Univerzita Karlova v Praze

Matematicko-fyzikální fakulta

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Jan Vraštil

Nedávné detekce YORP efektu a jejich další výhledy

Astronomický ústav UK

Vedoucí bakalářské práce:	prof. RNDr. David Vokrouhlický, DrSc.
Studijní program:	Fyzika
Studijní obor:	FOF

Praha 2011

Rád bych zde hlavně poděkoval mému vedoucímu, panu profesorovi D. Vokrouhlickému, za desítky hodin konzultací, rad a připomínek, bez kterých bych to určitě nezvládl. Dále pak panu K. Hornochovi, P. Kušnirákovi a P. Pravcovi za pomoc při pozorování v Ondřejově a následném zpracování naměřených dat. Za poskytnutá data a obrázky bych pak chtěl poděkovat panu F. Manzinimu, J. Kruglymu, R. Millesovi, W. Cooneymu a M. Brožovi.

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval(a) samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova v Praze má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle §60 odst. 1 autorského zákona.

V ..... dne ..... Podpis autora

Název práce: Nedávné detekce YORP efektu a jejich další výhledy

Autor: Jan Vraštil

Katedra: Astronomický ústav UK

Vedoucí bakalářké práce: prof. RNDr. David Vokrouhlický, DrSc., Astronomický ústav UK

Abstrakt: V práci se zabývám negravitačními silami a jejich momenty, které ovlivňují trajektorii a rotační stav asteroidů, zejména pak YORP efektem. Cílem práce bylo seznámit se s problematikou jevu a navrhnout kandidáty, u kterých by se YORP mohl detekovat do několika let. V úvodní části jsou popsány rozpory mezi pozorováními a předpověďmi modelu, který neuvažuje negravitační síly. Dále se věnuji stavbě a složení asteroidů a důsledkům, které z toho plynou pro rotaci asteroidů. V druhé části práce je stručně popsána metoda pozorování, určování rotačních period a hlavně teorie a důsledky YORPu. Ve třetí části pak diskutuji způsob výběru vhodných asteroidů a také uvádím vybrané kandidáty. Také je zde popsáno vlastní fotometrické pozorování, které jsem prováděl s 65-ti centimetrovým dalekohledem v Ondřejově. Těchto pár asteroidů by mělo rozšířit malý počet objektů s dosavadní detekcí YORPu.

Klíčová slova: YORP, Jarkovsky, blízkozemní asteroidy

Title: Recent detections of the YORP effect and their further

Author: Jan Vraštil

Department: Astronomical Institute of CU

Supervisor: prof. RNDr. David Vokrouhlický, DrSc., Astronomical Institute of CU

Abstract: Radiation forces and torques can, on a long term, modify translational and rotational motion of small asteroids and meteoroids. In this thesis I focuse on the radiation torques dubbed the Yarkovsky-O'Keefe-Radzievskii-Paddack (YORP) effect. In particular, my principal goal was to analyse available photometric database of small asteroids and suggest candidate objects for which the YORP effect could be directly detected during the next few years. The structure of the thesis is as follows: (i) in the Introduction I discuss general role of radiation forces and torques in the motion of small bodies in the Solar system, (ii) next, in Section 2, I introduce observation methods for determination of the rotation state of asteroids and the way how YORP may exhibit itself in such measurements, and (iii) finally, in Section 3, I present few candidates for the YORP effect detection. Based on this selection procedure, I obtained ligthcurves of a small near-Earth asteroid (3554) Amun from February till April 2011. These observations were performed using the 65cm telescope of the Astronomical Institute of Charles University located at Ondrejov observatory. Together with available data from Amun's 2009 and 2010 oppositions, the 2011 photometry should serve for shape and pole reconstruction of this body. The YORP effect could be then detected as a phase shift in its 1987 observations.

Keywords: YORP, Yarkovsky, near earth asteroids

Obsah

1 Úvod **2**
1.0.1 Nedostatky klasického modelu . . . 2
1.1 Jarkovského jev . . . 3
1.2 Blízkozemní planetky . . . 6
1.3 Poznatky o rotaci . . . 8

2 Rotace asteroidů: její popis a měření **13**
2.1 Fotometrie asteroidů a určení periody . . . 13
2.1.1 Určení synodické periody . . . 13
2.2 Tepelné momenty sil: YORP efekt . . . 14
2.2.1 Detkce YORP efektu . . . 15
2.3 Další aplikace YORP jevu v planetárním výzkumu . . . 17
2.3.1 Spin-orbitální rezonance . . . 17
2.3.2 Rozdělení rotačních frekvencí pro malé asteroidy . . . 17
2.3.3 Struktura rodin asteroidů . . . 18
2.3.4 Binární a párové asteroidy . . . 18

3 Rozbor dalších kandidátů na detekci YORP jevu **19**
3.1 Metoda výběru . . . 19
3.2 Jednotliví kandidáti . . . 21
3.2.1 3554 Amun . . . 22
3.2.2 2000WN10 . . . 29
3.2.3 2062 Aten . . . 31

4 Závěr **33**

Literatura **34**

Seznam tabulek **36**

Seznam použitých zkratek **37**

A Pozorování do roku 2020 **38**

B Grafy ve velkém provedení **42**

C Světelné křivky asteroidu 3554 Amun **45**

1. Úvod

V této práci se zabývám YORP jevem, který se projevuje hlavně jako urychlování nebo zpomalování rotace asteroidů. Teorii tohoto jevu se podrobněji věnuji v kapitole 2.2. Hlavním cílem práce však bylo navrhnout několik vhodných asteroidů, u kterých by se v příštích letech mohl tento jev detekovat. Vlastnosti, které po kandidátech požadujeme, postup celého výběru a samozřejmě i noví kandidáti jsou uvedení ve třetím oddíle této práce. Na následujících několika stránkách jsou popsány důvody, které vedly k vypracování teorie tepelných sil a její historický vývoj.

1.0.1 Nedostatky klasického modelu[1]

Posledních několik desetiletí se předpokládalo, že srážky a gravitační síly jsou hlavními mechanismy, které ovlivňují vývoj asteroidů. Pokud uvažujeme pouze takovéto procesy, je možné určit přibližnou historii asteroidů ve vnitřní části Sluneční soustavy a asteroidů hlavního pásu - jak se polulace těchto asteroidů měnily v průběhu několika miliard let. Hlavní principy tohoto (klasického) modelu jsou shrnuty níže.

