

# トリトンの地形と表層応力

北海道大学 理学部 地球惑星科学科  
惑星宇宙グループ 倉本・鎌田研究室  
高橋 聖輝  
学籍番号：02190073

2023年2月15日

# 目次

第1章	はじめに	2
第2章	トリトンに関する現状の理解	3
2.1	トリトンの特徴	3
2.2	トリトンの地形	4
2.3	プルーム	6
2.4	内部海の存在可能性	7
第3章	トリトン表層の応力計算	9
3.1	氷地殻の厚さ変化に伴う応力	9
3.2	潮汐応力	16
3.3	計算結果・考察	19
第4章	まとめ	31
	謝辞	32
	参考文献	33
付録A	Hansen et al. (2021) の和訳	36

# 第 1 章

## はじめに

海王星の衛星トリトンは 1989 年にボイジャー 2 号によって初めて撮像された。その表面は噴出するプルーム、尾根、断層、粘性流体が内部から噴出したと考えられる地形で覆われており、衝突クレーターが少ないことから、地質学的活動が活発であることが明らかとなった。また、氷地殻の下には内部海が存在することが示唆されている (Nimmo and Spencer, 2015)。

地形の形成や粘性流体の噴出に伴い、氷地殻表層に亀裂が生じる。そのため、トリトンの地形の成因を理解するためには、表層応力の推定が必要である。水と氷の密度差により、氷地殻の厚さ変化は衛星の膨張・収縮を引き起こすため、表層に大きな応力をもたらす。また、惑星衛星間距離が変化することで生じる、離心率による潮汐と自転軸傾斜角が大きいことで、衛星のバルジの緯度が南北に変化することにより生じる、自転軸傾斜による潮汐も表層応力を考えるうえで重要である。

そこで、本論文ではトリトンの特異な地形についてまとめ、氷地殻の成長と潮汐によって発生する表層応力メカニズムを理解するとともに、トリトン表層の応力を推定する。その上で、トリトン表層のどの場所に断層や尾根といった線条地形が形成されやすいかを議論し、撮像されているトリトン表層の線状地形の分布と比較する。

本論文の構成は、まず、第 2 章でトリトンに関する現状の理解をまとめる。第 3 章では、氷地殻の厚さ変化に伴い発生する応力と潮汐により発生する応力の 2 つについてまとめ、実際に行った計算結果とその考察を述べ、第 4 章で全体のまとめを行う。また、付録にはトリトンの現状の理解についてまとめられている Hansen et al. (2021) の全訳を掲載する。

## 第 2 章

# トリトンに関する現状の理解

本章では、始めにトリトンの特徴を記述し、次に、トリトンの代表的な地形のいくつかを紹介した後、内部海が存在可能性について説明する。

### 2.1 トリトンの特徴

海王星の衛星の中で最も大きいトリトンはボイジャー 2 号の観測により、その物理的特徴が明らかとなった (表 1)。表 1 における軌道傾斜角は、海王星赤道面からの角度であるので、トリトンは逆行衛星であり、カイパーベルト帯から捕獲された天体であると考えられている (McKinnon, 1984)。太陽系の逆行衛星は、木星、土星、天王星、海王星の衛星で確認されており、これらの逆行衛星は、小惑星が捕獲、または、捕獲後の崩壊により形成されたと考えられている。太陽系の半径 1000 km 以上の大型衛星の中で、逆行衛星はトリトンのみである。トリトンの次に大きい逆行衛星は、平均半径が 106.5 km の土星の衛星フェーベであり、木星、土星のほとんどの逆行衛星の半径が数 km、天王星、トリトンを除く海王星のほとんどの逆行衛星の半径が数 10 km であることから、半径 1353.5 km のトリトンは逆行衛星の中でサイズが非常に大きい。また、海王星とトリトンの半径比は、惑星と衛星の半径比が太陽系で最も大きい、地球と月の比 ( $\sim 27\%$ ) の次に大きい ( $\sim 5.5\%$ )。加えて、トリトンの離心率は太陽系の衛星の中で最も小さく、公転軌道はほぼ真円である。

地球からの分光観測では、 $\text{H}_2\text{O}$ 、 $\text{CO}_2$  の氷による吸収がトリトンの自転によって変化しないことから、それらは表層岩盤を形成していると考えられ (Grundy et al., 2010)、 $\text{N}_2$ 、 $\text{CO}$ 、 $\text{CH}_4$  の揮発性の氷は季節的に表面を移動していると考えられている (Cruikshank et al., 1993)。トリトンと同じように、カイパーベルト起源の天体と考えられている冥王

表 1: トリトンの物理的特徴

半径 (km) <sup>*1</sup>	1352.5
質量 (kg) <sup>*1</sup>	$2.140 \times 10^{22}$
密度 ( $\text{kg m}^{-3}$ ) <sup>*1</sup>	2065
公転周期 (日) <sup>*2</sup>	5.877
離心率 <sup>*3</sup>	0.000016
軌道傾斜角 (度) <sup>*3</sup>	156.8

\*1 : McKinnon and Kirk, 2007, \*2 : Stone and Miner, 1989, \*3 : Jacobson et al., 1991

星の分光観測でも,  $\text{N}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CH}_4$  といった揮発性の氷の存在が確認されているが,  $\text{CO}_2$  の氷による吸収は確認されていない (Owen et al., 1993).

## 2.2 トリトンの地形

ボイジャー 2 号によって撮影されたトリトン表層の高分解能画像は, 海王星側北緯 40 度以南の画像であったが, その表層にはプルームの噴出が最低 2 カ所存在すること, クレーターが少なく, 特異な地形が多く存在することが明らかになった. クレーター計数から, トリトンの表層年代は  $\sim 10\text{--}100$  Myr 未満と考えられるため, 地質学的活動が活発であり, 表層更新が盛んに行われていた可能性がある (Stern and McKinnon, 2000; Schenk and Zahnle, 2007). 以下ではトリトンの特徴的な地形について概説する.

### 2.2.1 カンタロープ地形

トリトンの海王星に面する赤道付近の西側には, クレーターとは異なり, 直径が  $\sim 25\text{--}35$  km の均一で, 重なりがなく, 縁が盛り上がっている cavi を含む浅い窪地, 裂け目や尾根で構成される, メロンの皮のような地形が形成されている. これをカンタロープ地形といい, ダイアピルのような地下からの固相の上昇での形成が提唱されている (Schenk and Jackson, 1993). また, カンタロープ地形は撮像されたトリトンの地形の中で最も古い地形の可能性がある (Croft et al., 1995).

## 2.2.2 尾根

トリトンの尾根はカンタロープ地形の中で多く形成されており、一般的に、幅は ~15–20 km, 高さは ~100 m である。平行な二つの尾根と、その尾根に挟まれた浅い谷からなる二重尾根も存在する。また、エウロパの尾根と形状が類似しているため、エウロパの尾根と同じような形成メカニズムが提案されている (e.g., Prockter et al., 2005)。尾根の分布や方向は、トリトンの表層応力を反映している可能性があるが、トリトン表層は 30 % 程度しか撮影されていないため、尾根を形成したであろう応力源の特定には全球的な尾根の分布を明らかにする必要がある。

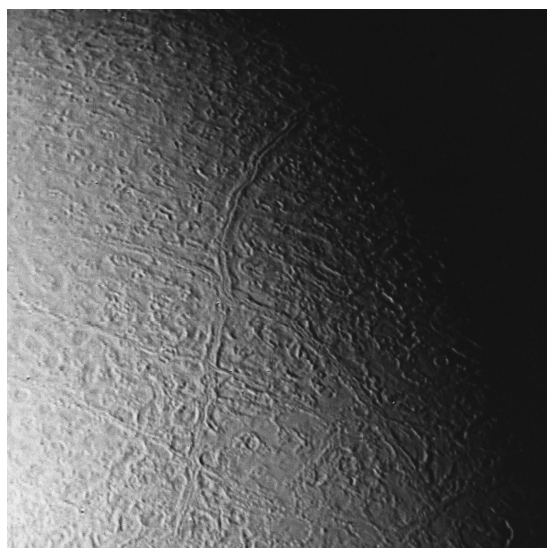


図 1: カンタロープ地形と尾根。画像中央で 2 つの尾根が交差していることが分かる。(NASA/JPL)

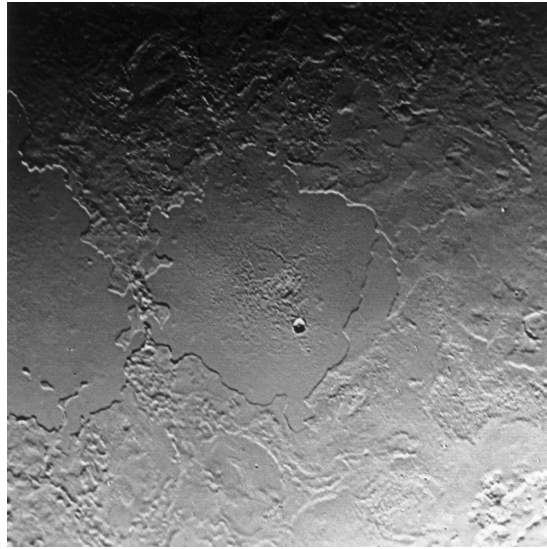


図 2: 壁に囲まれた平原. 中央と左端に 2 つの壁に囲まれた平原が見える. 平原の中央に存在する粗い部分は, 氷マグマが噴出したと思われる窪地である. (NASA/JPL)

### 2.2.3 壁に囲まれた平原

壁に囲まれた平原は直径 100–400 km の窪みの底面が滑らかな物質で満たされ, その周囲が数 100 m の壁に囲まれている. トリトンには壁に囲まれた平原が 4 つ存在することが確認されている. この地形は, 陥没カルデラが低粘性マグマによって満たされることで形成されたと考えられており, 底面に存在する窪地は氷マグマの噴出に伴ってできた噴出口であると解釈されている (Croft et al., 1995).

## 2.3 プルーム

ボイジャー 2 号により確認されたプルームは, 高度 ~8 km まで達しており, 噴出物により作られる雲は 100 km 以上も風に流されていた (図 3). 確認された 2 つのプルームは, どちらも南半球で観測され, プルームを撮影する間に雲の長さ, 密度, 形態が変化していたことから, 断続的に噴出していることが分かった (Soderblom et al., 1990). また, 100 個以上の扇形の黒い堆積物は以前活動していたプルームの噴出による堆積物だと考えられている (Hansen et al., 1990). プルームの発生モデルとして, 地下の窒素氷層の昇華により蒸気圧が増加することで, 窒素ガスや窒素氷が噴出する太陽エネルギーモデル (Smith et al., 1989), 極冠の窒素氷が内部熱により溶融し, 表層から噴出する内因的

モデル (Brown and Kirk, 1994), 氷火山活動の一環としての氷マンツルのガス抜きモデル (Kirk et al., 1995), などが提唱されている。ボイジャー 2 号がトリツンを撮像したとき、プルームの痕跡と解釈されている黒い扇形の堆積物が、太陽直下点であった南半球に分布していたことが太陽エネルギーモデルを支持する観測的な証拠となっているが、さらなる強い証拠を得るには、トリツンへのフライバイをもう一度行う必要がある。

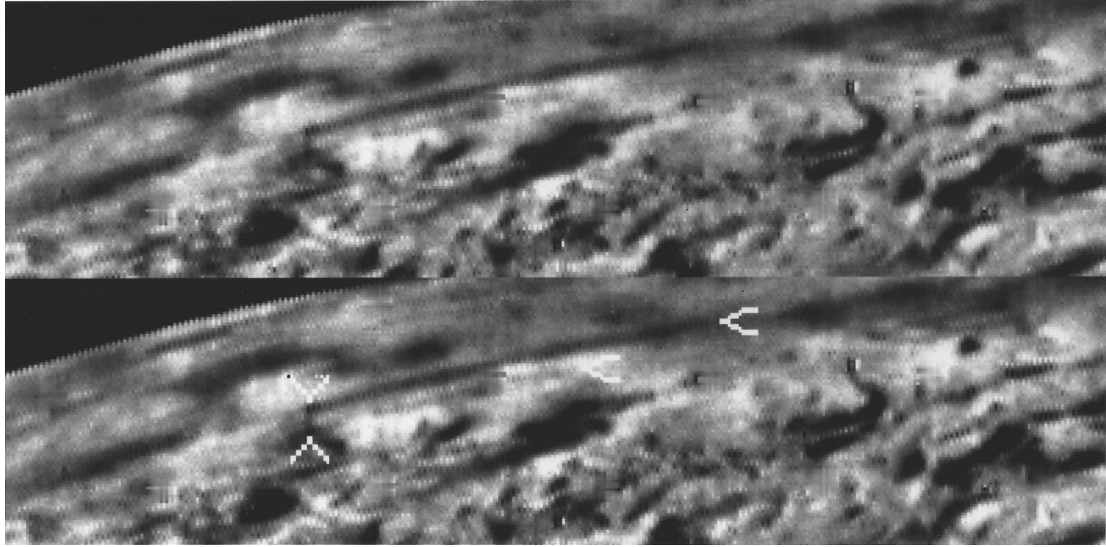


図 3: トリツンのプルーム。黒い噴煙が垂直に立ち上がり、最終的に風に流され雲を形成している。上下 2 つの画像は同じ画像であり、下の画像はプルーム、雲が見える範囲を示している。(NASA/JPL)

## 2.4 内部海の存在可能性

理論モデルから、放射性元素の壊変熱や捕獲直後の大きな離心率による潮汐加熱によって、トリツンには長寿命の海が存在することが示唆されている (e.g., Nimmo and Spencer, 2015; Gaeman et al., 2012)。氷衛星における内部海の存在は、表層応力に大きな影響を与える。内部海が凍結し、氷地殻となる時、水と氷の密度差によって体積が大きくなる。その結果、衛星半径がわずかに膨張し、表層に伸張応力をもたらす (Nimmo, 2004)。さらに、膨張した氷地殻が内部海を加圧することで、内部海が表層に噴出するかもしれない (Manga and Wang, 2007)。

内部海の存在を確認するためには、時間変化する磁場の中に存在する高塩濃度の海に、誘導電流が流れることにより生じる誘導磁場の検出 (Nimmo and Pappalardo, 2016)、プルームのサンプリングによる高塩濃度の検出 (e.g., Postberg et al., 2009) などがあ



る。もし、トリトンに海が存在することを確認できれば、カイパーベルト起源の天体で初めて海が観測される例となるかもしれない。しかし、ボイジャー 2 号のフライバイ高度 (~40000 km) が原因で、トリトンの磁場に起因する磁気信号は得られなかった。そのため、トリトンに内部海が存在する証拠を得るには、さらなる探査が必要である。

## 第3章

# トリトン表層の応力計算

### 3.1 氷地殻の厚さ変化に伴う応力

液体の水は氷よりも密度が大きい。そのため、水が凝固した際に体積は膨張する。もし、氷衛星が内部海を持つ場合、内部海の凍結、氷地殻の溶融に伴い、氷地殻に応力が生じる。本節では、氷地殻がマクスウェル粘弾性体、動径方向と垂直に働く応力は、軸対称に生じると仮定し、氷地殻の厚さの変化と応力の関係を明らかにする。以下の式の導出は Nimmo (2004) に基づく。

まず、三次元極座標系での応力と歪の関係式を Timoshenko and Goodier (1970) に基づいて導出する。半径  $r$  と  $r + dr$  の2つの同心球面と微小角度  $d\theta$  を持つ円錐とで球から切り出された微小要素の平衡条件を考える。微小要素底面の半径方向の応力を  $\sigma_{rr}$ 、微小要素側面の応力を  $\sigma_{\theta\theta} = \sigma_{\phi\phi} = \sigma_t$  とする。微小要素底面に作用する力は

$$\sigma_{rr}\pi\left(\frac{r d\theta}{2}\right)^2 \quad (3.1)$$

である。微小要素上面の半径方向の応力  $\sigma_{rr}(r + dr)$  は  $dr$  が微小量であり、二次以上の項を無視できるので

$$\sigma_{rr}(r + dr) = \sigma_{rr} + \frac{d\sigma_{rr}}{dr} dr \quad (3.2)$$

となる。故に、微小要素上面に作用する力は

$$\frac{\pi r^2 d\theta^2}{4} \left(1 + 2\frac{dr}{r}\right) \left(\sigma_{rr} + \frac{d\sigma_{rr}}{dr} dr\right) = \frac{\pi r^2 d\theta^2}{4} \left(\sigma_{rr} + \frac{d\sigma_{rr}}{dr} dr + 2\sigma_{rr} \frac{dr}{r}\right) \quad (3.3)$$

となる。また、側面に作用する力は

$$\sigma_t \pi r d\theta dr \quad (3.4)$$

である。側面に作用する力の鉛直成分は

$$\sigma_t \pi r d\theta dr \sin\left(\frac{d\theta}{2}\right) = \frac{\sigma_t \pi r d\theta^2 dr}{2} \quad (3.5)$$

となる。式 (3.1), 式 (3.3), 式 (3.5) より、力のつり合いを考えると

$$\frac{\pi r^2 d\theta^2}{4} \left( \sigma_r + \frac{d\sigma_{rr}}{dr} dr + 2\sigma_{rr} \frac{dr}{r} \right) = \sigma_{rr} \pi \left( \frac{r d\theta}{2} \right)^2 + \frac{\sigma_t \pi r d\theta^2 dr}{2} \quad (3.6)$$

となり、式 (3.6) を整理すると

$$\sigma_t = \sigma_{rr} + \frac{r}{2} \frac{d\sigma_{rr}}{dr} \quad (3.7)$$

を得る。

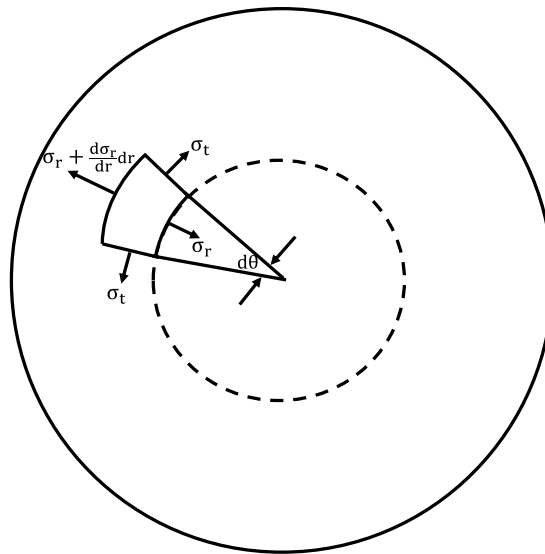


図 4: 三次元極座標系での応力と歪の関係. Timoshenko and Goodier (1970) を基に作成.

