny węgla i jego wpływ na węgiel atmosferyczny dwutlenku węgla w ciągu ostatnich 100 milionów lat. *Ambio. Sci.* 283, 641—683.
- BORUCKI, W. J. i W. C. STRICKLAND 1934. Błyskawice: szacunki dotyczące szybkości rozpraszania energii i fiksacji azotu. *Geophy. J.* 22, 363—372.
- BUTTERFIELD, M. I. 1969. Wpływ zmian promieniowania słonecznego na klimat Ziemi. *Tellus* 21, 61—619.
- BURNS, J. A. 1985. Ewolucja orbit satelitów. W: *Satellites* (J. A. Burns i Aft. S. Marthe ws, red.), s. 17—58. Univ. of Arizona Press, Tucson.
- CLAIR, K., AIND 1. F. Knszixc 1992. Podatność wczesnej Ziemi na zlodowacenie spowodowane chmurami dwutlenku węgla. *7Vulcanology* 359, 226—228.
- CAMERON, A. G. W. 1963. Strefy życia w górskich obszarach. W: *Interrelationships of the Biosphere and the Geosphere* (A. G. W. Carneron, red.), s. 107—114. W. A. Benjamin, Nowy Jork.
- DOCEVO, A. 1980. Pływy atmosferyczne i rotacja Wenus. II. Ewolucja obrotu. *Planet. Space Sci.* 41, 15—35.
- DORR, S. H. 1970. Komputerowa symulacja formowania się układów planetarnych. *Icarus* 13, 494—508.
- DOOR, S. I-H. 1964. *Improbable Planet is for Man*. Blaisdell, Nowy Jork.
- DONAUER, T. M., AND R. R. HODGES, JR. 1992. Bilans wodny Wenus w przeszłości i obecnie. *J. Geophys. Res.* 97, 6083—6091.
- DONAHUE, T. M., J. H. HORRIGAN, AND R. R. HEINRICH, JR. 1982. Wenus była mokra: pomiar stosunku deuteru do wodoru. *Science* 216, 630—633.
- DUQUENOY, A., AND M. MAVEROS 1991. Wielokrotność wśród gwiazd typu słonecznego w najbliższym sąsiedztwie. II. Rozkład elementów orbitalnych w obiektywnej próbie. *Astrophys. J.* 241, 4f15-524.
- FOCAL, M. J. 1992. Oszacowanie częstości występowania planet biokompatybilnych i nadających się do zamieszkania. *J. Br. Interplanetary Soc.* 45, 3—12.
- GILLMAN, R. L. 1989. Ewolucja Słońca. *Geophysical Planets. Climate* 1, 35-55.
- GOUCE, D. O. 1981. *Struktura wnętrza Słońca i zmiany luminności*. *Solar Physics* 7, 21—34.
- GIMZIAN, I. F., A. N. D. C. BACX 1981. Orbital stability constraints on the nature of planetary systems. *Astrophys. J.* 251, 337—341.

- Ger sroox, D. H. 1987. Czy Venus była kiedyś? Ponowne rozważania na temat deuteru. *6 r'ience 23tt*, 1 702—1704.
- G RJ NSrOos . D. H., As D J. S. Law is 1988. Woda kometarna na Venus: implikacje stochastycznych uderzeń komet. *left r«s 7d*, 430—436.
- GURWELL , M. A., Al•4o Y . L. Yetc 1992. Frakcjonowanie wodoru i deuteru na Venus w wyniku wyrzutu kolizyjnego. *Planetary Space Sci.*, irJ press .
- Ho+tt+, M. H. 197S. Ewolucja atmosfery Ziemi. Jrrii iii 33, 23—39.
- HART , M. H . 1979. Strefy zamieszkalne wokół gwiazd ciągu głównego. /c rii-ii. 37, 35.1 —357.
- Hor Ls xn. H . D. 197a'. 7/ie C/rent isfly o/ th c Almo. \ pliere ciiiit Ocean.s . W ile y, Nowy Jork.
- H u sc. fi .-S. 19f0. Życie poza Układem Słonecznym. 3ci. Z iit. **202(4)**, SP—63.
- HuAxc, S.-S. 1959. Występowanie życia we wszechświecie. *Ain. dcii*. 47, 397—402.
- H uarea, D. M. 1973. Ucieczka gazów lekkich z atmosfer planetarnych. J. A riiio . *Sci.* 30, 146.1 —1494.
- I BEN , I. 1967a. Ewolucja gwiazd w obrębie i poza sekwencją główną. A ui rr. fie0. A*irJii . Hs rrop/ib'v . 5, 57.1 —626.
- I BEN, I. 19f7f6. Ewolucja gwiazd. V1. Ewolucja od ciągu głównego do gałęzi czerwonych olbrzymów dla gwiazd o masie I M2 . 1 .25 Mfg . i I .5 Up . *Astr-opli5's. J.* **147**, 624—649.