Asteroidy, jejichž oběžná dráha protíná hlavní pás, se čas od času sráží s jinými asteroidy ve vysokých rychlostech ($\approx$5 km s^{-1} - jak odhadl Bottke v článku [5]). Tyto události vedou k štěpení menších těles a ke kráterům rozsetých po povrchu větších asteroidů. Navíc také tyto srážky ovlivňují tvar dráhy, směr osy a rychlost rotace, tvar a vnitřní strukturu zbylých těles. O nejvetších srážkách se předpokládá, že jsou původci pozorovaných rodin asteroidů. Při vzniku rodin některé úlomky mohou být vystřeleny řádově 100 m s^{-1}. Pak je možné, že se některé úlomky vzniklé srážkami asteroidů mohou dostat do silných rezonančních oblastí vzniklých gravitačními poruchami velkých planet. Tyto rezonance způsobují růst excentricity až do takové míry, že asteroidy kříží svou drahou planetu. Jakmile se asteroidy dostanou na takovu dráhu, dominuje v jejich dynamickém vývoji rezonance a blízké průlety kolem planety. Některé z těchto asteroidů se s planetou srazí, avšak většina jich končí ve Slunci nebo jsou vyvrženy ze Sluneční soustavy díky blízkému průletu kolem Jupiteru. Také se může stát, že dostatečně malý objekt je při srážce zcela zničen. Předpokládá se, že většina blízkozemních asteroidů se do vnitřního systému a k Zemi dostala pomocí řady podobných událostí.

Doposud byl klasický model užitečný v interpretaci naměřených dat asteroidů a v celkovém porozumění vývoje popoulací asteroidů. Nicméně některé předpovědi neodpovídají pozorování. Například:

- **Předpověď 1:** Doba života v silných rezonancích je obecně několik miliónů let nebo méně. Pokud jsou do nich dopravovány nové úlomky, předpokládali bychom, že bude nadbytek asteroidů s krátkým časem vystavení kosmickému záření (CRE - Cosmic Ray Exposure). Naopak bychom předpokládali malý počet dlouho žijících asteroidů.

  Pozorování 1: Relativně málo asteroidů má CRE méně než $\approx$10 milionů let. Většina kamenných planetek má CRE mezi $\approx$10 a 100 miliony let, zatímco železné asteroidy mají CRE dokonce mezi $\approx$0.1 až 1.0 miliardou let. Obecně je doba CRE srovnatelná nebo delší než průměrná doba života asteroidů, které kříží dráhu Země.

- **Předpověď 2:** Je zhruba 5000-6000 kilometrových asteroidů křížících dráhy terestrických planet. Jsou to tělesa všech možných taxonomických typů. K udržení této populace v ustáleném stavu musí docházet často k rozpadovým srážkám mezi velkými, a navíc spektrálně rozdílnými asteroidy. Hlavně z toho důvodu, že to jsou jediná tělesa schopná dodat kilometrové úlomky do vhodných rezonančních "únikových líhní". Protože většina

[1] V Kapitole 1 používám přeložené a upravené texty z článků [4] a [21]

těchto asteroidů pochází z vnitřní nebo centrální části hlavního pásu, očekávali bychom, že v těchto oblastech bude mnoho rodin asteroidů. Navíc protože asteroidy křížící dráhy planet jsou relativně nové úlomky, měly by mít celkem strmé rozdělení závislosti frekvence na průměru.

Pozorování 2: Několik rodin asteroidů se nachází ve vnitřní a centrální části hlavního pásu, zatímco nejvíce potenciálně zdrojových asteroidů pro kilometrové objekty ve vnitřní části Sluneční soustavy jsou v dynamicky stabilních oblastech daleko od rezonantních "únikových líhní". Modelování výsledků včetně těchto omezení naznačuje, že rezonance nejsou dostatečně efektivní k udržení vnitrosolárních asteroidů v ustáleném stavu. Navíc rozdělení frekvence v závislosti na průměru pro kilometrové objekty je docela ploché.

- **Předpověď 3:** Studie rodin asteroidů naznačují, že mnoho velkých úlomků je vystřeleno z místa srážky vysokými rychlostmi (přibližně několik 100 m s^{-1}). Nejmenší úlomky jsou pak nejvíce vzdáleny od centra celé skupiny.

  Pozorování 3: Vrchol rozdělení závislosti frekvence na průměru odvozený numerickými simulacemi je mnohem nižší než ten, který jsme získali na základě pozorování rozdělení členů rodin asteroidů. Ačkoli je možné, že použité numerické simulace nebyly přesné, úspěšně zopakovaly výsledky laboratorních srážkových experimentů (centimetrové objekty byly vystřelovány do terčů).

- **Předpověď 4:** Srážky asteroidů by měly produkovat širokou škálu rotačních frekvencí[2]. Očekávali bychom, že jak pro velké, tak pro malé asteroidy, bude platit Maxwellovo rozdělení rotačních frekvencí.

  Pozorování 4: Rozdělení rotačních frekvecí pro malé asteroidy obsahuje příliš mnoho rychle rotujících a extrémně pomalu rotujících asteroidů, pokud to srovnáváme s Maxwellovým rozdělením - [21], [22].

Zřejmě v klasickém modelu chybí nějaký důležitý fyzikální mechanismus, kterým bychom mohli vysvětlit výše zmíněná pozorování. Tím jsou negravitační síly ovlivňující vývoj asteroidů. Je známo, že dynamický vývoj prachových částic může být vysvětlem Poyntingovým-Robertsonovým jevem - kde kvůli pohybu částice kolem Slunce, dochází k aberaci světla, které pak dopadá na částici mírně zepředu. Takto je částice brzděna tlakem záření a postupně se spirálovým pohybem přibližuje ke Slunci[3]. Naopak jiný negravitační jev zvaný Jarkovského může ovlivnit tělesa mezi 0.1 m až 20 km a přinutit je tak k dostředné, nebo odstředné spirálovité dráze. Moment síly, který vytváří tlak záření, se nazývaná YORP efekt (Yarkovsky – O'Keefe – Radzievskii – Paddack) a může ovlivňovat rotační stav asteroidů. Tyto dva jevy pak mohou vyřešit problémy klasického modelu, které jsou popsány výše. Podrobněji se těmito momenty a YORP jevem obecně zabývám v kapitole 2.2.

1.1 Jarkovského jev

Ivan Osipovich Jarkovsky (1844-1902) byl ruský inženýr, který ve svém volném čase pracoval na různých vědeckých problémech. Jako první objevil jev (lze se setkat i s Jarkovského efekt), který dnes nese jeho jméno. Kolem roku 1900 publikoval článek, ve kterém poukázal na to, že každodenní zahřívání rotujícího tělesa by mělo vést k působení malé síly. Ta je sice velmi malá, ale po dlouhých obdobích vede k velkým změnám v oběžných drahách malých asteroidů. Jde

[2]Rotační frekvence je definována jako počet otáček za 24 hodin, tedy $f = 24/P$, kde P je perioda měřená v hodinách.

[3]Poyntingův-Robertsonův jev je dominantní pro částice do 1 mm, pro větší tělesa je již zanedbatelný.

vlastně o to, že každý vyzářený foton s sebou nese hybnost a díky principu akce a reakce působí na asteroid malou silou.