微小要素  $abcd$  の辺  $ad$  の半径方向の変位を  $u(r, \theta)$  とする。辺  $bc$  の半径方向の変位  $u(r + dr, \theta)$  は  $dr$  が微小量であり、二次以上の項を無視できるので

$$u(r + dr, \theta) = u(r, \theta) + \frac{\partial u}{\partial r} dr \quad (3.8)$$

となる。微小要素  $abcd$  の半径方向の歪  $\epsilon_{rr}$  は、

$$\epsilon_{rr} = \frac{u(r + dr, \theta) - u(r, \theta)}{dr} \quad (3.9)$$

であるので式 (3.8) より

$$\epsilon_{rr} = \frac{\partial u}{\partial r} \quad (3.10)$$

となる。微小要素の点  $a$  および点  $d$  の変位が半径方向の変位  $u(r, \theta)$  のみであるとし、変位後の点をそれぞれ点  $a'$ 、 $d'$  とする。弧  $ad$  の長さは  $r d\theta$ 、弧  $a'd'$  の長さは  $(r + u) d\theta$  であるので、接線方向の歪  $\epsilon_t$  は

$$\epsilon_t = \frac{(r + u) d\theta - r d\theta}{r d\theta} = \frac{u}{r} \quad (3.11)$$

である。式 (3.11) を用いると、式 (3.10) は

$$\epsilon_{rr} = \frac{\partial(r\epsilon_t)}{\partial r} = \epsilon_t + r \frac{\partial \epsilon_t}{\partial r} \quad (3.12)$$

と変形できる。

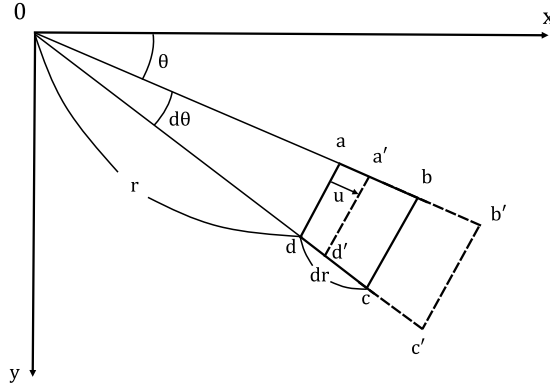


図 5: 三次元極座標系での変位と歪の関係。Timoshenko and Goodier (1970) を基に作成。

次に等方弾性体の応力と歪の関係をまとめる。ラメ定数  $\lambda$ 、 $\mu$  と弾性歪  $\epsilon_{kk}^{ela}$  を用いると、応力  $\sigma_{ij}$  は

$$\sigma_{ij} = \lambda \delta_{ij} \epsilon_{kk}^{ela} + \frac{1}{2\mu} \sigma_{ij} \quad (3.13)$$

と書ける。また、弾性歪は応力を用いて

$$\epsilon_{ij}^{ela} = \frac{-\lambda \delta_{ij}}{2\mu(3\lambda + 2\mu)} \sigma_{kk} + \frac{1}{2\mu} \sigma_{ij} \quad (3.14)$$

と書ける。ヤング率  $E$ 、ポアソン比  $\nu$  とラメ定数には

$$E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu} \quad (3.15)$$

$$\mu = \frac{E}{2(1 + \nu)} \quad (3.16)$$

という関係があるので、式 (3.15)、式 (3.16) を用いて式 (3.14) を書き換えると、

$$\epsilon_{ij}^{ela} = -\frac{\nu}{E}\delta_{ij}\sigma_{kk} + \frac{1 + \nu}{E}\sigma_{ij} \quad (3.17)$$

となる。よって

$$\begin{cases} \epsilon_{rr}^{ela} = \frac{1}{E}(\sigma_{rr} - 2\nu\sigma_t) \\ \epsilon_t^{ela} = \frac{1}{E}(\sigma_t - \nu(\sigma_{rr} + \sigma_t)) \end{cases} \quad (3.18)$$

を得る。

次に粘性応力を考える。ここで扱うのはニュートン粘性流体である。粘性率を  $\eta$ 、粘性歪を  $\epsilon^{vis}$  とすると、歪速度は

$$\begin{cases} \frac{d\epsilon_{rr}^{vis}}{dt} = \frac{1}{2\eta}(\sigma_{rr} - \frac{1}{3}(\sigma_{rr} + 2\sigma_t)) \\ \frac{d\epsilon_t^{vis}}{dt} = \frac{1}{2\eta}(\sigma_t - \frac{1}{3}(\sigma_{rr} + 2\sigma_t)) \end{cases} \quad (3.19)$$

偏差応力を  $\sigma_{idev}$  ( $i = rr, t$ ) とすると、式 (3.19) は

$$\begin{cases} \frac{d\epsilon_{rr}^{vis}}{dt} = \frac{\sigma_{rrdev}}{2\eta} \\ \frac{d\epsilon_t^{vis}}{dt} = \frac{\sigma_{tdev}}{2\eta} \end{cases} \quad (3.20)$$

と書ける。

以上のことを踏まえ、粘弾性体のマクスウェルモデルを考える。マクスウェルモデルの全体の歪  $\epsilon$  は、弾性歪  $\epsilon^{ela}$  と粘性歪  $\epsilon^{vis}$  の和であるから、歪速度は式 (3.18)、式 (3.20) より、

$$\frac{d\epsilon_t}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{E}(\sigma_t - \nu(\sigma_t + \sigma_{rr})) \right) + \frac{\sigma_{tdev}}{2\eta} \quad (3.21)$$

及び、

$$\frac{d\epsilon_{rr}}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{E}(\sigma_{rr} - 2\nu\sigma_t) \right) + \frac{\sigma_{rrdev}}{2\eta} \quad (3.22)$$

となる。また、式 (3.7) を用いると、偏差応力  $\sigma_{tdev}$ ,  $\sigma_{rrdev}$  は

$$\sigma_{tdev} = \frac{1}{3}(\sigma_t - \sigma_{rr}) = \frac{r}{6} \frac{d\sigma_{rr}}{dr} \quad (3.23)$$

$$\sigma_{rrdev} = \frac{2}{3}(\sigma_{rr} - \sigma_t) = -\frac{r}{3} \frac{d\sigma_{rr}}{dr} \quad (3.24)$$

となる。式 (3.21) に  $r$  をかけ、 $r$  で微分すると

$$\begin{aligned} \frac{d\epsilon_t}{dt} + r \frac{d}{dr} \frac{d\epsilon_t}{dt} &= \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{E}(\sigma_t - \nu(\sigma_t + \sigma_{rr})) \right) + \frac{\sigma_{tdev}}{2\eta} \\ &+ r \frac{d}{dr} \left( \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{E}(\sigma_t - \nu(\sigma_t + \sigma_{rr})) \right) + \frac{\sigma_{tdev}}{2\eta} \right) \end{aligned} \quad (3.25)$$

を得る。式 (3.12) の時間微分は

$$\frac{d\epsilon_{rr}}{dt} = \frac{d\epsilon_t}{dt} + r \frac{d}{dr} \frac{d\epsilon_t}{dt} \quad (3.26)$$

であるから、式 (3.25) から式 (3.22) を引くと

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1+\nu}{E}(\sigma_t - \sigma_{rr}) \right) + \frac{\sigma_{rrdev} - \sigma_{tdev}}{2\eta} = r \frac{d}{dr} \frac{d\epsilon_t}{dt} \quad (3.27)$$

を得る。式 (3.7), 式 (3.23), 式 (3.24) を用いると式 (3.27) は

$$-r \frac{d}{dr} \frac{d}{dt} \left( \frac{1+\nu}{2E} \sigma_{rr} \right) - \frac{r}{4\eta} \frac{d\sigma_{rr}}{dr} = r \frac{d}{dr} \frac{d\epsilon_t}{dt} \quad (3.28)$$

となる。両辺に  $1/r$  をかけて、 $r$  で積分すると式 (3.21) を用いて

$$\frac{1+\nu}{2E} \frac{d\sigma_r}{dt} + \int_{R_i}^r \frac{1}{4\mu} \frac{d\sigma_{rr}}{dr} dr = -\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{E}(\sigma_t - \nu(\sigma_t + \sigma_{rr})) \right) - \frac{r}{12\eta} \frac{d\sigma_r}{dr} + C_1 \quad (3.29)$$

を得る。 $C_1$  は積分定数、 $R_i$  は衛星中心から氷地殻底面までの距離である。式 (3.7) より右辺第一項の括弧内は

$$\frac{(1-\nu)\sigma_t - \nu\sigma_{rr}}{E} = \frac{(2-4\nu)}{2E} \sigma_{rr} + \frac{1-\nu}{2E} r \frac{d\sigma_{rr}}{dr} \quad (3.30)$$

と変形できるので、式 (3.29) を書き直すと

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1-\nu}{2E} \left( 3\sigma_{rr} + r \frac{d\sigma_{rr}}{dr} \right) \right) = -\int_{R_i}^r \frac{1}{4\eta} \frac{d\sigma_{rr}}{dr} dr - \frac{r}{12\eta} \frac{d\sigma_{rr}}{dr} + C_1 \quad (3.31)$$

を得る。両辺に  $r^2$  をかけると

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1-\nu}{2E} \left( 3r^2 \sigma_{rr} + r^3 \frac{d\sigma_{rr}}{dr} \right) \right) = -r^2 \int_{R_i}^r \frac{1}{4\eta} \frac{d\sigma_{rr}}{dr} dr - \frac{r^3}{12\eta} \frac{d\sigma_{rr}}{dr} + r^2 C_1 \quad (3.32)$$

を得る。また,

$$3r^2 \sigma_{rr} + r^3 \frac{d\sigma_{rr}}{dr} = \frac{d}{dr} (r^3 \sigma_{rr}) \quad (3.33)$$

であり,

$$-r^2 \int_{R_i}^r \frac{1}{4\eta} \frac{d\sigma_{rr}}{dr} dr - \frac{r^3}{12\eta} \frac{d\sigma_{rr}}{dr} = -\frac{d}{dr} \left( r^3 \int_{R_i}^r \frac{1}{12\eta} \frac{d\sigma_{rr}}{dr} dr \right) \quad (3.34)$$

であるから, 式 (3.32) は

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1-\nu}{2E} \frac{d}{dr} (r^3 \sigma_{rr}) \right) = -\frac{d}{dr} \left( r^3 \int_{R_i}^r \frac{1}{12\eta} \frac{d\sigma_{rr}}{dr} dr \right) + r^2 C_1 \quad (3.35)$$

となる。  $r$  で積分し,  $1/r^3$  を両辺にかけると

$$\frac{1-\nu}{2E} \frac{d\sigma_{rr}}{dt} = \frac{C_1}{3} + \frac{C_2}{r^3} - \int_{R_i}^r \frac{1}{12\eta} \frac{d\sigma_{rr}}{dr} dr \quad (3.36)$$

を得る。ここで  $C_2$  は積分定数である。境界条件より,  $\sigma_{rr}|_{r=R_i} = 0$  なので,

$$C_1 = -3 \frac{C_2}{R_i^3} \quad (3.37)$$

である。式 (3.36) を  $r$  で微分すると

$$\frac{1-\nu}{2E} \frac{d}{dr} \frac{d\sigma_{rr}}{dt} = -3 \frac{C_2}{r^4} - \frac{1}{12\eta} \frac{d\sigma_{rr}}{dr} \quad (3.38)$$

である。式 (3.7) を時間微分した式に, 式 (3.36), 式 (3.38) を代入し, 整理すると

$$\frac{1-\nu}{E} \frac{d\sigma_t}{dt} = \frac{2C_1}{3} - \frac{C_2}{r^3} - 2 \int_{R_i}^r \frac{1}{12\eta} \frac{d\sigma_{rr}}{dr} dr - \frac{r}{12\eta} \frac{d\sigma_{rr}}{dr} \quad (3.39)$$

を得る。式 (3.18) に式 (3.11) を代入し, 時間微分する。ここで, 衛星中心からの距離  $r$  における動径方向の変位を  $u'$  とすると

$$\frac{d\sigma_t}{dt} = \frac{E}{r(1-\nu)} \frac{du'}{dt} + \frac{\nu}{1-\nu} \frac{d\sigma_{rr}}{dt} \quad (3.40)$$

を得る. 式 (3.39) に式 (3.37), 式 (3.40) を代入すると

$$-\frac{2C_2}{R_i^3} - \frac{C_2}{r^3} - 2 \int_{R_i}^r \frac{1}{12\eta} \frac{d\sigma_{rr}}{dr} dr - \frac{r}{12\eta} \frac{d\sigma_{rr}}{dr} = \frac{1}{r} \frac{du'}{dt} + \frac{\nu}{E} \frac{d\sigma_{rr}}{dt} \quad (3.41)$$

を得る.  $r$  が衛星半径  $R_s$ ,  $u'$  が衛星表面での変位  $u$  とすると  $C_2$  は

$$C_2 = -\frac{R_i^3}{\Theta} \left( \frac{1}{R_s} \frac{du}{dt} + \frac{\nu}{E} \left( \frac{d\sigma_{rr}}{dt} \right)_{r=R_s} \right) + \frac{R_s}{12} \left( \frac{1}{\eta} \frac{d\sigma_{rr}}{dr} \right)_{r=R_s} + 2 \int_{R_i}^{R_s} \frac{1}{12\eta} \frac{d\sigma_{rr}}{dr} dr \quad (3.42)$$

である. ここで  $\Theta$  は

$$\Theta = 2 + \left( \frac{R_i}{R_s} \right)^3 \quad (3.43)$$

である. 式 (3.36) に式 (3.37), 式 (3.42) を代入すると

$$\begin{aligned} \frac{1-\nu}{2E} \frac{d\sigma_{rr}}{dt} = & - \int_{R_i}^r \frac{1}{12\eta} \frac{d\sigma_{rr}}{dr} dr + \left( \frac{r^3 - R_i^3}{r^3\Theta} \right) \left[ \frac{1}{R_s} \frac{du}{dt} + \frac{\nu}{E} \left( \frac{d\sigma_{rr}}{dt} \right)_{r=R_s} \right. \\ & \left. + \frac{R_s}{12} \left( \frac{1}{\eta} \frac{d\sigma_{rr}}{dr} \right)_{r=R_s} + 2 \int_{R_i}^{R_s} \frac{1}{12\eta} \frac{d\sigma_{rr}}{dr} dr \right] \end{aligned} \quad (3.44)$$

となる. 粘性が大きい場合,  $\eta$  を含む項は無視できるので, 式 (3.44) より  $r = R_s$  での  $\sigma_{rr}$  は

$$\sigma_{rr} \Big|_{r=R_s} = \frac{2Eu}{(1-\nu)R_s} \left( \frac{R_s - R_i}{R_i} \right) \quad (3.45)$$

である. 式 (3.40), 式 (3.44) より  $r = R_s$  での  $\sigma_t$  は

$$\sigma_t \Big|_{r=R_s} = \frac{Eu}{(1-\nu)R_s} \left( 1 + \frac{2\nu}{1-\nu} \left( \frac{R_s - R_i}{R_i} \right) \right) \quad (3.46)$$

である.