- IBEN, I. 1974. Post main sequence evolution of single stars. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **12**, 215—256.
- IBEN, I., AND A. RENZINI 1983. Asymptotic giant branch evolution and beyond. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **21**, 271—342.
- INGERSOLL . A. P. 1969. The runa wa y greenh ouse: A hislroy of ivate r on Venus. *J. Atmos. Sci.* **26**, 1191—1198.
- IsAAc Mw N, R. a ND C. SAcAu 1977. Symulacje komputerowe dynamiki zderzeń planetarnych: wrażliwość na warunki początkowe. *Acct-iri 3f*, 510—533 .
- KASTi xc , J. F. 1988. Ru nav'a y and moi.st gree n house at ufos pfieres and the evolution of Earth and Venus. /czii its 74, 472—494.
- Kes risc , J. F. 1989. Długoterminowa stabilność klimatu Ziemi. F i/ieo-geogr. *Palaeoclimat. Palaeoecol.* **75**, 83—95.
- Kw sr ix. J. F. 1990. Uderzenia bolidów i stan utlenienia węgla we wczesnej atmosferze ziemskiej. Or-igin+ rJ' £J6 20, 199—231 .
- KASii sc, J. F. 1991. Kondensacja CO₂ i klimat wczesnego Marsa. *lc ii us 94*, 1—13.
- KAsTi xc , J. F., An D J. t3. Poi.i.Acc 1983. Utrata wody z Venus. I. Hydrodynamiczna ucieczka wodoru. 7cn -«* 53, 479—50S.
- Kmsir uc. J. F. , J . B. Poi.i.ccx, as o T. P. Aux nsos n i 954. Reakcja atmosfery ziemskiej na wzrost strumienia siarki i implikacje dla utraty wody z Venus. /c'rii-i .\ 57, 335—355.
- Kwsii xc , J. F., au o T. P. Ac KERMa N 1986. Konsekwencje klimatyczne bardzo wysokiego poziomu CO₂ we wczesnej atmosferze Ziemi. *Srien cc* 234, 1383- 1385.
- KAsTi Hc, J. F., O. B. Toos, •un J. B. Poi.i.sex 1988. Jak ewoluował klimat na planetach ziemskich. *Sci. Ain.* 256, 90—97.
- EAST ING, I . F.. AN D O. b. Toon 1989. Ewolucja klimatu na planetach ziemskich. W O+ 'i(in cinâ k nolitiien o/ l'7n uetci y' ctitd Sote Illie Afiiyo-spmeres (S. K. Atre ya, J. B. Pollack, M. S. Mali he 's, Eels.), str. 423—449. Univ . of A rizo na Press , Tucson.
- Love i.oc x. J. E.. uo M. Wri I+r1El.n 1952. Lite span ot the biosphere . A'n ture **296**, 56.1 —563.
- Lov n.oex, J. E. 199 I . Grain . The Pi ric'ic'riJ St i•iicr rJ' Um iiei'iy Medi-r'iite. Gaia Bcoke. Londyn.
- M ANABr, S., AN n R. T. WETH ERALD 1967. Równowaga termiczna atmosfery przy danym rozkładzie wilgotności względnej. *J. Atinos . Sri.* 24, 24.1 —259.
- McEL ROY, M. B. 1972. Mars: ewoluująca atmosfera. *3cience* **175**, 443—445.
- N ewe wN , M. J. , AN D R. T. Roon 1977. Implikacje ewolucji Słońca dla atmosfery ziemskiej. *Scien ce â 98*, 1035— 1037.
- NORTH , G. R. 1975. Teoria modeli klimatycznych opartych na bilansie energetycznym. *J. Ainn os. Sri.* 32, 2033—2043.
- PrALE, S. 3. 1977. Historia rotacji naturalnych satelitów. W: *Pla ne-t i'iy S atellit es* (4 . A. hums. red.). Univ. of Arizona Press, Tucson.
- PEN DLETON , Y. J. , AN D D. C. 13arc x 1983. Dalsze badania nad kryteriami wystąpienia niestabilności dynamicznej w ogólnych układach trójciałowych. *As ft-on. J.* 88, 141 ñ—1419.
- Poi rAc s, J. B. . 4 . F. K sr l o . S. M . R IC HA R DSON , AN O k . POL I A KO FF 1957. Argumenty przemawiające za wilgotnym, ciepłym klimatem na wczesnym Marsie. /c' mms 71, 203—224.
- Poirw xc, W. G . 1979. Występowanie planet podobnych do Ziemi. *Am. E c-i.* 67, 653—659.