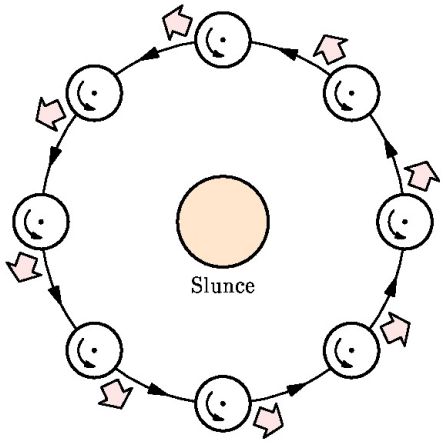
Nebýt estonského astronoma Ernsta J. Öpika (1893-1985), Jarkovského objev by byl zapomenut. Naštěstí někdy kolem roku 1909 Öpik četl Jarkovského článek. Po mnoha letech si na něj vzpomněl a 1951 napsal vlastní článek o důležitosti Jarkovského jevu pro pohyb asteroidů ve Sluneční soustavě. Tímto jevem se poté zabývali a dále ho rozpracovali Radzievski, Katasev, Paddack, Peterson, nebo například O'Keefe.

Jarkovského efekt má dvě složky - denní a roční. To zda se projevuje více či méně denní nebo roční závisí na sklonu osy rotace k rovině oběžné dráhy.

Denní efekt

Hlavní myšlenka Jarkovského denního efektu je zobrazena na obrázku 1.1, kde je sféricky symetrický asteroid na kruhové dráze kolem Slunce. Pro zjednodušení má asteroid osu rotace kolmou na rovinu oběžné dráhy. Záření ohřívá Slunci přivrácenou stranu, která poté absorbované záření znovu vyzáří (obvykle v infračervené oblasti spektra). Každý takový foton s sebou nese impuls $p = E/c$, kde p je hybnost fotonu, E je energie a c je rychlost světla. Protože více energie (a tady i více hybnosti) vyzařují teplejší oblasti, pocítí asteroid s každým vyzářeným fotonem zpětný náraz ve směru z teplé oblasti. Jelikož všechna tělesa mají teplotní setrvačnost, což způsobuje časovou prodlevu, takže nejteplejší oblast asteroidu je na jeho odpolední straně. To je podobné jako na Zemi, kde odpoledne je typicky nejteplejší část dne. Proto síla působící na asteroid nemá pouze odstřednou složku, ale také tečnou ke směru oběhu kolem Slunce.

Tato tečná složka způsobuje dlouhodobý přírustek hlavní poloosy a také excentricity (pro prográdní smysl rotace). Po čase tedy tato malá síla dokáže zcela změnit oběžnou dráhu. Znaménko Jarkovského jevu závisí na smyslu rotace. Kdyby asteroid na obrázku 1.1 rotoval retrográdně, oběžná dráha by naopak zmenšovala. Také pokud by osa rotace svírala s plochou oběžné dráhy 0° denní efekt by zcela vymizel.



Obrázek 1.1: Denní Jarkovského efekt pro asteroid, jehož rotační osa je kolmá k rovině oběžné dráhy. Část záření dopadajícícho na povrch asteroidu se odrazí, zbytek je absorbován, aby byl následně vyzářen. Fotony s sebou nesou hybnost, takže na asteroid působí síla ve směru šipek. V tomto případě je vyzařování nejintenzivnější vždy ve 2 hodiny odpoledne směrem proti oběhu asteroidu. Síla, která tahá asteroid, pak tedy způsobuje odstřednou spirální dráhu.

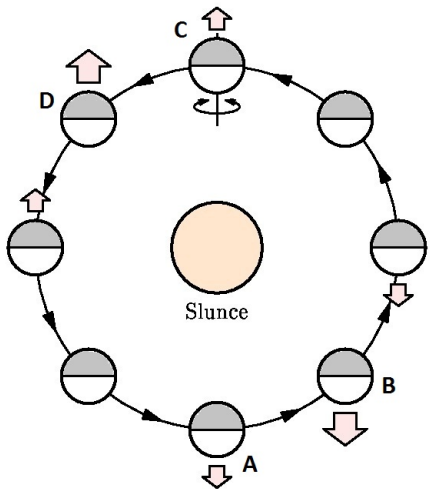
Velikost denního efektu závisí na vzdálenosti od Slunce, sklonu osy rotace vůči normále k rovině dráhy a na fyzikálních vlastnostech asteroidu (například průměru nebo rychlosti rotace). U velkých těles je Jarkovského síla malá protože plocha asteroidu je úměrná pouze D^2, zatímco hmotnost jako D^3, kde D je průměr asteroidu (pro tělesa velká jako Země je tento efekt zcela

zanedbatelný). Oproti tomu malá tělesa mají mnohem lepší poměr plochy ku hmotnosti. Ale pokud jdeme s průměrem ještě níže, tělesa jsou už tak malá, že tepelná vlna proniká skrz celým tělesem a smazává tak tepelné rozdíly mezi dnem a nocí a oslabuje tak celý efekt (například prachové částice). Pro rotační periody typické ve Sluneční soustavě ($P \approx 5\text{h} \times D/2$, kde D je v kilometrech) je optimální velikost pro Jarkovského efekt v řádovém rozsahu od centimetrů po metry. Na objekty, které by vůbec nerotovaly, nebo by naopak rotovaly nekonečně rychle, nebude vůbec denní Jarkovského síla působit.

Roční efekt

Téměř o století později, kdy Jarkovsky napsal svůj článek, byl objeven druhý Jarkovského efekt. Stalo se tak díky družici LAGEOS, u níž se pozorovalo zmenšování velké poloosy a přišlo se na to, že to musí být ročním efektem navíc k dosavadnímu dennímu. Samozřejme tento roční efekt ovlivňuje nejenom družici LAGEOS, ale také objekty obíhající kolem Slunce.

Roční Jarkovského efekt je zobrazen na obrázku 1.2. Stejně jako v předchozím případě i zde uvažujeme sféricky symetrický asteroid pohybující se po kruhové dráze kolem Slunce. Avšak v tomto případě leží osa rotace v rovině oběžné dráhy. Složka ležící podél osy rotace právě způsobuje roční efekt. Když je asteroid v bodě A, Slunce svítí nejvíc na severní (šedivě vybarvenou) polokouli. Stejně jakou u denního jevu, je i zde prodleva díky teplotní setrvačnosti. Nejteplejší je tedy severní polokoule až v bodě B. Podobně Slunce svítí nejsilněji na jižní polokouli v C, ale nejteplejší je až v D. Pokud se složka této síly integruje podél celé dráhy, zjistíme, že je nenulová. Pro těleso s nulovou teplotní setrvačností je integrace podél dráhy nulová.