また, 衛星表面の変位  $u$  は氷地殻の厚さ変化を  $\Delta t_c$ , 氷地殻の密度を  $\rho$ , 内部海と氷地殻の密度差を  $\Delta\rho$ ,  $t_c$  を初期の氷地殻の厚さとし,  $f = 1 - 2t_c/R_s$  とすると,

$$u = \Delta t_c \frac{f\Delta\rho}{\rho + f\Delta\rho} \quad (3.47)$$



と表わせるから、式 (3.45), 式 (3.46) は

$$\sigma_{rr} \Big|_{r=R_s} = \frac{2E\Delta t_c}{(1-\nu)R_s} \frac{f\Delta\rho}{\rho + f\Delta\rho} \left( \frac{R_s - R_i}{R_i} \right) \quad (3.48)$$

$$\sigma_t \Big|_{r=R_s} = \frac{E\Delta t_c}{(1-\nu)R_s} \frac{f\Delta\rho}{\rho + f\Delta\rho} \left( 1 + \frac{2\nu}{1-\nu} \left( \frac{R_s - R_i}{R_i} \right) \right) \quad (3.49)$$

となる。

## 3.2 潮汐応力

### 3.2.1 潮汐ポテンシャル

衛星上の点  $P$  とする。点  $P$  における潮汐ポテンシャル  $U$  を Murray and Dermott (1999) をもとに導出する。

惑星は質点であると仮定し、惑星質量を  $m_p$ , 衛星質量を  $m_s$ , 惑星衛星中心間距離を  $a$ , 惑星中心と点  $P$  との距離を  $\Delta$ , 衛星半径を  $r$ , 万有引力定数を  $G$  とする (図 6)。万有引力の法則より、惑星衛星中心間に働く力の大きさ  $\langle F \rangle$  は

$$\langle F \rangle = G \frac{m_p m_s}{a^2} \quad (3.50)$$

であり、これは衛星上の任意の点における遠心力と等しい。衛星からの引力を  $\mathbf{F}$  とすると、点  $P$  における起潮力  $\mathbf{F}_{tidal}$  は

$$\mathbf{F}_{tidal} = \mathbf{F} - \langle \mathbf{F} \rangle \quad (3.51)$$

と定義される。ここで、 $\mathbf{F}$  は点  $P$  におけるポテンシャル  $V$  を用いて

$$\mathbf{F} = -\nabla V \quad (3.52)$$

である。点  $P$  におけるポテンシャル  $V$  は

$$V = -G \frac{m_p}{\Delta} \quad (3.53)$$

と書ける。図 6 より、余弦定理を用いると

$$\Delta = a \left[ 1 - 2 \left( \frac{r}{a} \right) \cos \psi + \left( \frac{r}{a} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.54)$$

である。ここで  $\psi$  は衛星中心と惑星中心を結んだ線からの角度である (図 6)。ほとんどの場合、 $r/a \ll 1$  であるから、

$$V = -G \frac{m_p}{a} \left[ 1 + \left( \frac{r}{a} \right) \cos \psi + \left( \frac{r}{a} \right)^2 \frac{1}{2} (3 \cos \psi - 1) + \dots \right]. \quad (3.55)$$

ここで、式 (3.55) の右辺第一項は定数であり、 $\mathbf{F}/m_p = -\nabla V$  であるから、衛星に力は及ぼさない。式 (3.55) の右辺第二項は点  $P$  の位置にある粒子に円運動に必要な力を生じさせる。どの点においても、ポテンシャルにより生じる力はポテンシャル勾配の方向に生じ、その点を通るポテンシャル面に垂直である。今回の場合、等ポテンシャル面は惑星中心と衛星中心を結んだ線に垂直であり、ポテンシャル勾配は

$$-\frac{\partial}{\partial(r \cos \psi)} \left( -G \frac{m_p r \cos \psi}{a^2} \right) = G \frac{m_p}{a^2} = \frac{\langle \mathbf{F} \rangle}{m_p} \quad (3.56)$$

である。よって、式 (3.51) より、

$$\frac{\mathbf{F}_{tidal}}{m_p} = \frac{\mathbf{F}}{m_p} - \frac{\langle \mathbf{F} \rangle}{m_p} = -\nabla V - \frac{\langle \mathbf{F} \rangle}{m_p} = -\nabla U(\psi) \quad (3.57)$$

であるから、潮汐ポテンシャル  $U$  は

$$U = \frac{Gm_p}{a} \sum_{l=2}^{\infty} \left( \frac{r}{a} \right)^l P_l(\cos \psi) \quad (3.58)$$

となる。ここで  $P_n(\cos \psi)$  は  $n$  次のルジャンドル多項式である。

ここで離心率を  $e$ 、自転軸傾斜角を  $\theta_0$ 、平均運動を  $n$  としたときの、衛星表面の点  $P(r, \theta, \phi)$  における潮汐ポテンシャル  $U$  は離心率と自転軸傾斜角の積が微小量であることを考慮すると、Tyler (2011) より

$$U = U_{ecc} + U_{obl}$$

$$U_{ecc} = r^2 n^2 e \left[ -\frac{3}{2} P_2^0(\cos \theta) \cos(nt) + \frac{1}{8} P_2^2(\cos \theta) (7 \cos(2\phi - nt) + \cos(2\phi + nt)) \right] \quad (3.59)$$

$$U_{obl} = -\frac{1}{2} r^2 n^2 \theta_0 P_2^1(\cos \theta) (\cos(\phi - nt) + \cos(\phi + nt)) \quad (3.60)$$

と表わせる。

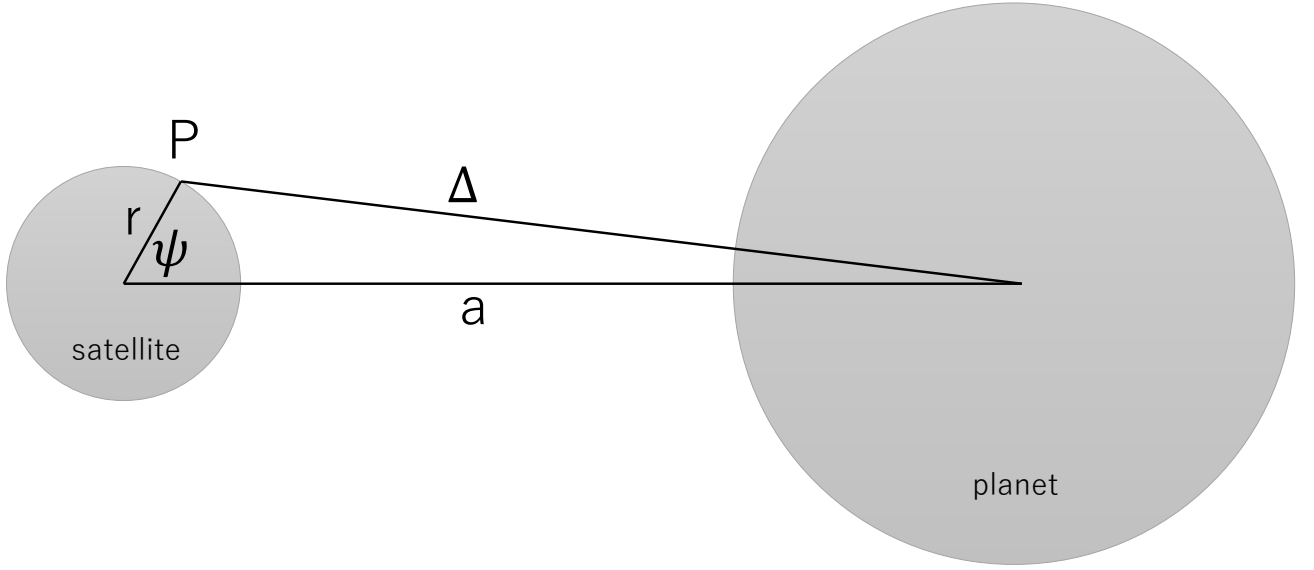


図 6: 衛星表面の点 P での潮汐ポテンシャルを求めるための惑星と衛星の位置関係. Murray and Dermott (1999) を基に作成.

### 3.2.2 潮汐応力

潮汐による変形は以下の 3 つの支配方程式から導かれる. 1 つ目は運動量保存の式,

$$\rho \frac{d^2 \mathbf{u}}{dt^2} = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \rho \nabla \Phi. \quad (3.61)$$

2 つ目はポアソン方程式,

$$\nabla^2 \Phi = -4\pi G \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}). \quad (3.62)$$

3 つ目はマクスウェルモデルの構成方程式,

$$\frac{d\sigma_{ij}}{dt} + \frac{\eta}{\mu} \left( \sigma_{ij} - \frac{\sigma_{kk}}{3} \delta_{ij} \right) = \lambda \frac{d\epsilon_{kk}}{dt} \delta_{ij} + 2\mu \frac{d\epsilon_{ij}}{dt}. \quad (3.63)$$

ここで,  $\mathbf{u}$  は変位ベクトル,  $\boldsymbol{\sigma}$  は応力テンソル,  $\Phi$  は重力ポテンシャル,  $\eta$  は粘性率,  $\mu$  は剛性率,  $\lambda$  はラメ定数,  $\delta_{ij}$  は単位対角行列. 未知の変数  $\mathbf{u}, \boldsymbol{\sigma}, \Phi$  が周波数  $\omega$  により振動すると考えると, 上記の 3 式は, 6 つの関数  $y_i (i = 1, 2, \dots, 6)$  で書き下せる (詳細は Kamata et al. (2015) を参照).

### 3.3 計算結果・考察

#### 3.3.1 計算の設定

今回、トリトンはカイパーベルト起源の天体であること、及び、捕獲後から現在まで自転軸傾斜角は一定であると仮定し、氷地殻が最も薄くなったと考えられる年代 (年代 1)、年代 1 から、氷地殻が 1 km 厚くなったと考えられる年代 (年代 2)、年代 1 から、氷地殻が 10 km 厚くなったと考えられる年代 (年代 3)、そして現在の 4 つの年代について計算を行った。年代 1~年代 3 において用いた、離心率、平均運動の値は Prockter et al. (2005) を、現在の離心率は Jacobson et al. (1991)、公転周期は Stone and Miner (1989) を、氷地殻の厚さ変化の値は Nimmo and Spencer (2015) を参考に設定した (表 2)。年代 1、年代 2 は、捕獲後 ~ 20 億年、年代 3 は捕獲後 ~ 25 億年を想定している。また、すべての年代において共通のパラメータは表 3 に示す。

表 2: 年代ごとに変化するトリトンのパラメータ

年代	平均運動 (rad/sec)	離心率	氷地殻の厚さ (km)	内部海の厚さ (km)
年代 1	$2.61 \times 10^{-6}$	$8.0 \times 10^{-1}$	100.0	227.5
年代 2	$2.61 \times 10^{-6}$	$8.0 \times 10^{-1}$	101.0	226.5
年代 3	$1.24 \times 10^{-5}$	$2.0 \times 10^{-1}$	110.0	217.5
現在	$1.24 \times 10^{-5}$	$1.6 \times 10^{-5}$	153.5	174.0

表 3: 全年代共通のトリトンのパラメータ

衛星半径 (km)* <sup>1</sup>	1352.5
岩石コア半径 (km)* <sup>2</sup>	1026.0
衛星中心 ~ 低粘性氷層上部 (km)* <sup>1</sup>	1344.0
質量 (kg)* <sup>1</sup>	$2.140 \times 10^{22}$
岩石コア密度 ( $\text{kg m}^{-3}$ )* <sup>3</sup>	3486.8
内部海密度 ( $\text{kg m}^{-3}$ )	1000
低粘性氷層密度 ( $\text{kg m}^{-3}$ )	940
高粘性氷層密度 ( $\text{kg m}^{-3}$ )	940
低粘性氷層粘性率 (Pa s)* <sup>4</sup>	$10^{17}$
高粘性氷層粘性率 (Pa s)* <sup>4</sup>	$10^{22}$
自転軸傾斜角 (度)* <sup>5</sup>	0.35
氷の剛性率 (GPa)* <sup>4</sup>	3.487
岩石コアの剛性率 (GPa)* <sup>4</sup>	40.0
氷の体積弾性率 (GPa)* <sup>4</sup>	9.3
岩石コアの体積弾性率 (GPa)* <sup>4</sup>	66.7
氷のヤング率 (GPa)* <sup>6</sup>	9.3
氷のポアソン比* <sup>6</sup>	0.33

\*1 : McKinnon and Kirk, 2007, \*2 : Nimmo and Spencer (2015) と同じ値を使用, \*3 : \*1, \*2 より導出, \*4 :

Wahr et al. (2009) と同じ値を使用, \*5 : Chen et al., 2014, \*6 : \*4 より導出.

以下に氷地殻の厚さ変化に伴い発生する表層応力, 潮汐により発生する年代ごとの表層応力, 一周期の潮汐により発生する年代ごとの最大主応力, 氷地殻の厚さ変化に伴い発生する表層の伸張応力と潮汐により発生する表層応力の和 (年代 2, 3 のみ) を示す.

### 3.3.2 結果・考察

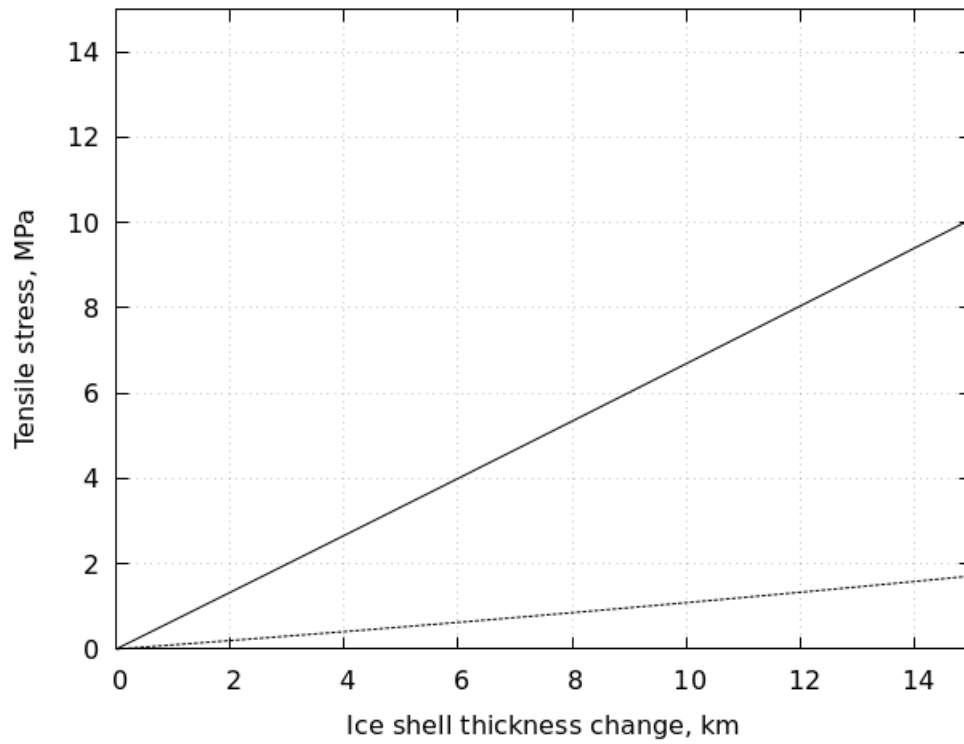
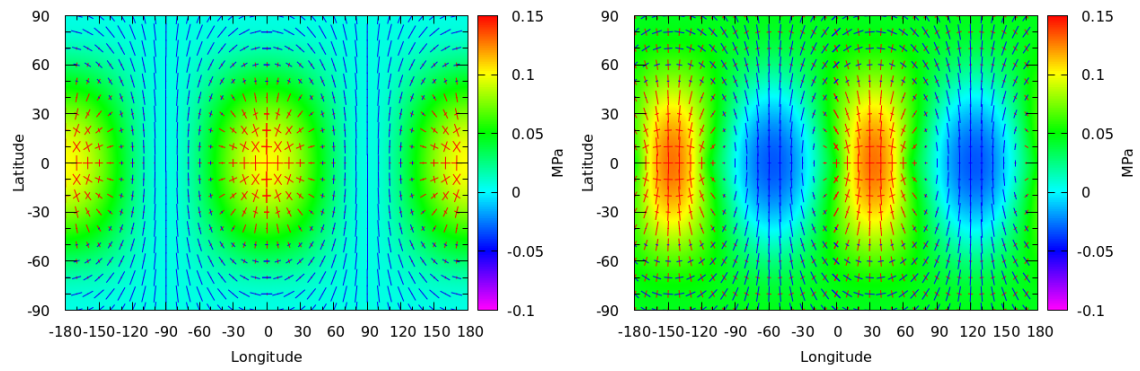
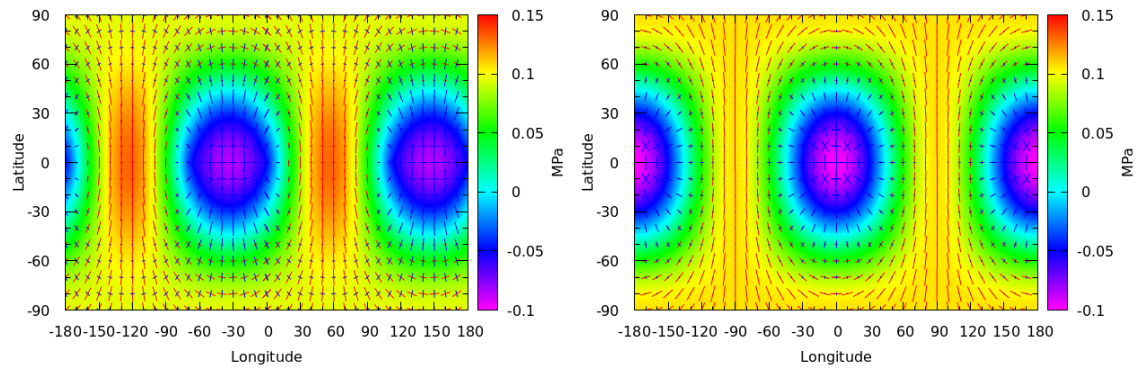


図 7: 氷地殻の厚さ変化に伴い発生する伸張応力. 実線は, 水平方向の応力 ( $\sigma_{\theta\theta}$ ,  $\sigma_{\phi\phi}$ ) を表わし, 点線は動径方向の応力 ( $\sigma_{rr}$ ) を表わす.