- R MANA I'H AN . V., asn W. Corr i NS 1991 . Termodynamiczna regulacja ocieplenia oceanów przez chmury cirrus na podstawie obserwacji El Nino z 1987 r. fV'iiiiir 351, 27-32.
- RASOOL, S. I. , As n U. Dn BFRCH 197tJ . Niekontrolowany efekt cieplarniany i akumulacja CO₂ w atmosferze Venus. *Not iirc* **226**, 1037—1039.
- ROOD, R. T., AND J. S. TREFIL 1981. *Are We Alone? The Possibility of Extraterrestrial Civilizations*. Scribner, New York.
- Scan i i Eu, K. H., ANn A. S. EN DCL 1982. „The faint young sun—climate paradox: Volcanic influences. Ccop/y.*. fie.r. beit. 9, 1309— 131.1 .
- SCHNE IDEC, S. H . , I S. L. Tiioursou 1960. Kosmiczne wnioski z modeli klimatycznych: czy można je uzasadnić? /c/i-rrr 41, 456—469.
- Sc HARTZMS N, D. I T. Vons 1989. Biotyczne wzmocnienie pogody poprzez zwyczaj Earl h. Sri rrrc **340**, 457-460.
- SrLcLxs, W. D. 1969. Model klimatu oparty na bilansie energetycznym systemu Ziemia-atmosfera. *J. Appl. Meteorol.* 8, 392—400.
- SHKLOVSKII, I. S., AND C. SAGAN 1966. *Intelligent Life in the Universe*. Holden— Day , San Francisco.
- fiODERBI-OM, D., AT D D. PATH AM 199.1 . Projekt obserwacji mikrofalowych SETI: Strategia wyboru celów. SETI IWG nr 2.
- SOLO MON . S. C., AN D J. W. H EAo 1991. Podstawowe zagadnienia z zakresu geologii i geofizyki Venus. *Sc ien c* **252**, 252—260.
- Sv rr ti, B. A . , Axn R . I . TERRI LE I9g4. Krążek cyrkulacyjny wokół Q Pictoris. 5r'ie re t26, 1 421- 1424.
- SUSSM A N, G. J.. AN D J . W ISDo v 1992. Chaotyczna ewolucja Układu Słonecznego system. *Science* **257**, 56—62.
- UREY, H. C. 1952. *The Planets: Their Origin and Development*. Yale Univ. Press, New Haven.
- V us novi cv. M. P.. AND V. V. A nivo iv 1968. *Tli ei-inopli vixicul Proy-e ri res o(Ccii bon Dioxide. C ollet's*, Londyn. [przetłumaczone z języka rosyjskiego]
- We r p x\$ E n, J. C. G . 1977. renfiu ic'ii of the A i+nos pliei e. Mac mill an , Ne w
- WALKER, J. C. G. 1985. Dwutlenek węgla na wczesnej Ziemi . *Origins* £/e 16, 117— 127.
- WALKER, J. C. G. 1991 . Procesy sprzężenia zwrotnego w cyklach biogeochemicznych węgla. W: *S<-ieniists* rim Ernie (S. H. Schneider i P. J. Boston, Els.), str. 183— 190. MIT Press, Cambridge, MA.
- WALKER, J. C. G., P. B. H Ads, axD J. F. KwsTI xc 1981 . Mechanizm ujemnego sprzężenia zwrotnego dla długoterminowej stabilizacji temperatury powierzchni Ziemi. *J. G•r•pJiy.s. Res.* 86, 9776-9782.
- Wr ti r ei r L. G. W. 1986. Akumulacja planet ziemskich i implikacje dotyczące pochodzenia Księżyca. W *Origin o/ i/ie Moou* (W. K. Harlmann, R. J. Phillips, G. J. Taylor. Eds.), str. 519—550. Lunar and Planetary Inst., Houston.

- W ETHERILL, G. W. 1991. Występowanie ciał podobnych do Ziemi w strefach planetarnych dla planet podobnych do Ziemi wokół gwiazd ciągu głównego. *IG Bioastronomy* **253**, 533—538.
- D. P., J. J. MATEJKA i L. J. TONLEY 1988. Brązowy karłowaty towarzysz jako wyjaśnienie asymetrii w Beta Pictoris. *Astron. Astrophys.* 203, b 13—L15.
- 249-275. WHITMIRE, D. P., R. T. REYNOLDS, AND J. F. KASTING 1991. Habitable Zones for Planets around Main-Sequence Stars. In: *Exoplanets and the Search for Life* (J. Heidmann i W. H. Press, red.), str. 173—178. Springer-Verlag, Berlin.
- Woollacott, T. J. i N. S. S. 1976. Cyркуlacja hydrotermalna i strumień geochemiczny na grzbietach śródmorskich. *J. geophys. Res.* 81, 249-275.
- Woollacott, H. W. 1954. J. Yes. *Nature*. 174, 289.