Obrázek 1.2: Roční Jarkovského efekt pro asteroid s rotační osou, která leží v rovině oběžné dráhy. Sezóní ohřívání a chladnutí severní (šedé) a jižní polokoule vyvolává tepelnou sílu, která má směr podél osy rotace. Nejvíce záření dopadá na severní polokouli v bodě A, v bodě C pak nevíce vyzařuje. Na jižní polokouli dopadá nejvíce záření v bodě C a nejvíce pak vyzařuje v bodě D. Síla, která na asteroid působí v průběhu oběhu kolem Slunce, způsobuje vždy dostředné spirální stáčení dráhy.

Pro malé excentricity se roční síla chová jako tah, který stahuje asteroid na dostřednou spirální dráhu. Na rozdíl od denního Jarkovského jevu, roční nezávisí na smyslu rotace asteroidu.

Jarkovského roční efekt také závisí na vzdálenosti asteroidu od Slunce a na sklonu rotační osy od normály k rovině oběžné dráhy (zcela vymizí, pokud je rotační osa na tuto rovinu kolmá). Také zde existuje optimální velikost pro maximalizaci ročního efektu. Pro asteroid čedičového

typu, který obíhá po kruhové dráze ve vnitřní části hlavního pásu, Rubincam odvodil, že největší síla bude působit na 12-ti metrový asteroid. Roční Jarkovského jev také ovlivňuje i jiné dráhové elementy kromě velké poloosy.

Podud známe rozložení teploty T na povrchu asteroidu (řešení rovnice vedení tepla - např [4], [6]), pak celkovou zpětnou sílu působící na asteroid spočteme ze vztahu

$$\vec{f} = \int_S d\vec{f},\ d\vec{f} = \frac{2}{3}\frac{\varepsilon\sigma}{mc}T^4\vec{n}_\perp dS(u,v), \tag{1.1}$$

kde integrace probíhá přes celý povrch parametrizovaný souřadnicemi u a v. ε je teplotní emisivita povrchu[4], m je hmotnost asteroidu, c rychlost světla a $\vec{n}$ je jednotkový vektor kolmý k povrchu. Jarkovského jev hlavně mění velkou poloosu a. Protože jsou tyto poruchy velmi malé, průměruje se změna a přes jeden oběh kolem Slunce. Pak za předpokladu, že asteroid je koule s průměrem R a při zanedbání excentricity e, je průměrná denní a roční změna velké poloosy dána vztahy

$$\left(\frac{da}{dt}\right)_{\text{denní}} = -\frac{8\alpha}{9}\frac{\Phi}{n}F_\omega(R',\Theta)\cos\theta, \tag{1.2}$$

$$\left(\frac{da}{dt}\right)_{\text{roční}} = -\frac{4\alpha}{9}\frac{\Phi}{n}F_n(R',\Theta)\sin^2\theta. \tag{1.3}$$

Výsledná změna velké poloosy je pak dána součtem obou dvou složek. θ je sklon osy vůči rovině oběžné dráhy, $\Phi = \pi R^2\varepsilon_0/(mc)$ koeficient tlaku záření a α je faktor závislý na albedu. Funkce $F_\nu(R',\Theta)$ závisí na poloměru asteroidu R vztahem $R' = R/l_\nu$, kde l_ν je hloubka, do které pronikde tepelná vlna. Pro denní efekt $\nu = \omega$ a pro roční $\nu = n$. Tvar funkce F lze najít například v [25] nebo [26].

Je důležité si uvědomit, že síla 1.1 která tlačí na asteroid, je tatáž síla, jejíž moment ovlivňuje rotaci asteroidu. YORP efekt a Jarkovského jev mají tedy stejný fyzikální základ - tlak záření, který se ale projevuje dvěma různými způsoby. Podrobněji se tepelnými momenty sil zabývám v kapitole 2.2.

1.2 Blízkozemní planetky

Jako blízkozemní asteroidy (NEAs - Near Earth Asteroids, případně NEO - Near Earth Objects) označujeme takové objekty, které se mohou přiblížit k Zemi. Všechny blízkozemní asteroidy tak mají perihélium menší než 1.3 AU. Velikost známých těles se pohybuje od několika metrů - 2008 TC3, $D = 4$ m, až po desítky kilometrů - 1036 Ganymed, $D = 38.5$ km. K 15. březnu 2011 je známých celkem 7813 blízkozemních asteroidů:

- 822 s průměrem větším než 1 km[5] , to je (87±4)% z celkově odhadované populace 940±50, a to včetně 148 potenciálně nebezpečných těles (PHA - Potentially Hazardous Asteroid) - planetka se považuje za potenciálně nebezpečnou, je-li nejkratší vzdálenost (MOID - Minimum Orbit Intersection Distance) její oběžné dráhy od oběžné dráhy Země menší než 0.05 AU a její průměr je větší než 150 m (absolutní jasnost $H < 22.0$ mag). Taková velikost je pak dostatečná na to, aby způsobila úplnou devastaci rozsáhlých území, případně ničivé tsunami. Pro klasifikaci nebezpečí se používá Turínská nebo přesnější Palermská stupnice, která je definována takto:

$$P = \log_{10}\frac{p_i}{f_B T}, \tag{1.4}$$

[4]Vztah (1.1) uvažuje pouze infračervené fotony. Při přesnějších výpočtech je třeba uvažovat i fotony z viditelné části spektra.

[5]Jde pouze o odhadovaný počet, protože přímé měření rozměrů asteroidů je náročné. Obvykle se rozměr odhaduje na základě vztahu (1.5) a průměrného albeda spektrální skupiny, do které daný asteroid patří.

kde p_i je pravděpodobnost dopadu, T je časový úsek, kdy dopad předpokládáme. Je měřený v letech. Roční frekvence dopadů je definována takto:

$$f_B = 0.03E^{-0.8},$$

kde E je energie v megatunách.

- 6991 s průměrem menším než 1 km, včetně 1065 PHA.
- Celkový odhadovaný počet blízkozemních planetek s $D > 140$ m je $\approx 25,000$.
- Celkový odhadovaný počet blízkozemních planetek s $D > 40$ m je $\approx 1,000,000$.

Blízkozemní asteroidy vydrží na svých drahách jen několik miliónů let. Mohou se například srazit s některou z planet nebo spadnout do Slunce. Jelikož je stáří asteroidů krátké ve srovnání se stářím sluneční soustavy, a protože stále pozorujeme velké množství takových objektů, musí existovat proces, který by nové planetky dopravoval na blízkozemní dráhy. Takovým procesem je rezonance asteroidů hlavního pásu s Jupiterem. Do těchto rezonancí pak nové asteroidy neustále migrují díky Jarkovského jevu - takto se tedy stále obnovuje populace blízkozemních planetek.