(a)  $nt = 0$  (遠点)

(b)  $nt = \frac{\pi}{3}$



(c)  $nt = \frac{2}{3}\pi$

(d)  $nt = \pi$  (近点)

図 8: 年代 1 での潮汐応力. 赤線は伸張の方向, 青線は収縮の方向を表わす.

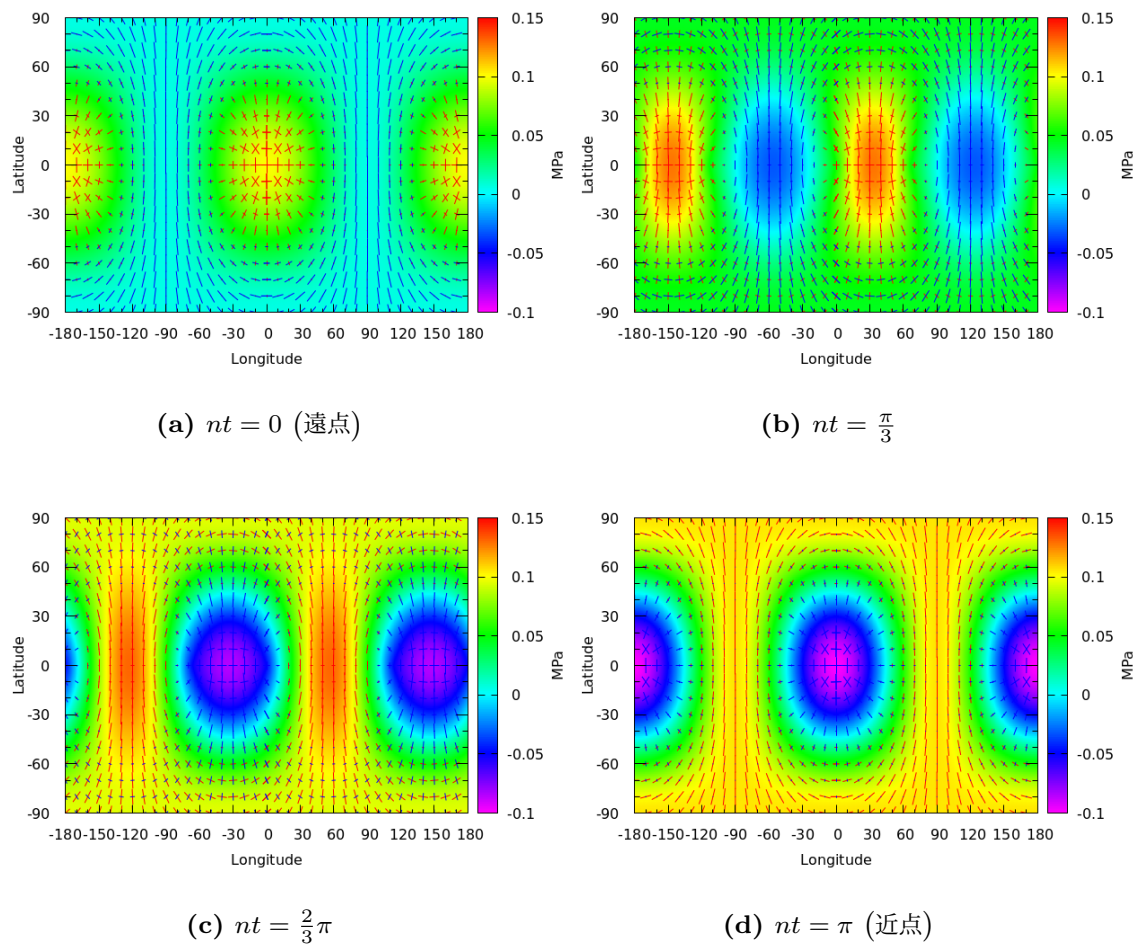
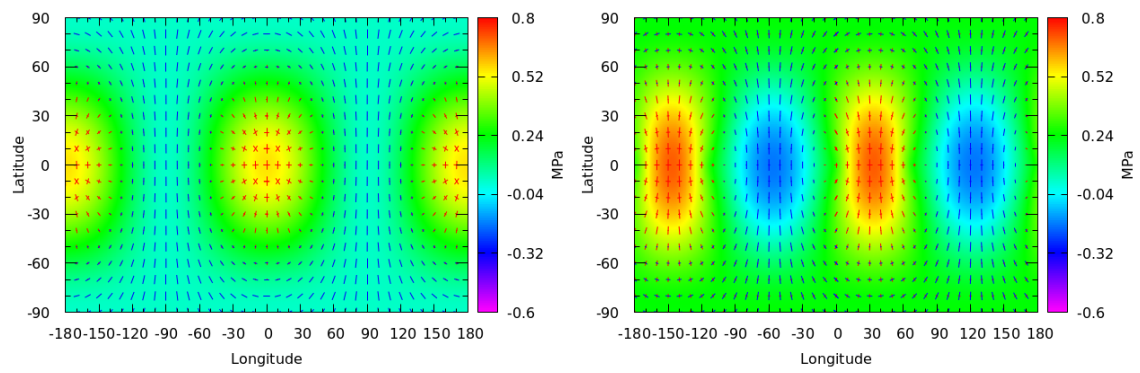


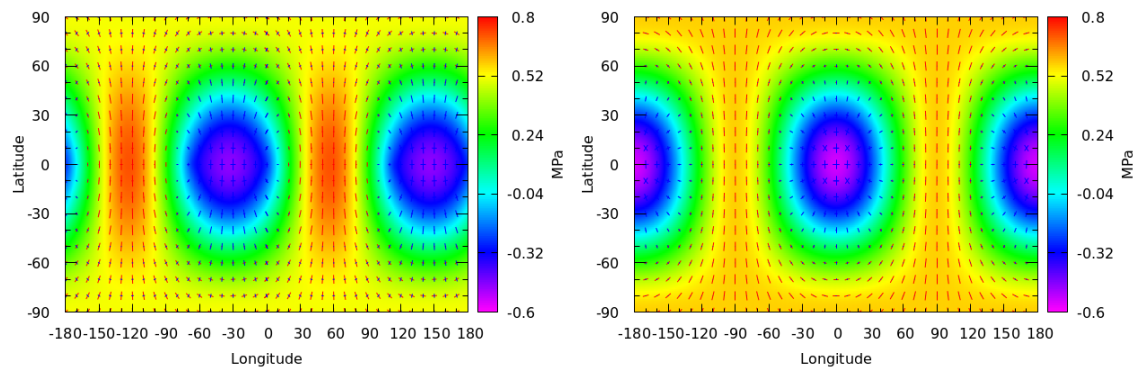
図 9: 年代 2 での潮汐応力. 赤線は伸張の方向, 青線は収縮の方向を表わす.





(a)  $nt = 0$  (遠点)

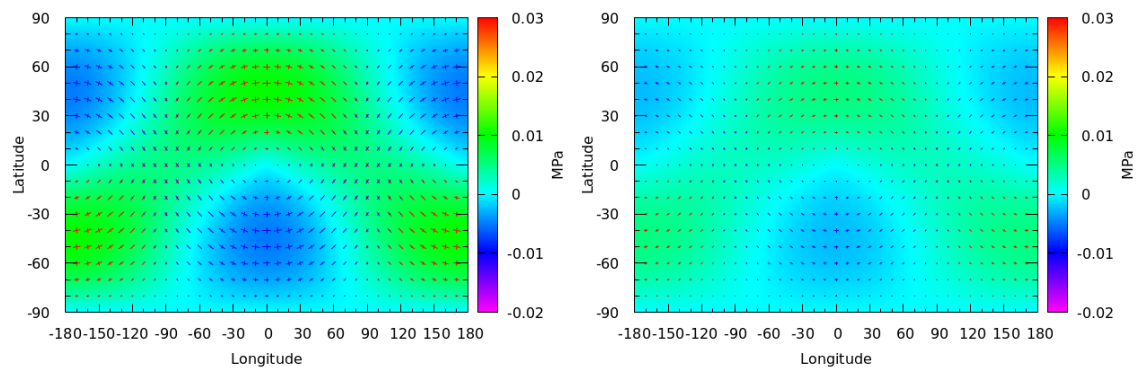
(b)  $nt = \frac{\pi}{3}$



(c)  $nt = \frac{2}{3}\pi$

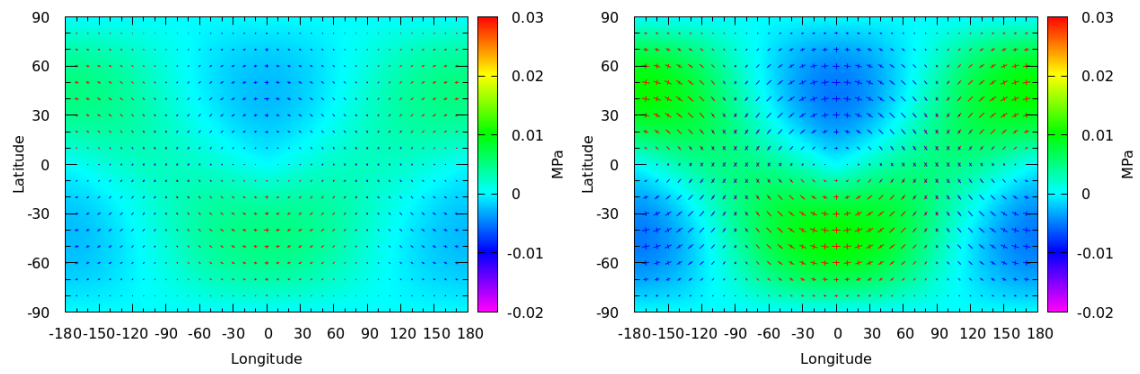
(d)  $nt = \pi$  (近点)

図 10: 年代 3 での潮汐応力. 赤線は伸張の方向, 青線は収縮の方向を表わす.



(a)  $nt = 0$  (遠点)

(b)  $nt = \frac{\pi}{3}$



(c)  $nt = \frac{2}{3}\pi$

(d)  $nt = \pi$  (近点)

図 11: 現在の潮汐応力. 赤線は伸張の方向, 青線は収縮の方向を表わす.

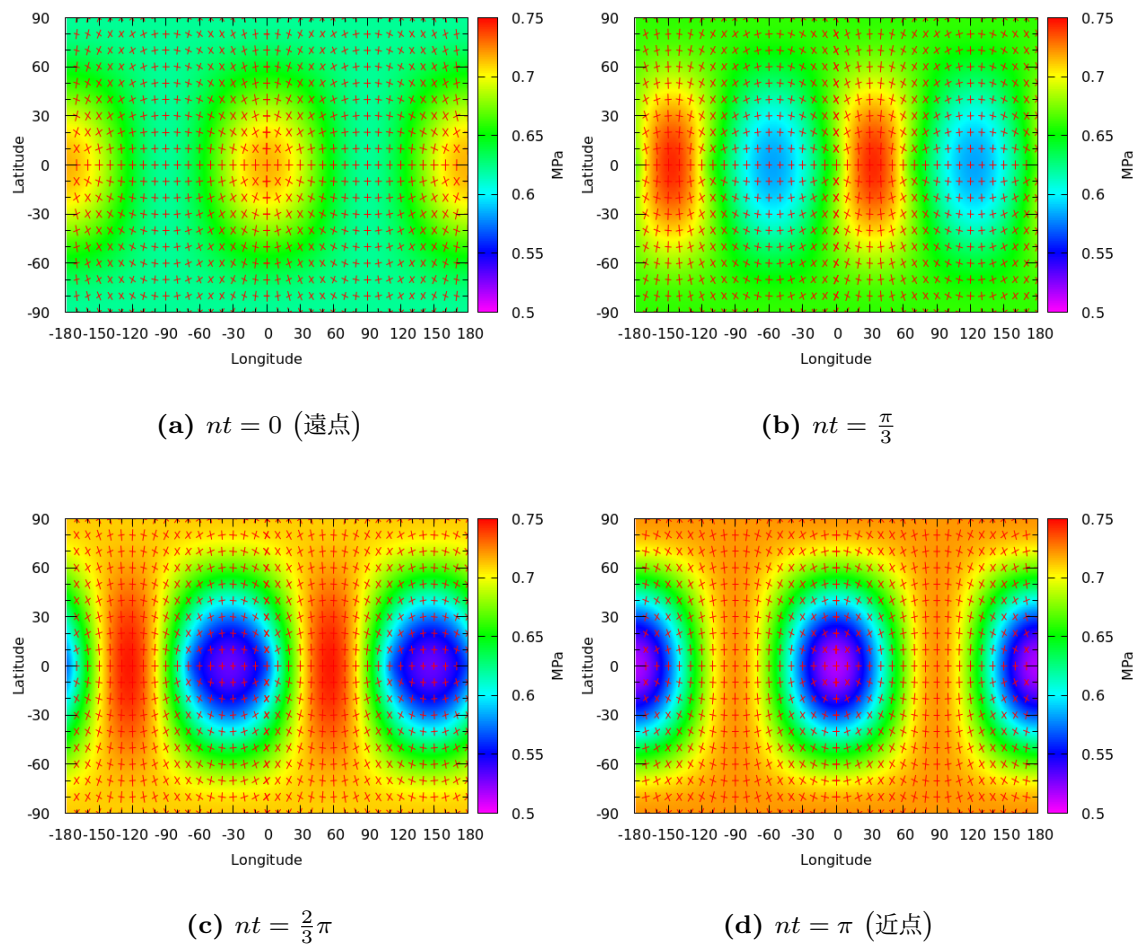


図 12: 氷地殻の厚さが 1 km 厚くなった時の伸張応力と年代 2 における潮汐応力の和。赤線は伸張の方向を表わす。

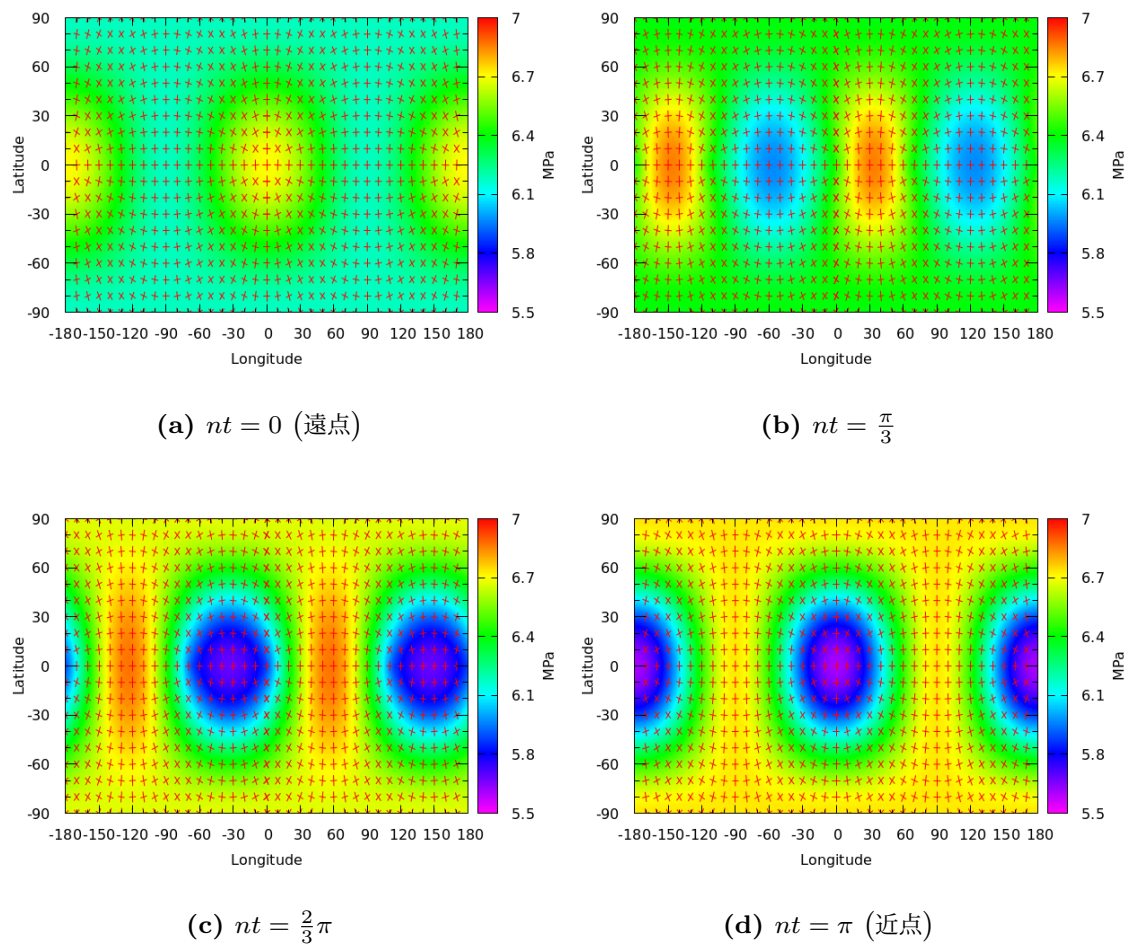
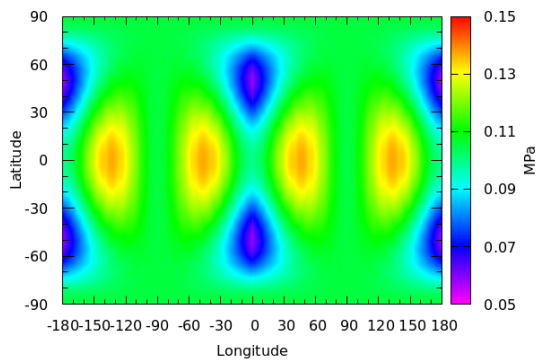
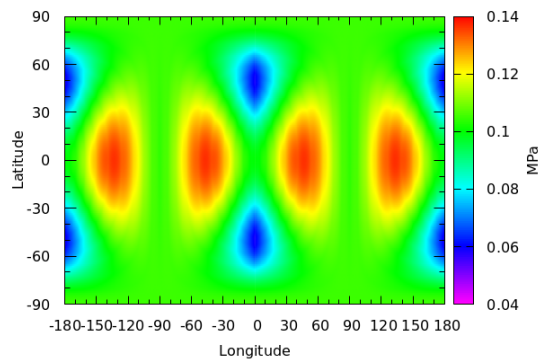