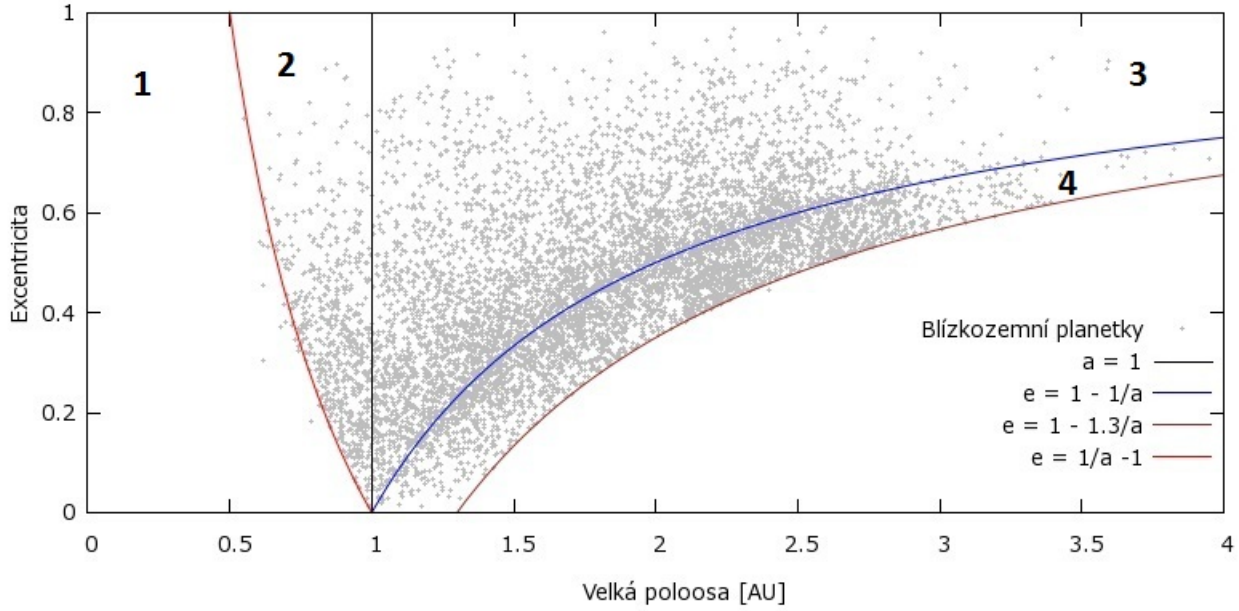
Asteroidy můžeme rozdělit podle dráhy - rozlišujeme 4 základní skupiny:

- **Skupina Aten** - pojmenována podle planetky 2062 Aten, objevenou 7. ledna 1976 E. F. Helinovou. Ateni kříží dráhu Země a v periheliu se dostávají ke Slunci blíže než Země, někteří dokonce blíže než Venuše nebo výjimečně i Merkur. Velká poloosa těchto planetek je vždy menší než 1 AU - většina jejich dráhy tedy leží uvnitř dráhy Země. Na obrázku 1.3 je skupina Aten ve výseči 2.
- **Skupina Apollo** - pojmenována po planetce 1862 Apollo, která byla objevena 24. dubna 1932 K. Reinmuthem. Apolla také kříží zemskou dráhu a v perihelu jsou blíže než Země, ale jejich velké poloosy jsou větší než 1 AU, a tak jejich dráha z velké části leží vně dráhy Země. Na obrázku 1.3 je skupina Apollo ve výseči 3.
- **Skupina Amor** - pojmenována podle 1221 Amor, objevenou 12. března 1932 E. Delportem. Jsou to tělesa, která nekříží dráhu Země, pouze se k ní z vnější strany těsně přibližují, ale leží uvnitř dráhy Marsu - velikost perihelu se pohybuje od 1.0 do 1.3 AU. Na obrázku 1.3 je skupina Amor ve výseči 4.
- **Skupina Atira** - někdy také označovaná IEO - Interior to Earth Orbit neboli „uvnitř Zemské dráhy“. Je pojmenovaná podle planetky 163693 Atira. Mají velkou poloosu menší než 1 AU a velikost afélia $Q < 0.983$ AU - nikdy tedy nekříží dráhu Země. Na obrázku 1.3 je skupina Atira ve výseči 1.

Někdy se také zavádí další skupina - Arjuna. Je to třída planetek, jejichž dráha má velmi podobný charakter jako Země - mají nízký sklon dráhy vůči rovině ekliptiky, perioda oběhu kolem Slunce je přibližně 1 rok a navíc mají malou excentricitu. Tato skupina je pojmenována podle Arjuna - hrdiny Hinduistické mytologie.

U planetek z hlavního pásu rozlišujeme místo skupin rodiny asteroidů. Jde o seskupení planetek s podobnými orbitálními elementy jako například velká poloosa, excentricita nebo sklon k rovině ekliptiky. Členové rodin jsou pozůstatky katastrofických srážek velkých asteroidů. Mezi známé rodiny patří Vesta, Koronis nebo Flora.

Další možností je dělit asteroidy podle tvaru spektra, barvy nebo albeda. Pak hovoříme o spektrálních typech. V nejjednodušším případě rozlišujeme 3 spektrální typy:



Obrázek 1.3: Na ose a je vynesena velká poloosa dané planetky v astronomických jednotkách. Osa e pak zobrazuje excentricitu. Data dráhových elementů asteroidů jsou z databáte, která je umístěná na serveru [18]. Čáry označují hranice mezi jednotlivými skupinami planetek. Jejich matematické vyjádření je v legendě obrázku. Jedná se pouze o přibližné hranice, protože excentricita planetky se může měnit například díky ročnímu Jarkovského jevu. Jednotlivé skupiny blízkozemních planetek jsou očíslované od 1 do 4 - Atira, Aten, Apollo, Amor.

- C - typ (Carbonaceous chondrite) - kamenné asteroidy obsahující uhlík,
- S - typ (Siliceous) - křemenné kamenné asteroidy,
- M - typ (Metallic) - složené převážně z niklu a železa.

Znalost spektrálního typu, respektive albeda daného asteroidu p a absolutní jasnost H, přímo implikuje znalost průměru D takového tělesa dle vztahu

$$D = \frac{1329}{\sqrt{p}} 10^{-0.2H}. \tag{1.5}$$

Albedo je míra odrazivosti daného tělesa nebo jeho povrchu. Je to poměr odraženého ku dopadajícímu záření. Nábývá hodnot od 0 do 1. Absolutní jasnost H pro malá tělesa sluneční soustavy je definována jako jasnost, kterou by dané těleso mělo při pozorování ze Země ve zdálenosti 1 AU, kdyby zároveň bylo vzdáleno 1 AU od Slunce a úhel Slunce-těleso-Země by byl nulový. Takto definovaná absolutní jasnost H souvisí se zdánlivou jasností m, vzdáleností od pozorovatele d a od Slunce r vztahem:

$$m = H + 5 \cdot \log(r \cdot d) + P(\varphi) \tag{1.6}$$

kde P je funkce zohledňující chrakter povrchu a φ jé fázový úhel.

1.3 Poznatky o rotaci

Rotaci asteroidů charakterizuje především moment hybnosti. Moment hybnosti $\vec{L}$, stejně tak tenzor setrvačnosti $\hat{I}$ se mohou měnit díky srážkám a jiným procesům, které ovlivňují vývoj asteroidů. Jsou spolu svázány úhlovou rychlostí $\vec{\omega}$

$$\vec{L} = \hat{I}\,\vec{\omega}. \tag{1.7}$$

Tenzor setrvačnosti je obecně symetrický tenzor, který má šest nezávislých komponent. Při vhodné volbě souřadného systému vztaženého k asteroidu jsou nenulové pouze diagonální členy. Členy na diagonále $I_x < I_y < I_z$ jsou potom momenty setrvačnosti, osy se nazývají hlavními osami tenzoru setrvačnosti.

V obecném případě není úhlová rychlost $\vec{\omega}$ konstantní, protože se mění osa otáčení i moment setrvačnosti. Její velikost a směr se mění většinou na časových škálách řádu rotační periody. Takový rotační stav se nazývá excitovaný. Těleso se samovolně snaží přejít do stavu s nejnižší energií, v tomto případě je to rotace kolem hlavní osy maximálního momentu setrvačnosti I_z. Harris odhadl čas τ (měřený v miliardách let) potřebný k utlumení (deexcitaci) excitovaného tělesa jako

$$\tau = \frac{P^3}{C^3 D^2}, \tag{1.8}$$

kde P je rotační perioda v hodinách, D je průměr v kilometrech a C je konstanta ≈17. Pro většinu asteroidů je tak čas potřebný k deexcitaci mnohem kratší než charakteristické časové úseky události způsobující vybuzení rotace.

Při pozorování ze Země nemůžeme přímo měřit moment hybnosti asteroidu. Měřitelná je však úhlová frekvence a moment hybnosti pak můžeme vypočítat ze vztahu (1.7). Moment setrvačnosti lze odhadnout na základě tvaru asteroidu, rozměrů a hustoty. Mezi metodami pro odvození směru vektoru rotace z pozorování ze Země je nejčastější metoda světelných křivek. Tato pozorování nejsou náročná na vybavení, avšak vyžadují mnoho pozorovacího času. Často je třeba i mnoho nocí v průběhu několika let pro dostatek dat na přesné určení vektoru rotace. Nicméně odhad rotace a hrubý nástin tvaru může být získán mohem snadněji - často i z pozorování během několika nocí.

Z obrázku 1.4 v malém a z obrázku B.1 ve velkém provedení je dobře patrná frekvenční bariéra - přibližně 12 otáček za den. To napovídá tomu, že velké asteroidy jsou tvořeny menšími - přibližně do 150 m velkými kameny, které při sobě drží gravitační silou, případně jsou na sebe slabě "přilepeny".

Rotace asteroidů s průměrem větším než přibližně 40 km má rozdělení blízké Maxwellovu - obrázek 1.5. To naznačuje, že buďto jsou to původní tělesa hlavního pásu nebo spíše jejich největší pozůstatky vzniklé srážkami. Frekvence normalizuji geometrickým průměrem, který vypočítám pomocí metody běžícího okna (Running mean box). Tuto metodu popsali Harris a Pravec v článku [22]. Ze statistiky jsem také vyřadil pomalu rotující asteroidy s $f < 0.16\,\langle f \rangle$, protože by výsledek výrazně ovlivnily. Pro normalizovanou frekvenci 2.4 - 2.8 je vidět docela významný výkyv od Maxwellovského rozdělení. Rotace těchto planetek je urychlována YORP efektem.

Maxwellovo rozdělení má tvar

$$n(x) = K \cdot x^2 e^{-x^2/2\sigma^2}, \tag{1.9}$$

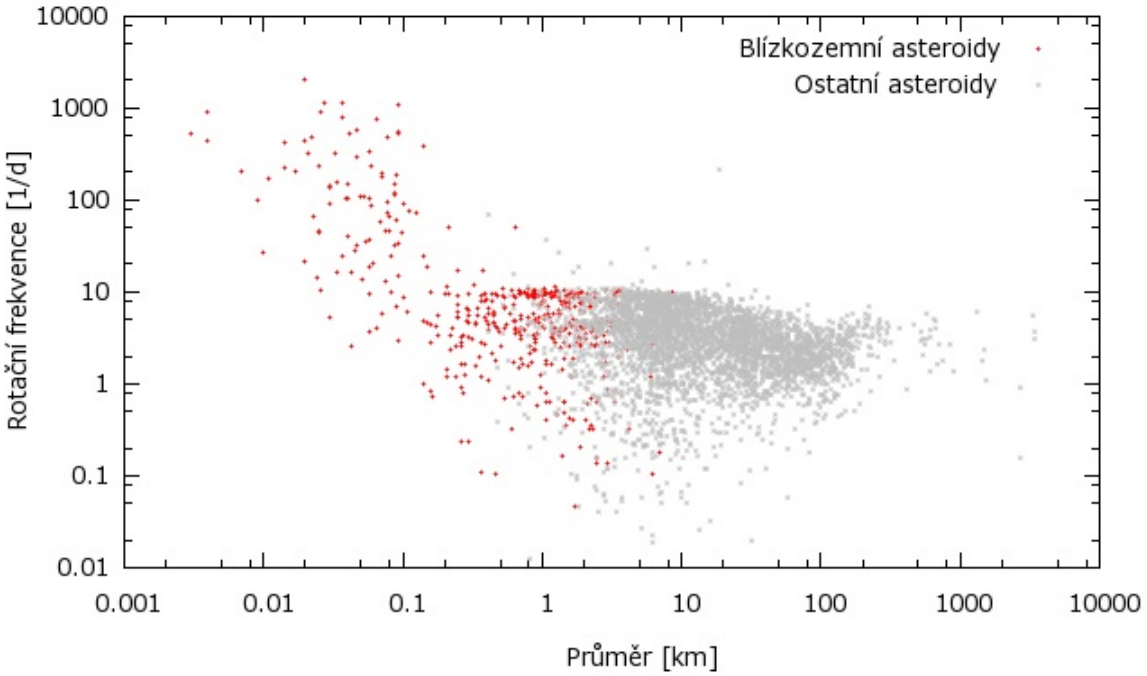
kde normalizační konstantu K určíme pomocí vzorce

$$\int_0^\infty x^{2n} e^{-x^2/a^2} dx = \sqrt{\pi}\frac{(2n)!}{n!}\left(\frac{a}{2}\right)^{2n+1}. \tag{1.10}$$