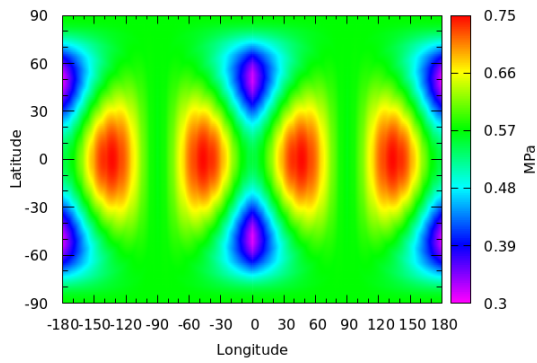
図 13: 氷地殻の厚さが 10 km 厚くなった時の伸張応力と年代 3 における潮汐応力の和。赤線は伸張の方向を表わす。



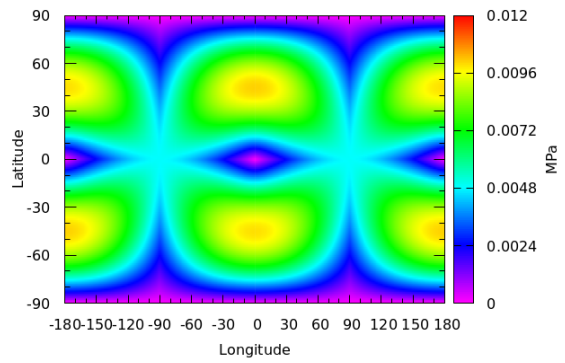
(a) 年代 1



(b) 年代 2



(c) 年代 3



(d) 現在

図 14: 各年代の一周期の潮汐によって発生する最大主応力. カラーバーの範囲が各図によって異なることに注意.

## 断層・尾根の分布

図 14(a)~図 14(c) より、離心率による潮汐が自転軸傾斜による潮汐よりも大きい場合、最大主応力が最も大きくなる赤道上かつ経度  $\pm 45$  度、 $\pm 130$  度付近で断層や尾根が形成されやすいと考えられる。一方で、図 14(d) より、自転軸傾斜による潮汐が離心率による潮汐より大きい場合、最大主応力が最も大きい、経度 0 度、 $\pm 180$  度かつ、緯度  $\pm 45$  度付近で断層や尾根が形成されやすいと考えられる。氷の引張強度は、 $-10^{\circ}\text{C}$  で  $\sim 1\text{--}2$  MPa であり (Gold, 1977)、温度が低くなるほど、引張強度は大きくなる (Petrovic, 2003)。トリトン表層の温度は 38 K ( $-235^{\circ}\text{C}$ ) であるので、トリトン表層の氷地殻の引張強度を  $\sim 3.0$  MPa とすると、潮汐による最大主応力が 1.0 MPa 以下であるため、 $\text{H}_2\text{O}$  氷が破壊されるためには、潮汐応力に加え、氷地殻の成長に伴い発生する伸張応力が必要である。また、 $\text{H}_2\text{O}$  氷と共に岩盤として振る舞っていると考えられる  $\text{CO}_2$  氷の引張強度は、水より小さく、 $\sim 2\text{--}3$  MPa (Kaufmann et al 2020) である。つまり、断層や尾根がどの場所に形成されるかは、緯度・経度によって異なる潮汐応力が重要であるが、断層や尾根が形成されるためには氷地殻の成長が重要となる。

## 線状地形の形成年代

本論文では、年代 1、年代 2 は、捕獲後  $\sim 20$  億年、年代 3 は捕獲後  $\sim 25$  億年を想定しているため、年代 3 までの表層応力で線状地形が形成されたと考えると、経度  $\pm 45$  度の赤道付近の線状地形は捕獲後  $\sim 25$  億年で形成されたことになる。トリトン表層の尾根や断層を含んだ線状地形な主要な地形を示した画像である図 15 より、経度  $-45$  度の赤道付近の線状地形は、カンタロープ地形で形成されている。カンタロープ地形の形成は誤差は非常に大きい、 $5\sim 10$  億年前と考えられているため (Schenk and Jackson, 1993)、カンタロープ地形と線状地形の層序関係から、線状地形の形成年代を制約できるかもしれない。しかし、地形の層序関係を議論するためには、トリトン表層の高解像度の画像が必要であるが、現状、そのような画像は得られていない。

## 実際の画像との比較

図 14、図 15 を比較すると、離心率による潮汐により最大主応力が最も大きくなる経度  $\pm 45$  度の赤道付近の領域に線状地形が分布していることから、離心率が大きい、年代 3 までの表層応力で線状地形が発生したかもしれない。しかし、惑星直下点付近はどの年代においても、大きな応力は発生していない (図 14) ため、今回の計算では、惑星直下点付近の線状地形の形成を説明できない。また、図 15 からわかるように、北半球の大部分

は撮像されていないため、トリトンの全球的な地質分布は得られていない。そのため、線状地形の形成を正確に議論するためにはトリトンの全球的な高解像度の画像、及び、地質図が必要である。

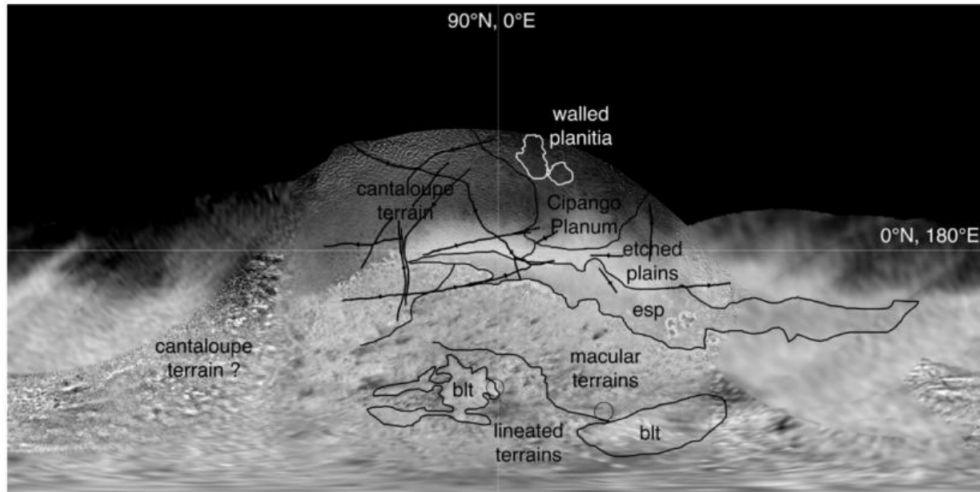


図 15: トリトンの主要な地形, 線状地形を記した図 (Schenk et al., 2021).

## 第4章

### まとめ

海王星の衛星であるトリトンは、内部海を保持する可能性のある氷衛星の一つである。トリトン表層の応力源として、今回は潮汐と氷地殻の厚さ変化を考えた。潮汐は離心率による潮汐と自転軸傾斜による潮汐の2つ考えることができ、氷地殻の厚さ変化は内部海を持つトリトンにとって重要な要素となる。自転軸傾斜角を一定にし、離心率と公転周期を変化させた場合の4つの年代についての潮汐応力と氷地殻の厚さ変化に伴い発生する応力を推定した。氷地殻の厚さ変化に伴い発生する応力は、潮汐応力よりも大きく、内部海を持つと考えられるトリトンにとって主要な応力源となる。離心率による潮汐が大きい場合(今回の場合では氷地殻が10 km厚くなるまで)、一周期の潮汐によって発生する最大主応力が比較的大きい地点とトリトン表層の赤道付近の $\pm 45$ 度周辺の線状地形の分布が一致していることから、この線状地形は氷地殻が10 km厚くなるまでに形成されたかもしれない。しかし、撮像されたトリトンの表層は約3割ほどであるので、離心率による潮汐が線状地形の成因であると結論づけるには、全球的な線状地形の分布図が必要である。



# 謝辞

本論文を作成するにあたって、多くの方々にお世話になりました。倉本 圭教授，鎌田俊一准教授には，毎週のゼミで，論文の書き方，論文の読み方，発表資料の作成までご指導いただきました。また，惑星宇宙グループの方々，特に外側太陽系ワークの方々には多くの助言を頂きました。深く感謝いたします。

## 参考文献

- Broadfoot, A. L., S. K. Atreya, J. L. Bertaux, J. E. Blamont, A. J. Dessler, T. M. Donahue, W. T. Forrester, D. T. Hall, F. Herbert, J. B. Holberg, et al. (1989). Ultraviolet spectrometer observations of neptune and triton. *Science* 246, 1459–1466.
- Brown, R. H. and R. L. Kirk (1994). Coupling of volatile transport and internal heat flow on triton. *Journal of Geophysical Research: Planets* 99, 1965–1981.
- Chen, E. M. A., F. Nimmo, and G. A. Glatzmaier (2014). Tidal heating in icy satellite oceans. *Icarus* 229, 11–30.
- Croft, S. K., J. S. Kargel, R. L. Kirk, J. M. Moore, P. M. Schenk, and R. G. Strom (1995). *Neptune and Triton*. The University of Arizona Press.
- Freed, A. M., H. J. Melosh, and S. C. Solomon (2001). Tectonics of mascon loading: Resolution of the strike-slip faulting paradox. *Journal of Geophysical Research: Planets* 106, 20603–20620.
- Gaeman, J., S. Hier-Majumder, and J. H. Roberts (2012). Sustainability of a subsurface ocean within triton’s interior. *Icarus* 220, 339–347.
- Gold, L. W. (1977). Engineering properties of fresh-water ice. *Journal of Geocology* 19, 197–212.
- Grundy, W. M., L. A. Young, J. A. Stansberry, M. W. Buie, C. B. Olkin, and E. F. Young (2010). Near-infrared spectral monitoring of triton with irtf/spex ii: Spatial distribution and evolution of ices. *Icarus* 205, 594–604.
- Hansen, C. J., A. S. McEwen, A. P. Ingersoll, and R. J. Terrile (1990). Surface and airborne evidence for plumes and winds on triton. *Science* 250, 421–424.
- Hussmann, H., F. Sohl, and T. Spohn (2006). Subsurface oceans and deep interiors of medium-sized outer planet satellites and large trans-neptunian objects. *Icarus* 185,

258–273.

- Jacobson, R. A., J. E. Riedel, and A. H. Taylor (1991). The orbits of triton and nereid from spacecraft and earthbased observations. *Astronomy and Astrophysics* 247, 565–575.
- Kamata, S., I. Matsuyama, and F. Nimmo (2015). Tidal resonance in icy satellites with subsurface oceans. *Journal of Geophysical Research: Planets* 120, 1528–1542.
- Kirk, R. L., L. A. Soderblom, R. H. Brown, S. W. Kieffer, and J. S. Kargel (1995). *Neptune and Triton*. The University of Arizona Press.
- Manga, M. and C.-Y. Wang (2007). Pressurized oceans and the eruption of liquid water on europa and enceladus. *Geophysical Research Letters* 34.
- McKinnon, W. B. (1984). On the origin of triton and pluto. *Nature* 311, 355–358.
- Mckinnon, W. B. and R. L. Kirk (2007). *Encyclopedia of the Solar System*. Academic Press.
- Murray, C. D. and S. F. Dermott (1999). *Solar System Dynamics*. Cambridge University press.
- Nimmo, F. (2004). Stresses generated in cooling viscoelastic ice shells: Application to europa. *Journal of Geophysical Research: Planets* 109.
- Nimmo, F. and R. T. Pappalardo (2016). Ocean worlds in the outer solar system. *Journal of Geophysical Research: Planets* 121, 1378–1399.
- Nimmo, F. and J. Spencer (2015). Powering triton’s recent geological activity by obliquity tides: Implications for pluto geology. *Icarus* 246, 2–10.
- Owen, T. C., T. L. Roush, D. P. Cruikshank, J. L. Elliot, L. A. Young, C. de Bergh, B. Schmitt, T. R. Geballe, R. H. Brown, and M. J. Bartholomew (1993). Surface ices and the atmospheric composition of pluto. *Nature* 261, 742–745.
- Petrovic, J. J. (2003). Mechanical properties of ice and snow. *Journal of Materials Science* 38, 1–6.
- Prockter, L. M., F. Nimmo, and R. T. Pappalardo (2005). A shear heating origin for ridges on triton. *Geophysical research letters* 32.
- Schenk, P. and M. Jackson (1993). Diapirism on triton: A record of crustal layering and instability. *Geology* 21(4), 299–302.
- Schenk, P. M., C. B. Beddingfield, T. Bertrand, C. Bierson, R. Beyer, V. J. Bray, D. Cruikshank, W. M. Grundy, C. Hansen, J. Hofgartner, et al. (2021). Triton: Topography and geology of a probable ocean world with comparison to pluto and

- charon. *Remote Sensing* 13, 3476.
- Schenk, P. M. and K. Zahnle (2007). On the negligible surface age of triton. *Icarus* 192, 135–149.
- Smith, B. A., L. A. Soderblom, D. Banfield, C. Barnet, A. Basilevsky, R. Beebe, K. Bollinger, J. Boyce, A. Brahic, G. Briggs, et al. (1989). Voyager 2 at neptune: Imaging science results. *Science* 246, 1422–1449.
- Soderblom, L. A., S. Kieffer, T. Becker, R. Brown, A. Cook, C. Hansen, T. Johnson, R. L. Kirk, and E. Shoemaker (1990). Triton’s geysers-like plumes: Discovery and basic characterization. *Science* 250, 410–415.
- Stern, S. A. and W. B. McKinnon (2000). Triton’s surface age and impactor population revisited in light of kuiper belt fluxes: Evidence for small kuiper belt objects and recent geological activity. *The Astronomical Journal* 119, 945.
- Stone, E. and E. Miner (1989). The voyager 2 encounter with the neptunian system. *Science* 246(4936), 1417–1421.
- Timoshenko, S. and J. Goodier (1970). *Theory of Elasticity*. McGraw-Hill.
- Tyler, R. (2011). Tidal dynamical considerations constrain the state of an ocean enceladus. *Icarus* 211, 770–779.