Po normalizaci na daný počet prvků tedy máme Maxwellovo rozdělení ve tvaru

$$n(f) = N \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{f^2}{\sigma^3} e^{-f^2/2\sigma^2}, \tag{1.11}$$

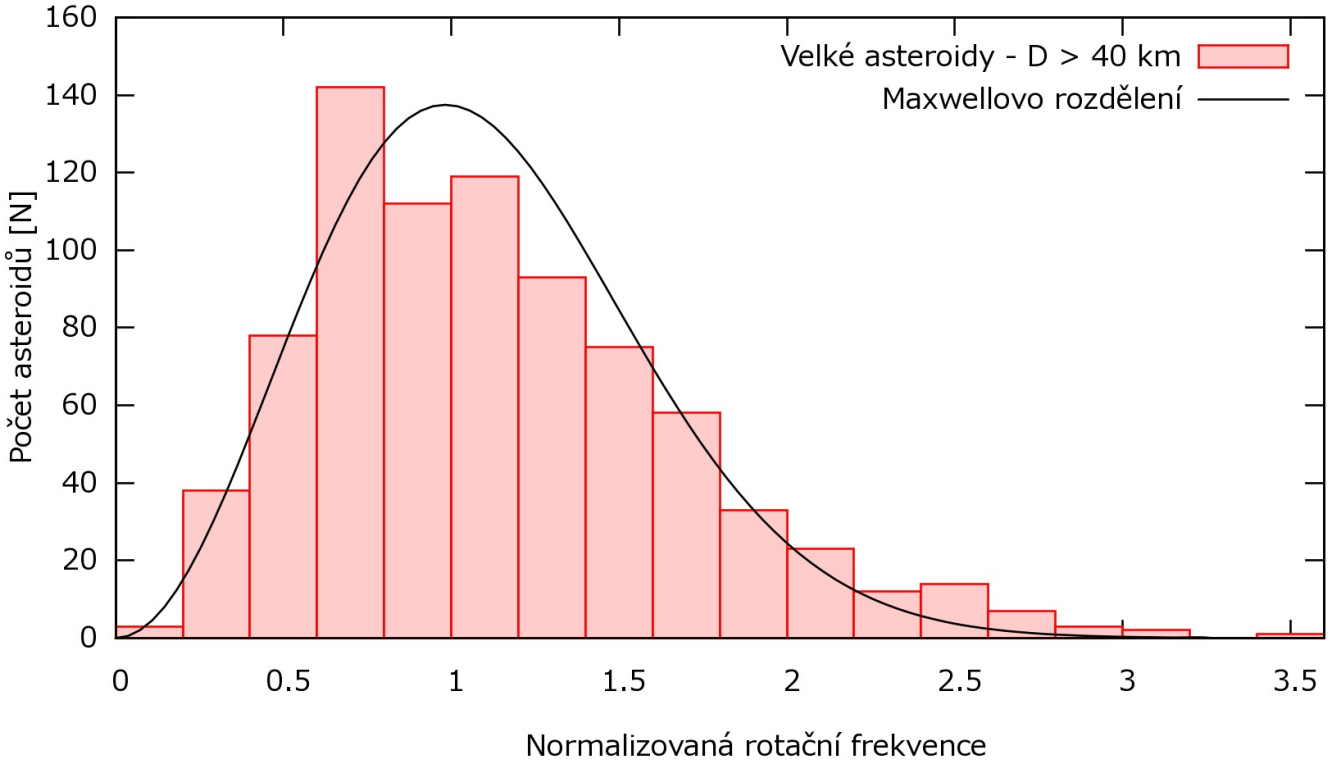
kde f je rotační frekvence. Maximum rozdělení $\langle f \rangle / f$ se nachází v



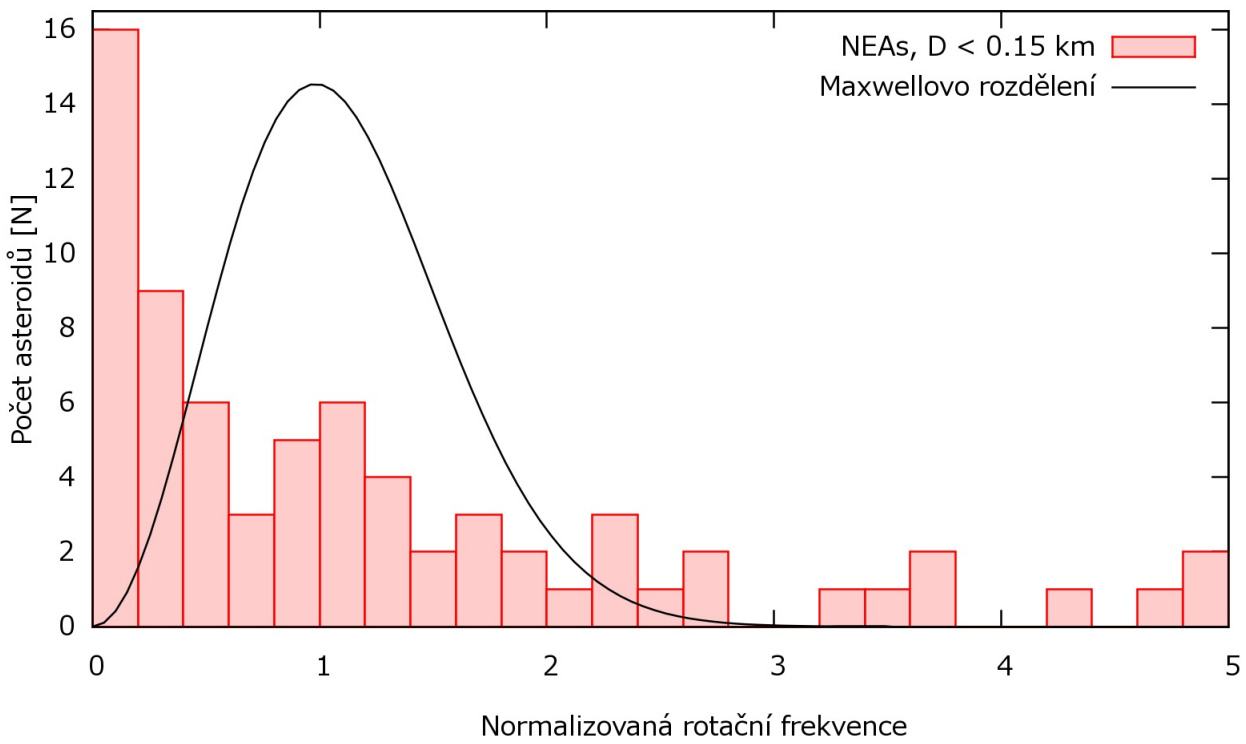
Obrázek 1.4: Rozdělení rotační frekvence v závislosti na průměru pro 4254 asteroidů z databáze [11] (měření provedená B. Dermawanem do grafů ani statistik nezapočítávám kvůli podezření z nekvalitních, nebo chybných dat). Z toho je šedou barvou označeno 3797 planetek převážně ze skupiny hlavního pásu (značí se MB - Main belt), zbylých 457 planetek, které jsou označeny červenou barvou, jsou tak zvané blízkozemní planetky, o které se při zkoumání YORP efektu zajímáme v prvé řadě. V přílohách je na obrázku B.1 velká verze.