# 付録 A

## Hansen et al. (2021) の和訳

### 概要

トリトンは海洋世界とカイパーベルト天体 (KBOs) の多様性を理解するための重要な道標となる。トリトンは、おそらく海洋世界の一つとして、カイパーベルト帯から捕獲されたという歴史があり、軌道傾斜角が大きく、自転軸傾斜角による潮汐が原因となる海が存在するという特徴を唯一持っているため特殊である。トリトンは外側太陽系で形成されたために、揮発性成分が豊富であり、異常な表面の地質は氷火山活動によるものかもしれない。New Horizons や Cassini からの観測はトリトンのデータセットやモデルを再検討するための動機となっており、特にエウロパ、エンセラダス、タイタン、冥王星といった、海洋世界や KBOs の比較惑星学にとって価値がある。私たちは海洋世界の重要性と生命の探査という新たな視点で古いデータセットの再検討を行う。

### 1. イントロダクション どうしてトリトンを探査するのか

海王星の衛星トリトンは 1989 年のたった一度、ボイジャー 2 号によって探査された。その画像は、太陽系の中では、他にどこにもない地質学的に若くて新しい地形を明らかにした (Smith et al., 1989)。プルームは 38 K の表面から噴出する (Conrath et al., 1989)。希薄な窒素大気は、冥王星と同様に表面の氷と蒸気圧平衡となっている (Broadfoot et al., 1989; Tyler et al., 1989; Stern et al., 2018)。トリトンは、おそらく、潮汐ブレーキによる加熱により、内部が分化したカイパーベルトの準惑星が捕獲された天体であると考えられるため、軌道傾斜角がとて大きく、逆行衛星であることも注目されている (McKinnon et al., 1995; Agnor and Hamilton, 2006)。冥王星とほぼ双子のような大きさのトリトンは、巨大惑星によって潮汐が活発となった準惑星の進化のシナリオを知る唯一の手がかりをもたらす。従って、トリトンはカイパーベルトの準惑星探査の次の段階を

知る手がかりとなり、チャンスでもある。

クレーターが比較的少ないというトリトンの若い表面は太陽系の衛星の中でも特徴的であり、イオ、エウロパ、エンセラダス、タイタンといった地質学的活動が今でも活発な衛星に分類される。トリトンの絶対クレーター年代は大きな誤差があるものの、内因的地質学的作用によって大きく変化した、若く、活動的な表面の歴史を教えてくれる。クレーターの計数によってトリトンの表層年代は1億年未満、もしくは1000万年未満とされている (Stern and McKinnon, 2000; Schenk and Zahnle, 2007)。より最近の捕獲はありそうもないが、過去の捕獲イベントから予想される強い潮汐加熱は現在の若い表層年代を説明できない (Noguiera et al., 2011)。理論モデルは今日、地下に液相が存在していることを提案している。従って、トリトンは海洋世界の候補となっている (Hussmann et al., 2006; Nimmo and Spencer, 2015)。

地球からの分光観測では  $\text{H}_2\text{O}$  と  $\text{CO}_2$  が存在していることが示され、それらは表層岩盤を形成していると考えられる (Quirico et al., 1999; Grundy et al., 2010)。 $\text{N}_2$ 、 $\text{CO}$ 、 $\text{CH}_4$  の揮発性の水が存在し、季節的に表面を移動していると予想されている (Cruikshank et al., 1984, 1993; Bauer et al., 2010; Buratti et al., 2011)。 $\text{HCN}$ 、 $\text{C}_2\text{H}_6$  は地球からのスペクトル解析で暫定的に確認されており、大気中で光化学反応により生成されたものだと考えられている (Burgdorf et al., 2010; Holler et al., 2016)。従って、地球からのスペクトル解析でトリトン表面に「何があるか」を確認できたが、「物質が表面のどこにあるか」が分からない。なぜなら、ボイジャー2号はトリトンの表面組成を決定できる分光器を持っておらず、また、地球からの観測は吸収スペクトルの粗い経度方向の変化しか検出できないためである。それに加え、北極地域は極夜により闇に隠れていた。トリトンの独特な地形学を説明する多くの仮説は、揮発性物質の動きを想定している。トリトンの表面組成と海洋化学との関係は、私たちの外側太陽系の衛星の理解とは大きなギャップがあることを示している。

近年、惑星科学のコミュニティは海洋世界、すなわち、地下海を持つ衛星への探査の重要性に気づき始めた。この論文では新しい視点を用いて、「トリトンに海洋世界であるのか」という質問に答える流れの中で、トリトンについてわかっていること、わからないことを評価する。更に、私たちは海洋世界を探査する中で「海は生命が居住可能な環境を実現し、生命を育むことができるか」についても考える。液体の水、有機化合物、化学エネルギーは生命の材料に必要不可欠だと一般的に考えられてきた (e.g., Cockell et al., 2016; Hendrix and Hurford, 2019)。トリトンの表面と大気の望遠観測は、炭素、水素、酸素、窒素といった、豊富な元素構成要素を明かにし、タイタンや冥王星と同様に、電離層での高い化学ポテンシャルを含む物質を含む有機化合物の生成を示唆している。それに加え、

ボイジャー 2 号からの画像はトリトンの表面と地下との間の交換プロセスの手がかりをもたらした。豊富な有機化学的環境と氷地殻の交換プロセスがトリトンの想定されている海と表面をつなぐことが確認されれば、生命探査するうえで最も価値ある天体の一つとなり、30 AU の距離にある潜在的な生命居住可能世界の多様性に加わることとなるであろう。

上述の海洋惑星探査の重要性を改めて認識したうえで、以下のセクションではトリトン自身、その巨大氷惑星との相互作用、海が存在可能性、生命探査の位置づけなどの重大な科学の問題をまとめる。また、捕獲されたカイパーベルト天体として、トリトンは太陽系初期の歴史、大型カイパーベルト天体の進化について、多くのことを私たちに教えてくれる。ボイジャーは表面の 4 分の 1 の高解像度な画像を送信した。これは科学的にまだ未解明であることを示唆している。

図 1. ボイジャーはトリトンの海王星側を撮像し、若い地形と噴出するプルームを発見した。カラー写真は表面の組成の多様性を示唆する。しかし、近赤外分光器を持たないボイジャーは表面の地層単位の組成の特定をすることができなかった。

## 2. トリトンの内部 どうしてトリトンは海洋世界の可能性があると考えられるのか

トリトンは地質学的に若い表層であり、現在も地質活動が続いていると推定されていること (Section 3 参照)、岩石質マントルからの水圏の分化、潮汐加熱による長寿命の海の存在を予測する理論モデルに基づいて海洋世界の候補の一つだとされている。

トリトンの全体組成の岩石：氷の比率は  $\sim 2$  を示す (McKinnon and Mueller, 1988; Tyler et al., 1989)。捕獲後の極端に大きな潮汐加熱をもとにすると、トリトンは岩石質のコアと水氷のマントルに分化すると予想される。全体組成において、岩石を大量に含む天体の分析から、Hussmann et al. (2006) は氷衛星における液相の形成は、融点降下を引き起こすアンモニアを含んだ水の放射性加熱が一般的でありうるかもしれないことを提唱した。トリトンの軌道は今は円形であるが、捕獲直後の有限の離心率により、地質学的歴史に渡って内部に保持されるほどの潮汐散逸熱が発生し、地下に液相が維持される可能性がある (Gaeman et al., 2012)。そのような不凍物質や潮汐加熱がなくても、放射性加熱だけで十分に海を維持できうる。それに加え、トリトンの軌道が円形になってから長時間経過したため、離心率による潮汐は今日では無視できるが、自転軸傾斜による潮汐は特に強くなりうる。なぜなら、トリトンは大きな自転軸の傾きを持っているためである、それらの潮汐はクレーターを消す原因となる表面のプロセスを駆動させる可能性があり、

加えて、潮汐加熱は海の維持にも役に立つ (Nimmo and Spencer, 2015). Nimmo and Spencer (2015) による熱進化モデルは、今現在、150 km 程度の氷の地殻が同程度の厚さの海の上に形成されていると予想している (Figure 2 参照).

Hammond et al. (2018) は表層付近の水とアンモニアの混合物が凍り、アンモニアに富んだ氷が残されうることを見出した。それらはトリトンの表層下の氷火山活動を促進すると考えられる。よりゆっくり凍る氷の下からのアンモニアの排出は海洋のアンモニア含有量を徐々に大きくし、さらなる凍結速度の低下を招く。トリトン表面の潜在的な氷火山地形は、表面更新の面白い指標となる (Croft et al., 1995).

トリトンの海洋の組成は、揮発性成分の組成に大きく依存している。揮発性成分は彗星起源と考えられている (Shock and McKinnon, 1993). 平均的な彗星の揮発性成分の組成を考えると (e.g., Mumma and Charnley, 2011) アンモニウムイオン, ナトリウムイオン, 重炭酸/炭酸イオン, 塩化物に富んだ海が得られる (e.g., Castillo-Rogez et al., 2018). 硫酸塩は硫黄が優先的に硫化物となるため、海の組成には寄与しないと考えられている (McKinnon and Zolensky, 2003; Neveu et al., 2017). しかし、近年の研究では、硫黄が熱変成作用により岩石質マントルから放出されており、硫酸塩の後期供給源となっている可能性があるとされている。 (Melwani Daswani et al., 2021). Top-down freezing は溶質が海に濃縮される一方で、氷によって外側の殻を形成する。トリトンの地殻の状況は包接水和物の生成とも調和する (e.g., Kamata et al., 2019). 海洋の物質は他の氷衛星で提案されている様々なメカニズム (上昇対流, 地殻変動, 衝突によってできた亀裂の開口) を経由して表面に露出しているのかもしれない。

トリトンに地下海が存在するという強力な証拠を確認する必要があり、トリトンに本当に海があるのかという検証は次のトリトン探査の最優先事項すべきである。

図 2. トリトンの熱進化. Nimmo and Spencer (2015) を再編集した。表面、放射性物質、氷-核境界面の熱フラックス (左軸), 及び、海洋の発達に続いて氷地殻が徐々に厚くなること (右軸) を示している。原始捕獲イベントの熱は、現在のエネルギー収支にほとんど影響しない (Nimmo and Spencer, 2015).

### 3. トリトンの地質学と表面組成 氷火山活動による地形の形成

ボイジャーはトリトンの高度 ~40000 km 上空を通過した。照らされた地形の撮像はトリトンの自転周期 5.877 日間以上に渡って行われたが、海王星側北緯 40 度以南の画像だけが空間分解能 1-3 km/line pair で撮影され、その画像はトリトンの地質学的解釈を可



能にした。ボイジャーがトリトンを通過した時、トリトンは太陽直下点を南緯 45 度とする南半球の春を迎えており、逆に、北緯 45 度以北の極地は極夜であった。

半球の空間モザイク画像（地上解像度 ~1400–600 m で得られた）と地上解像度 420–325 m で得られた最高解像度モザイク画像は木星、土星、天王星のどの衛星にもない特殊な地形を明らかにした。カンタロープ地形、壁に囲まれた平野、滑らかな平野、大きな内因的（非衝突性の）窪みの連穴、マッシュルーム地形 (guttae) はボイジャーによって撮影された、多くの特徴的な地形であり、Croft et al., (1995) に纏められている。エウロパの二重尾根 (Prockter et al., 2005) のように、他の衛星で似ている点が存在するかもしれない、尾根のような地形ですら、エウロパの二重尾根のような対比しうるものがある。しかし、トリトンでは他とは異なる形態をしている。トリトンの尾根はエウロパの尾根より幅が一桁大きく、高さも 100 m と半分程度であり、3 つから 4 つの平行な要素を持ったものもある。

外側太陽系の温度では、水と CO<sub>2</sub> の氷は一般的に岩盤のように振る舞うだろう (e.g., Durham et al., 2010). NH<sub>3</sub> や CH<sub>3</sub>OH といった、他の揮発性物質が内部に存在するかもしれないということ (Croft et al., 1995) は、トリトンの地質学は氷火山活動や他の特別なプロセスの例を含むという興味深い可能性をもたらす。(氷火山活動は液体、液体と固体の混合物、暖かく塑性変形する、融点が高い物質の混合物で構成された固体の変形、貫入、噴出のプロセスを含んでいる。; Croft et al., 1995.)

トリトンの地質学的特徴は、地球を含め、太陽系の他の場所で観測される火山の構造と類似点があるため、氷火山活動は、この謎の衛星の表面更新のもっともらしい方法として想定される (Smith et al., 1989; Croft et al., 1995; Kargel and Strom, 1990; Schenk, 1992). ボイジャー 2 号は様々な氷火山活動の特徴とみられる候補地を撮影した。そのほとんどが表面への粘性流体の噴出の広がりにより形成された、もしくはそれと関連したものだと思われる。トリトンの氷火山活動の特徴とみられる候補地には以下を含む。: ring paterae, 直径 50–100 km の円形のような地形で、合体した窪地の、縁の傾斜や輪により定義され、滑らかな平野の物質を含む可能性があり (Leviathan Patera がもっとも可能性が高い)、地上の珪長質カルデラに似ている。; pitted cones, 一般的に、直径 4–7 km ほどの小さい円錐状の丘で頂上にくぼみがある。; pit paterae, 円形、もしくは細長い非衝突性のくぼみ。縁が盛り上がり可能性があり、直径は大体 10–20 km. 単独、または連鎖的に発生し、より大きな滑らかな物質の斑点と関連がある。

トリトンの表面にはカンタロープ地形も存在し、cavi と呼ばれる多数の準円を含んだ浅い窪地が密集している。cavi は直径約 25–35 km でわずかに縁が盛り上がり、ダイアピル的な（または固相の）地下物質の上昇により形成されたと解釈されている (Schenk

and Jackson, 1993). しかし、さらに不思議な表面の地形はマッシュルーム地形 (guttae) と壁に囲まれた平野 (walled plain) である。マッシュルーム地形は 100–200 km にもわたって盛り上がっているという特徴を持ち、最低でも数 10 m の厚さがあるとされている。この特徴は幅 20–30 km の明るい領域に囲まれている。マッシュルーム地形の滑らかな表面と、葉状の縁は押し出された物質が粘性的に流れたことを示唆する。それらの特徴である、二重になっているアルベドは非常に珍しい。明るい領域はマッシュルーム地形の粘性的な物質が噴出によって表面に露出し、揮発性成分が密集した (Croft et al., 1995) ことで異なる組成を持った低粘性流体、もしくは、熱変成を受けた表面物質を表わしているのかもしれない。Tuonela planitia や Ruach planitia など、壁に囲まれた平野は直径 100–400 km の円形のようにくぼみで、滑らかで比較的若く、平野の物質に満たされているように見える。形態が陸上の火山の特徴に似ていることを考えると、壁に囲まれた平野の一つの解釈は、カルデラの崩壊があり、その後、低粘性マグマで満たされたという解釈である。それらの平野の底の窪地は押し出された滑らかな物質の噴出口を意味しているのかもしれない (Croft et al., 1995)。そのかわりに、それらの平野のギザギザの崖は昇華による侵食と崖の後退による結果の可能性がある。同様の環境を持つ冥王星では窒素が低地を埋めることが知られている (e.g., Grundy et al., 2016)。崖の高さは最大で 200–300 m である。

表面の氷火山によると思われる構造の存在はトリトンの歴史の中で、表面と地下の液体貯蔵庫、おそらく海の間でやり取りが生じた時間の存在を示す。トリトンの若い表面を考えると、このやりとりは現在の地質時代まで続いている可能性がある。

熱勾配および/もしくはトリトンの地殻の組成勾配によって駆動されるダイアピリズムによって、氷地殻と海の境界面から氷地殻の浅い場所への物質の運搬が可能になるかもしれない (Hammond et al., 2018)。加えて、徐々に凍結する氷地殻はその下の海を加圧し (Manga and Wang, 2007)、表面への流体の噴出の促進に役立つだろう。この過加圧の効果は衛星の重力に依存する。例えば、エウロパよりエンセラダスの方がはるかに効率的である (Manga and Wang, 2007)。トリトンは中間的なケースであり、過剰な圧力はメルトが氷地殻に対する負の浮力を克服するのを助けるかもしれない。一方、地殻の流体ポケットが徐々に凍結することによる過度な加圧は、トリトンの氷地殻の破碎を駆動する応力状態に至らせうる。そして、氷火山流体はその裂け目を通して表面へ輸送されうる。このようなシナリオはエウロパの氷火山流体の輸送として提案されている (Fagents, 2003)。

地殻変動の構造と惑星表層に作る模様は、それらを形成した応力環境の特定に利用することができる (e.g., Kattenhorn and Hurford, 2009; Collins et al., 2010)。氷の表層は伸張構造に支配されている。トリトンの表層はトラフ、横ずれ断層と考えられる構造、地

溝 (Croft et al., 1995), 二重-三重の尾根 (Prockter et al., 2005) を含む。尾根の位置と方向, その他の小さなスケールの地殻変動の構造により, 地殻変動のパターンが明らかになるかもしれない。他の氷衛星で行われているのと同様に, 地殻変動のパターンを用いてトリトンの氷地殻上で働く応力のメカニズムを解明することができる (e.g., Greenberg et al., 1998)。応力のメカニズムは局所的に, 地域的に, もしくは, 全球的に働くかもしれない。トリトンにおける長距離の二重尾根は全球的な応力メカニズムが最も可能性が高いことを示す。全球的な応力メカニズムの候補には, 日周期の自転軸傾斜による潮汐力や非同期回転を含んでいるかもしれない (e.g., Kattenhorn and Hurford, 2009; Collins et al., 2010)。トリトンは自転軸傾斜による潮汐が応力環境を支配する, 唯一の衛星かもしれない。また, もし, 応力が氷地殻を破壊するほど十分に大きいのであれば, 予想される破壊パターンは特異なものとなるだろう (Nimmo and Spencer, 2015)。非同期回転はクレーターの集団の apex-antapex 非対称性と矛盾するかもしれない (Zahnle et al., 2003)。しかし, それらのデータはトリトン表面のたった 30% しか表わしていない。

トリトンの尾根は, 応力状態の判断ができる可能性があり, カンタロープ地形の中で優先的に形成される。多くのトリトンの尾根はエウロパの二重尾根に似ている (Prockter et al., 2005)。しかし, いくつか異なる点がある。トリトンでは変形のプロセスが関係しているかもしれない。Collins and Schenk (1994) と Croft et al. (1995) ではトリトンの尾根の分布をマッピングしたが, 全球的な応力メカニズムとの間に明確な相関を見つけることができなかった。理由の一つとして, トリトンの 40% 未満しか撮影されていないことが挙げられる。Prockter et al. (2005) はトリトンの尾根の形成のメカニズムとして shear heating を提案している。しかし, それらの尾根は複数の方向に形成されており, 一つのメカニズムで尾根の形状や分布が説明可能かは定かではない。従って, トリトンの尾根の起源と他の氷衛星の尾根との関係は全球的な高解像度マッピングが完成するまでは不明のままだろう。

地域的, もしくは, 局所的応力のメカニズムは, より小さな地殻変動の構造, 特に, 滑らかな平野やマッシュルーム地形の近くのトラフと関係があるかもしれない。高解像度の全球的範囲の画像は, より小さな地殻変動の構造がどれほど広がっているかを決定し, それが発生する水平スケールの検証に必要である。また, より小さな地殻変動の構造が全球的, もしくは, 地域的な応力で駆動されているかどうかを考える手がかりとなる。

表面の 20% 未満に限られるが, リムのプロファイル, 立体写真測量法, 写真傾斜測定から得られる地形上の制約は, おそらく, トリトン全体で, 起伏はたかが 1 km であるということである (Thomas, 2000; Schenk et al., 2021)。小起伏は地質活動のレベルや推定される高い熱フラックスと調和する。なぜなら, 水以外の揮発性成分の氷はクリープや

粘性緩和を起こす傾向があるためである。それぞれの地質学的特徴には数百メートルの起伏が存在し、その起伏には深さ 300–600 m のカンタロープ地形の cavi を含む (Schenk et al., 2021)。カンタロープ地形東側の火山的な地形も 1 km 未満の小起伏である。しかしながら、特徴的な起伏の解釈は、形態のデータの質と量に制限、及び、表面の確立された高分解能の分光法と組成のマッピングの不足によって妨げられている。その理由として、氷地殻の硬さと流動性は氷地殻内の柔らかく、低温度の氷の層の量と直接関係していることが挙げられる。

形態学が重要である一方、組成はトリトンの地形形成仮説を検証する上で、手がかりとなる。トリトンの個々の表層における地質単位の組成は不明である。なぜなら、ボイジャーはトリトンの表面組成を決定できる機器を持っていなかったためである。近赤外 (1–5  $\mu\text{m}$ ) スペクトルの撮像は表面組成のマッピングにおいて強力な武器となる。また、この波長帯はトリトン独特の表層物質に特に適している。 $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{CO}$  などの氷はすべて、その波長域に特徴的な振動吸収線を持つため、遠隔でのマッピングが可能となる (e.g., Schmitt et al., 1998)。加えて、吸収線の詳細な形と位置は、氷の温度、相の状態、表面の構造、さらに、希少同位体や他の不純物に対してさえ敏感に反応する (Brown and Cruikshank, 1997; Quirico and Schmitt, 1997; Protopapa et al., 2015)。それらの敏感さはトリトンの地形の組成を教えてくれるだけでなく、熱史と表層単位の力学的構造についての新たな情報を得る、さらに豊富な機会を与えてくれる。従って、近赤外スペクトル画像には、以下のようなトリトンに関する長年の科学的問題を解決する可能性がある。：

1. マッシュルーム地形は昇華による侵食によるものなのか、それとも、ホットスポット上の表面の崩壊によるものなのか。
2. カンタロープ地形はダイアピリズムによって形成されたのか。
3. 壁に囲まれた平野は氷マグマの噴出によって形成されたのか。

何十年にもわたって、観測者たちは可視光と近赤外光の波長域で地球からの望遠鏡を用いてトリトンの研究を行ってきた。地上観測は特定の地質学的特徴を分解することはできない。しかし、トリトンの 5.9 日周期の自転に伴って、見え隠れする結果、わずかなスペクトルの変化の周期的なパターンが生じる。それは全球の水分布の粗い制約に用いられる (e.g., Grundy et al., 2010; Holler et al., 2016)。最も揮発しやすいトリトンの氷 ( $\text{N}_2$ ,  $\text{CO}$ ) は、トリトンの自転に伴って、それらの変動の最大振幅を示すことは注目に値する。これは、連続的に見ることができる南極地域とは一致しないことを意味する。最も揮発しづらい氷 ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ) は最小の変動を示し、極の露出と一致する。そうでない場合、驚

くほど一様な経度方向の分布と一致する。より長期的、季節的スペクトルの変化も見られる。しかし、太陽直下点もしくは観測直下点の緯度の変化か、季節の時間スケールに渡る揮発性物質の氷の移動であるかの判別は困難である (Bauer et al., 2010; Buratti et al., 2011)。いくつかの観測には、高空間分解能をもたらすハッブル宇宙望遠鏡や補償光学を伴った口径 8–10 m の望遠鏡が用いられ、地球からトリトンの円盤を解決できた。しかし、それらはトリトンの円盤全体にいくつかの分解能領域を配置しただけであり、特定の地形を取り出すには解像度が低すぎる。将来的には口径 30 m クラスの望遠鏡がより良いだろう。しかし、トリトンの独特な地形の要因のプロセスと内部海の存在の影響という差し迫った問題に対処することができないだろう。

トリトン表面の組成と形態のマッピングによって私たちは、潮汐による熱散逸の相互作用、熱輸送、地殻変動、氷火山活動、ダイアピリズム、そして、トリトンの表面更新により駆動される表層と大気との相互作用がどれほどだったかという包括的な問題に対処できる。

図 3. トリトンの独特の地形の多くは、氷火山活動の可能性を示唆する。差し込み図は Mahilani Plume の噴出を示す。PIA00317 に基づく。クレジット: NASA/JPL/USGS。

#### 4. トリトンの大気と揮発性成分の氷 風・季節によるプロセス・気候

トリトンの大気は主に  $N_2$  で構成されており、 $CH_4$ 、 $CO$ 、そのほかの化学種がわずかに含まれている (Cruikshank et al., 1984; Lellouch et al., 2010)。火星が  $CO_2$  の大気を持ち、表面の  $CO_2$  の氷と蒸気圧平衡となっているのと同様に、トリトンの 1.4 Pa (1989 年) の窒素大気は、38 K の窒素の表層氷と蒸気圧平衡となっている (Broadfoot et al., 1989; Tyler et al., 1989; Conrath et al., 1989; Ingersoll, 1990)。窒素は季節的に昇華、凝縮しており、季節的な極冠を形成すると考えられている (Spencer, 1990; Hansen and Paige, 1992)。 $CO$  や  $CH_4$  は大気、表面の氷の中では微量成分である。しかし、冥王星で観測されたように、これらの化学種も季節の変化に伴い移動しなければならない (T. Bertrand et al., 2021)。ボイジャーのフライバイ以降、数十年にも及ぶ地球からの観測データは南極から  $N_2$  が昇華することと調和する。南極には経度方向に変化しない  $H_2O$ 、 $CO_2$  が残り、 $H_2O$ 、 $CO_2$  はおそらく南半球の岩盤となる (Quirico et al., 1999; Grundy et al., 2010; Holler et al., 2016)。しかし、トリトンのスペクトルに窒素の氷が見え続けるためには、トリトンの太陽に照らされた表面に、ある程度の面積の窒素の氷が残っている必要がある。

トリトンの各地点における日射量は、大気と表面の水のエネルギーバランスを操り、太陽直下点の緯度に影響され、海王星の自転軸傾斜とトリトンの軌道傾斜の畳み込みによって、複雑な 600 年以上のサイクルを持つ (Trafton, 1984). 揮発性物質の移動はトリトンの一年を通しての日射量の変化によって駆動され、大気圧に影響を与えられている (e.g., Hansen and Paige, 1992). 1989 年のボイジャーのフライバイ以降、太陽直下点は南半球の夏至点 (2001 年に南緯 50 度) を通過し、今は赤道に近づいている。ボイジャーのフライバイ以降の大気圧の変化は地球からの恒星掩蔽観測によって検知されている (e.g., Elliot et al., 2000).

トリトンの揮発性物質の移動と分布には多くの謎が残っている。トリトンの明るい南半球の地形の組成は何なのか。望遠鏡から観測できるトリトンの色の変化と、ボイジャーによって撮像された緯度方向の色の変化 (Figure 1) は、季節による霜の移動と調和するのだろうか (McEwen, 1990). 永久的な  $N_2$  の極冠は両極に存在するのか。それとも、逆に、南極にしか存在しないのか (Moore and Spencer, 1990). 昇華した南半球の水がどれくらい北極域に移動したのか。ボイジャーがフライバイした時、北極は闇に包まれており、極夜であった。北極の  $N_2$  極冠の存在が判明さえすれば (もしくは判明しなければ)、揮発性物質の輸送モデルと気候モデルの形成に大いに役立つだろう。

ボイジャーの撮像画像には、Figure 4 で図示されているような非連続的なもやの広がりが存在した (Smith et al., 1989). ボイジャーの太陽紫外線の掩蔽観測データによると、もやの層は、最大  $\sim 30$  km であった (Krasnopolsky and Cruikshank, 1995). 冥王星やタイタンと同様に、もやの生成はトリトン大気中の  $CH_4$  の光化学反応によるものだと考えられている。冥王星と異なり、より低温で、トリトン大気中の  $CH_4$  のモル分率がさらに小さいことは、ほとんどの  $CH_4$  はより低い高度に分布しており、外縁部に達していないことを意味する (Strobel and Zhu, 2017). エタン (DeMeo et al., 2010; Holler et al., 2016) や HCN (Gurwell et al., 2019) は暫定的に、地球からのスペクトル分析で同定されている。トリトンの冷たい大気では、HCN やエタンの粒子は、やがて表面に出てくるもやを形成する、炭化水素の氷粒子を作る種分子となりうる (Lavvas et al., 2020, K. Ohno et al., 2021). もしくは、もやは季節的な昇華および/または、プルームの活動による  $1 \mu\text{m}$  以下の  $N_2$  の氷粒子から形成されうるかもしれない (Hillier and Veverka, 1994).

表面上、トリトンと冥王星の大気は主に窒素から形成され、微量元素が似ていることから、熱構造やもやの層の形成などが似ていると予想されるかもしれない。実際は二つの大気はまったく違い、さらなる研究が必要である (Strobel and Zhu, 2017).

風は極の氷の昇華によるガスの放出によって駆動される。これは、トリトン表面の扇形

の地形の向きやプルームの向きによって証明されている (Hansen et al., 1990; Ingersoll, 1990). 地質学的な風の証拠は、冥王星のように砂丘の存在によって明らかになるかもしれない。もし、そうであるなら、風成作用による地形の層序関係や地質学的環境から、地質学的イベントやプロセスの相対年代を制約することができるようになる (Telfer et al., 2018; Ferrell et al., 2020). 例えば、冥王星で明らかになった砂丘は、山の谷の開口部付近の水窒素の対流セルの端で顕著にみられる (Ferrell et al., 2020). それらの特徴は若い地形 (層序学的に、他の若い地層の上に存在する) ということを示し、地質学的に、その起源に風が関係していることを示している。トリトンでそのような地形やプロセスの証拠を探すためには、解像度が数百 m 以内の表面の画像が必要である。

現在は明るい北極地域、表面の氷、風成作用による地形の地図の作成と大気密度の測定というトリトンの未来のミッションは、冥王星やカイパーベルト内の大気を持つ潜在的な他の天体にも適用できるような新たな洞察をもたらす、複雑な気候史を明らかにする。

図 4. ボイジャーが撮影した、トリトンの縁の不連続なもや。PIA02203 に基づく。クレジット: NASA/JPL.

## 5. トリトンのプルーム

トリトンでは最低でも 2 つのプルームが噴出しており、ボイジャー 2 号によって観測された。氷の世界で発見された、初めての活発なプルームである (Smith et al., 1989; Soderblom et al., 1990). プルームは長く (~100 km), 風に流されていると思われるような雲を持ち、その雲は上空 ~8 km に形成され、影を作っていた。プルームは撮像間の短い間隔 (1 時間未満) で噴出していた (Soderblom et al., 1990). 南半球の地形に存在する 120 個以上の黒い扇状地形は、噴出による表層の堆積物と解釈されており、その噴出はボイジャー 2 号によって撮像されたときにはすでに活動を終えていたものである (e.g., Hansen et al., 1990); Figure 2 参照。扇状地形は季節的な揮発性物質の輸送に耐えられそうにないため、典型的なプルームの寿命は 1-3 年と考えられている (Soderblom et al., 1990).

プルームは、始め、太陽エネルギーによる噴出であるという仮説が立てられていた。この仮説では、噴出は半透明な氷の下で季節的な窒素の昇華 (固体温室効果による加熱)、圧力の増加、爆発的噴出により駆動される (Kirk et al., 1995). この仮説はボイジャー 2 号が撮像した間、太陽直下の緯度付近に存在したプルームの位置と、かつてプルームだったと思われる多数の黒い筋の位置が、ボイジャー撮像前数十年間、太陽直下の緯度に当たる場所であったことで支持された。また、全てのプルームと扇形の堆積物は、揮発性氷の蓋

と解釈されている明るい南半球の地形に分布しており、volatile-based 仮説のさらなる証拠となっている (Hansen et al., 1990). しかし、太陽エネルギーモデルには大規模な窒素の供給源が必要で (Kirk et al., 1995), 冥王星には似たようなプルームや扇状地形が明確には存在しないという問題がある (Hofgartner et al., 2018),

Brown and Kirk (1994) は内部の熱が厚い窒素氷の極冠の底を溶かし、溶融物が表面に噴出することでプルームになるという内因的モデルを提唱した. トリトンのプルームの第3の仮説は、水による氷火山活動という形での内部のガス抜きがプルームであるというものである (Kirk et al., 1995). 何年もの間、世間一般では太陽熱による仮説が支持されていた. しかし、太陽エネルギーにより駆動される火星の噴出現象とエンセラダスの内因的プルームのデータセットは、私たちに太陽エネルギー仮説の再検討をさせ、実は内因的モデルが正しい仮説かどうかについての答えが得られるかもしれない.

Table 1 は火星の太陽光により駆動される季節的な噴出とトリトンのプルーム、エンセラダスの内因的プルームの特性を比較したものである. おもしろいことに、トリトンのプルームの質量流量は、火星の噴出よりエンセラダスのプルームに似ている. トリトンのプルームと火星の太陽エネルギーが駆動する噴出、エンセラダスの氷火山活動のプルームという比較はトリトンのプルームの太陽エネルギー仮説と内因的仮説の再検討を支持する (Hansen and Kirk, 2015). 厚いと想定されているリソスフェア (Section 2) は海からの噴出というシナリオにとっては問題である. しかし、もし、プルームが氷火山によるものだとしたら、プルームは海洋世界の内部を知る良い手がかりとなる. たとえ、プルームが直接内部起源ではないとしても、トリトンの内部から噴出した物質が、表層付近で凍結し、その後放出された可能性が高い.

特に問題であるのが、地形データと組成データの不足とプルームが噴出する南半球の地形の、地質学的起源の解釈が難しいことである. 南半球では 1 km より大きい起伏は存在しない様であるが、特に、ボイジャーの撮像では影が観測されなかったため、その地域の起伏と傾斜は不明である (Schenk et al., 2021). 南半球の地形には不規則な葉状の斑点のアルベドが対称的な領域と不規則な斑点と線状の領域が存在し、どちらも現時点では解釈不能である. プルームの起源が地質単位の縁なのか、地質単位の中からなのか、線状噴気口からなのか、点状噴気口からなのかということもわかっていない. そのため、現時点ではプルームのメカニズムは不明である.

トリトンのプルームと繋がっている揮発性物質の供給源は活動しているプルームの分布からのエネルギー源の決定や、堆積物の組成の決定によって明らかになるであろう.

Table 1, プルームの性質の比較



Note. 火星の欄の値は Thomas et al. (2011). トリトンの値は Kirk et al. (1995) に纏められている. エンセラダスの値は Goguen et al., (2013; 噴出口直径, 温度), Hansen et al., (2020; 噴出速度 水蒸気の質量流量), Ingersoll and Ewald (2011; 粒子の質量流量) による.

## 6. トリトンの特異な電離層と海王星の磁気圏との相互作用

ボイジャーの電波科学観測によって, 高度  $\sim 350$  km に明確なピークがあり, 電子密度の最大値が  $2\text{--}5 \times 10^4$   $\text{cm}^{-3}$  の顕著な電離層を持つことを明らかにした (Tyler et al., 1989). 海王星が太陽から遠いため, 太陽が原因となる電離のみによる強い電離層は予想されていなかった. そのため, 海王星の磁気圏から降り注ぐ電子が重要であり, おそらく, トリトンの電離層を支配および, 駆動していると考えられてきた (Krasnopolsky and Cruikshank, 1995; Majeed et al., 1990; Sittler and Hartle, 1996; Strobel et al., 1990; Yung and Lyons, 1990). しかし, ボイジャー 2 号のトリトンへのフライバイ高度 ( $\sim 40000$  km) が原因で, トリトンの局所的磁気圏環境の測定はできなかった. そのため, 磁気圏電子からトリトンの電離層への正確なエネルギー流入量は, 制約が不十分であり, 磁気圏電子がトリトン大気にとって, 本当に支配的な電離源なのかどうかは未確認のままである.

ボイジャー 2 号は, 海王星の磁気圏がトリトンと同じような推定質量 ( $10\text{--}40$  Da で,  $\text{N}^+$  の可能性) かつ, 平均温度 ( $60\text{--}100$  eV, トリトンの L 殻と調和する) の重イオンを含むことを発見した. Sandel et al. (1990) はトリトン大気からの  $1 \text{ kg s}^{-1}$  の流入は, 観測されている海王星のオーロラの起電力を説明しうる. しかし, その後, 推定された流入割合とボイジャー 2 号の複数のデータセットに矛盾が発見された (Decker and Cheng, 1994; Richardson and McNutt, 1990). 従って, 海王星磁気圏への重イオン源としてのトリトンの正確な役割や, 海王星のオーロラ発生に対する役割は未解決のままである.

初期のモデリングの取り組みによって, トリトンは, 海王星の共回転する磁気圏のプラズマと, イオや金星のような相互作用を持っているかもしれないと考えられた. しかし, トリトンの詳しいその場測定がされていないため, この相互作用の性質の大部分は不明のままである. 海王星付近を飛行中にボイジャー 2 号は全体のプラズマ密度, 温度, 組成を測定しトリトンの軌道距離でのプラズマは  $0.003 \text{ cm}^{-3}$  とかなり拡散しており, 温度は  $100$  eV で  $\text{N}^+$  と  $\text{H}^+$  が大体同じくらいの量で構成されていたことを発見した (Sittler and Hartle, 1996). しかし, ボイジャーがこの軌道距離を通過したとき, トリトンは近くにおらず, プラズマ円盤と探査機の距離は海王星半径の数倍であったため, トリトンの局所的環境の変動や完全な特徴については分からないままである. Table 2 にボイジャー

2号によるトリトンの軌道の上流環境を観測した結果をまとめる。Voyager Low Energy Charged Particle 機器による高温プラズマやエネルギーが蓄えられた粒子の測定は、それらの集団がトリトン、および/もしくは、トリトンの仮定的中性のトーラスに強い影響を受けているようであることを示唆し、トリトンのL殻の外側にエネルギーが高い重イオンの集団である明確な trans-Triton 層が存在することを示唆する (Mauk et al., 1991)。

トリトンと海王星のプラズマの相互作用の研究はトリトンの上層大気と電離層の構造、大気化学に大きな洞察をもたらすだろう。そして、その研究は、トリトンは大気からどのように物質を失い、どのようにその物質が海王星の磁気圏と相互作用するのかということ を明らかにするだろう。

Table 2. ボイジャー 2号が観測した、トリトン軌道上の局所的バルクプラズマと磁場環境。

## 7. トリトンが海洋世界であることをどのように確認するか

もし、海洋世界としてトリトンの状態を確認することができれば、その意味合いはとても興味深いものとなるだろう。トリトンの若い地表面により、トリトンはエウロパ、エンセラダス、タイタンのように海から地表へ物質を輸送する可能性がある衛星に分類されるかもしれない。そして、カイパーベルト起源の天体では初めて海が観測される例となるかもしれない。トリトンの海洋世界の状況はいくつかの方法によって確認することができる。

海王星の磁場は、自転軸に対して 46.8 度傾き、中心からずれた双極子で表わすことができる (Ness et al., 1989; Connerney et al., 1991)。また、28.3 度の自転傾斜角は季節変動をもたらす、磁気圏の形状と組み合わせるとトリトン付近での 14 時間周期の振幅が大きな磁場の日周変動をもたらす。それに加えて、トリトンの逆行性と大きな軌道傾斜角 (157 度) もまた、振幅が大きく、局所的な磁場の変動に寄与し、141 時間周期の二つ目の波を作る。トリトンの静止座標系における、それらの磁気的な波と調和的な波は Saur et al. (2010) を改変した Figure 5 に示されている。内部海はそれらの調和的な波において、多少の誘導磁場を発生する (Saur et al., 2010)。その誘導磁場は軌道上、もしくは適正な位置でのフライバイによって検知できる (Nimmo and Pappalardo, 2016)。実際は、海洋で予想される豊富な溶質 (特に炭酸塩) が電気伝導度 (EC) を増加させ、岩石から水質変容の結果、主要元素が溶け出して発生する EC の増加をはるかに上回ることができる (i.e.,  $1\text{--}7\text{ S m}^{-1}$  と  $1\text{ S m}^{-1}$ , e.g., Leitner and Lunine, 2019; J. C. Castillo-Rogez et al., 2021)。これは、ガリレオ探査機の磁力測定から推定された、エウロパやカリストの

低い電気伝導度 ( $< 1 \text{ S m}^{-1}$ ) と対照的であり (Zimmer et al., 2000), 宇宙科学モデルに基づいた, それらの天体に集積した低濃度の二酸化炭素及び, アンモニアにより説明できる (e.g., Kargel and Lunine, 1998).

今日までで最も似ている海洋天体の発見は, おそらく, 木星の周りを公転しているカリストである. カリストは氷海洋天体であり, トリトンとサイズが似ており, 同じようなプラズマと磁場を持つ. カリストの海はガリレオ探査機による磁場観測の磁気誘導技術によって検知された (Khurana et al., 1998; Kivelson et al., 1999; Zimmer et al., 2000). カリストの環境は, 木星の双極子の傾きによる, 支配的な磁場振動が存在し, その磁場振動が  $\sim 40 \text{ nT}$  の振幅を持つ磁気波をカリストに局所的に引き起こすという点でトリトンに類似している (Saur et al., 2010). 木星のプラズマ円盤も上下に振動し, イオのプラズマトラスからの供給によって高くなったプラズマ密度で, カリストを周期的に覆う. カリストにおけるプラズマの相互作用場は非常に大きいため, カリストが木星のプラズマ円盤内に位置しているとき (Liuzzo et al., 2015, 2018), すなわち, 磁場が  $192 \text{ km s}^{-1}$  の入射プラズマ流とほとんど直交しており, プラズマ密度が比較的高い ( $\sim 0.15 \text{ particles cm}^{-3}$ ), 明確に誘導信号を探知することができないだろうと考えられていた. カリストがプラズマ円盤の外に存在し, プラズマ密度が  $0.04\text{--}0.06 \text{ particles cm}^{-3}$  まで低くなる磁気圏ローブの中に位置しているとき, プラズマ密度の平方根でスケールされるプラズマの相互作用場 (Neubauer, 1980) は小さくなり, 誘導信号は同定しやすくなる. トリトンでは, 局所的なプラズマ密度はカリストより低く,  $0.003 \text{ particles cm}^{-3}$  以下である (Sittler and Hartle, 1996). そして, 相対プラズマ速度も顕著に遅く,  $43 \text{ km s}^{-1}$  である. 従って, プラズマ相互作用場は観測されている磁場擾乱に大きく寄与している可能性は低い. そのため, 2つの振幅が大きな磁気波の周期と低密度プラズマ環境により, 誘導磁場を用いたトリトンの想定されている海の観測可能性は高い.

測地計測もトリトンに海が存在することを確認するために用いることができたかもしれない. 例えば, もし, タイタンのように表面が海によって内部と分離されている場合 (Bills and Nimmo, 2011), トリトンの予想されている  $0.35$  度の自転傾斜角は (Chen et al., 2014), より大きくなるだろう. 自転軸傾斜による潮汐に対するトリトンの表面と重力の応答は, エウロパの場合のように, 地下海の有無によって非常に敏感になるだろう (Moore and Schubert, 2000). もし, エンセラダスのようにトリトンのプルームがサンプルされ (表面から  $8 \text{ km}$  以内のところへ降下する), 塩濃度が高いことを示すことができれば (Postberg et al., 2009), ケイ酸塩と相互作用する地下の液体の水の存在の強力な証拠となる. しかし, 測地計測は地域的な海と全球的海を分けることができる. これは化学的観測ではできない.

もし、トリトンに海が存在するならば、誘導磁場観測と測地計測の適用は地下海の観測を可能にするだろう。それらの測定技術を組み合わせることで、数回の接近観測、周回観測により、海の深さ、塩濃度、氷地殻の厚さの特徴づけを可能にするだろう。

図 5. トリトンの位置における海王星の磁場は時間的に強く変動し、海王星の自転周期とトリトンの公転周期で調和的な波長を持っている。このような調和的な波長を利用することでトリトンへの一回、もしくは複数のフライバイから、トリトンの海の誘導探査を行うことができる。図は Saur et al. (2010) を改変したもの。

## 8. 太陽系外の生命探査における、トリトンの位置づけ

今日の私たちには以下のような疑問がある。私たちの太陽系で地球外に生命は存在するのか。生命が誕生し、進化するには、どのような環境が必要であるか。また、地球以外の惑星の衛星の海は生命存在可能な環境をもたらすのか。海洋の同定から生命探査までを海洋世界探査として行う、系統的な調査の順序は Outer Planets Assessment Group (OPAG) の Roadmaps to Ocean Worlds (ROW) チームによって策定され、ROW 報告書から引用したものを Figure 6 に示している (Hendrix and Hurford, 2019 も参照)。

Figure 6 に示すように、生命探査の取り組みはエンセラダスで最も進んでおり、Europa Clipper ミッションとタイタンの Dragonfly により、エウロパとタイタンそれぞれで、私たちの基盤はエンセラダス同様に整うだろう。数年以内に、エンセラダスとエウロパでの生命探査ミッションが提案されるかもしれない。もし、どちらの海でも生命が見つからない場合、どうして見つからないのかという問いを立て、生命探査を続けなければいけないだろう。もし、私たちが生命を本当に見つけた場合、他にどの場所に生命が存在するのかという問いを立てる必要があるだろう。すべての海は生命に適しているのだろうか。生命に適した海すべてに、実際に生命は存在するのだろうか。

生命は太陽系の海全てに存在するのか、もしくは、いくつかの海にしか存在しないのかという問いへの答えを探すのに、トリトンは最も適した天体である。これらの問いに対処するために、海王星への旅路が長いということを考えると、今は下地を整えることが必須である。まず第一に、トリトンが海洋世界であるか、そうでないのかを確かめなければならない。私たちは、トリトンの海の性質とアクセシビリティの性質を特徴づける必要がある。氷火山の地形と活動的なプルームの両方もしくは、片方は海の物質を含むのか。海と接し、地表に達している亀裂や断層、溝は存在するのか。希薄な大気で生まれた有機物質は地下海と考えられている場所まで達しているのか。

何がトリトンの興味深い地形を作るのか。外側太陽系で生成された天体は、ガリレオ衛

星よりも豊富ではないと思われるが、窒素化合物を含む豊富な化学物質のため、海洋世界の科学にとって特に面白い。仮説に基づいた熱的ダイアピルは、トリトンの海と表面間で流体を輸送する可能性があり、カンタロープ地形の形成に重要な役割を果たすかもしれない。そのカンタロープ地形は氷地殻中の化学的勾配を作り出し、生命居住可能な場所を生み出す可能性がある (Ruiz et al., 2007)。

Figure 7 では生命存在可能性に関係する 6 つの重要なパラメータが示されており、トリトン、エンセラダス、エウロパ、タイタンで比較されている。それぞれの天体における知識の状況は、抽象的に示されている。例えば、4 つの天体は全て、水を持つことが確認されている。しかし、地下海と表面への物質の繋がりは、エンセラダスでは十分に解明されているが、タイタンではほとんど解明されていないと幅がある。トリトンとタイタンはどちらも C, H, O, N が存在していることが知られている。しかし P, S の存在の確認には次のミッションが待たれる。タイタンとエウロパの海は、規模が大きく、長寿命であるが、エンセラダスの海はそうではないだろう。Chemical energy は有機物の生成を指している。有機物の生成は、タイタンのもやで確実に知られており、エンセラダスのプルームには存在する可能性が高く (かなりの量が検出されているが、種の同定はまだできていない)、エウロパでは蛇紋岩化作用によって予測されている。

氷衛星と準惑星は海洋の世界として始まったかもしれない。そして、私たちは、いくつかの海は今も残っていると考えている (Hendrix and Hurford, 2019 参照)。直径 400 km より大きい 150 個の氷天体 (130 個の太陽を中心に公転している天体と 19 の衛星) の表面は、生命の居住可能性を調べるのに適している。そのため、将来のトリトン探査は、他の太陽系にも適用できる、私たちの太陽系の居住可能な境界だけでなく、氷天体の生命居住可能性を決定する基本プロセスのモデルのテストもできるだろう。

将来のトリトンへのミッションは、40 AU で形成され、化学的に冥王星に類似し、一方で初期に、及び、長期的に潮汐加熱を受けた天体の居住可能性を検討するだろう。

図 6. ROW 報告書は海洋世界の同定から始まり、海洋の特徴づけと居住可能性の評価に続く海洋世界の探査と生命探査についての系統的プロセスを示した。

## 9. トリトン (と海王星) への、将来のミッション

私たちがトリトンについて分かっていることがとても少ないことを考えると、New Horizons の冥王星とカロンのフライバイ探査のように、一回のフライバイは大きな科学的功績を生み出すだろう。トリトンにおいて、答えを出すべき最も重要な科学的問題は (1) トリトンは地下海を持つのか、それとも持たないのかということと (2) 地下海は表層

と物質を交換しているのか、それともしていないのかということである。Discovery ミッションの Trident のようなフライバイミッション (Prockter et al., 2019) はトリトンが深い液相を持っているかどうか、つまり、トリトンは海洋世界であるかどうかを決定するために磁気誘導を使うことができたかもしれない。ボイジャーの搭載機器よりもはるかに高性能な現代の機器を搭載したフライバイミッションは、ボイジャーで撮像できなかったトリトンの側面、北半球の知られていない地形の撮像、そして、トリトンの内部構造 (例えば、物理的分化の程度の決定)、表面の氷、大気、プルームに動力を与えるエネルギー、そして、トリトンの激しい電離圏の駆動を研究できたであろう。単に、近赤外撮像分光器を搭載し、トリトンの表層の地質単位の組成をマッピングするだけのフライバイミッションは、特異な氷火山活動プロセスの多くの基本的な疑問に答えるだろう。

近年の Neptune Odyssey 惑星ミッションの概念研究のように (Rymer et al., 2020a, Rymer et al., 2020b), 海王星付近の軌道における重要ミッションは全巨大氷惑星系において、Cassini と同じくらいの科学的な利益を生み出すだけでなく、トリトン自身についてもより広く、より深く調査できるだろう。現代の強靱な装置を搭載した探査機が、トリトンへのフライバイを複数回行うことで、包括的な写真地質学および、トリトンの表面と揮発性成分の分布のスペクトルマッピングが行え、電磁気サウンディング、測地からトリトンの深部を明らかにする機会を提供する。また、トリトンの大気、磁気圏、表面の時間領域変化を明らかにする機会を提供する。例えば、まさに Cassini がエンセラダスとタイタンで行ったように、トリトンのさらなる調査による新たな発見にも対応できるかもしれない。トリトンの複数のフライバイから集まった観測も、生命居住可能の判別に必要な地下海の可能性の包括的な特徴づけ (例えば塩濃度、厚さ) を可能にする。海王星系を観測する探査機はトリトンの科学的疑問に答え、巨大氷惑星とカイパーベルト準惑星科学の次の大きな進歩を遂げるための理解を施すための手がかりとなりうる。

Trident ミッション及び、Odyssey ミッションのコンセプトは利用可能な資金に応じた、可能なミッションの範囲の両端として考えることができる。Discovery ミッションは最も重要な科学的目標に焦点を当てている一方、最重要ミッションは包括的であり、全システムに対処できる。トリトンのような動的世界の場合、二つのミッションの組み合わせは補完的となる。それらは共に、日周から数十年の一時的な変化の要素を研究でき、その要素はすでに動的環境であると知られている。例えば、長時間にわたる観測により、以下の疑問に対処することができるだろう。トリトンの氷は、太陽直下点の北上に伴ってどれほど移動するのか。氷火山の結果として、表面に変化はあるのか。気候にどのような変化が観測されるのか。

トリトンへのミッションの最新の議論はより広いコミュニティである OPAG の ROW

の推奨という形で行われている。太陽系の海洋世界の候補の中で，“トリトンは Ocean World Program の一部として対処するために，最も優先順位が高いターゲットとみなされている。この優先順位は，ボイジャー探査機によって捉えられた，活動の並外れた活動の手がかり（例えば，プルームの活動，滑らかで壁に囲まれた平野，対流を示唆するカントロープ地形）及び，エンセラダスでの Cassini の探査結果により与えられた，海が駆動する活動の可能性に基づいている。トリトンが活動するためのエネルギー源は不明のままであるが，すべての活動的天体は内因的熱源に駆動される。そして，若い表層年代と相まって，トリトンの活動は内因的熱源の調査を重要なものとする。” (Hendrix and Hurford, 2019)

ROW の推奨に基づき，OPAG は海王星の最重要の周回観測は今後数十年の優先度が最も高いミッションに位置づけた (Moore et al., 2020)。

図 7. トリトンと他の知られている海洋天体を天体の生命居住可能性を決める重要なパラメータを想定の上で比較したもの。Access は海洋から表層の一方的な物質移動を表わす。Exchange は表層から海洋への一方的な物質移動を表す。トリトンの場合，知識の状況はボイジャー 2 号による観測と地球物理学モデリング（詳細は本文参照）により評価される。トリトンの将来の知識はトリトンのフライバイ，もしくは海王星系ミッションにおいて，想定上最も良い場合を表す。