$$\frac{\sqrt{2}}{\langle f \rangle} = \frac{\sqrt{2}}{1.440} = 0.982.$$

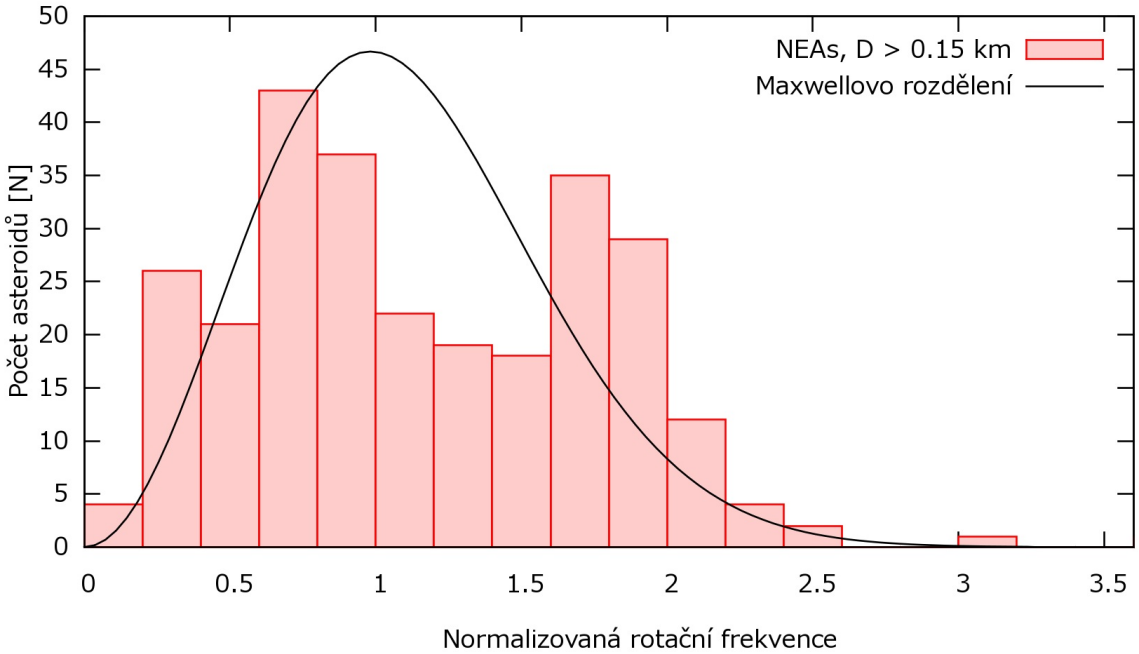
Pro malé asteroidy ($D < 10$ km) (i neblízkozemního typu) Maxwellovo rozdělení neplatí, což je vidět na obrázcích 1.6 a 1.7. Obě skupiny mají výrazné odchylky, jak pro rychle, tak pro pomalu rotující asteroidy. To naznačuje, že rotační stav takto malých těles bude kromě srážek ovliňován hlavně nějakým jiným procesem. Tím je YORP efekt, tedy urychlování, nebo zpomalování rotace. Toto je dobře vidět na obrázku 1.7, kde jsou zobrazeny tělesa větší než 150 m. Nejmenší asteroidy $D \approx 0.15$ km už rotují tak rychle, že nemohou být drženy pospolu pouze gravitační silou, a musí to tedy být souvislá tělesa. Jsou to jednotlivé úlomky "suti", z které se skládají větší asteroidy.



Obrázek 1.5: Rozdělení rotační frekvence pro velké asteroidy můžeme dobře aproximovat Maxwellovým rozdělením 1.9. Z celkového souboru planetek do statistiky nezařazuji pomalu rotující objekty s $f < 0.16\,\langle f \rangle$, kde $\langle f \rangle$ je geometrický průměr. Ten vypočítám metodou běžícího okna. Odchylku kolem 2.5 $f/\langle f \rangle$ lze vysvětlit jako následek YORP efektu. Pro takto velké objekty se YORP projevuje až na velmi dlouhých časových intervalech.



Obrázek 1.6: Rozdělení rotační frekvence pro 86 (v grafu jich je zobrazeno kvůli měřítku osy pouze 71) blízkozemních asteroidů s průměrem $D < 0.15$ km. Frekvence je normalizována geometrickým průměrem spočteným pro nízký počet asteroidů normálním způsobem. Zároveň také ze stejného důvodu nevynechávám žádná pomalu rotující tělesa. Černá křivka ukazuje, jak vypadá Maxwellovo rozdělení pro 86 prvků.



Obrázek 1.7: Rozdělení rotační frekvence pro 276 (v grafu jich je zobrazeno kvůli měřítku osy pouze 274) blízkozemních asteroidů s průměrem $D > 0.15$ km. Frekvence je normalizována geometrickým průměrem, který jsem vypočítal metodou běžícího okna. Černá křivka ukazuje, jak vypadá Maxwellovo rozdělení pro 276 prvků.

2. Rotace asteroidů: její popis a měření

2.1 Fotometrie asteroidů a určení periody

Při fotometrických pozorováních se měří tok nebo intenzita elektromagnetického záření daného objektu. Obvykle se pak měření provádí s nějakým fotometrickým filtrem (viz. Tabulka 2.1). Například při pozorování Amunu v Ondřejově se většinou používal filtr R.

Filtr	Efektivní vlnová délka λ_{eff} [nm]	Pološířka pásu (FWHM) $\Delta\lambda$ [nm]
U	367	66
B	436	94
V	545	88
R	638	138
I	797	149
J	1220	213
H	1630	307
K	2190	390
L	3450	472
M	4750	460

Tabulka 2.1: Fotometrické fitry: Johnsonův-Cousinsův-Glassův systém

Fotometrie se také používá při změnách toku světla, jako například u proměnných hvězd, exoplanet procházejících přes disk hvězdy a také samozřejmě u asteroidů. V dnešní době se používá hlavně CCD fotometrie (Charge Coupled Device). Bodové zdroje světla jako například hvězdy jsou sice rozmazány přes více pixelů, ale protože měříme tok světla (tj. počet dopadlých fotonů na detektor), stačí pouze vyčítat větší oblast. Problém nastává, pokud se obrazy dvou objektů překrývají. Takové snímky pak nelze použít a musí se vyřadit. Toto lze vidět například na obrázku 3.5, kde Amun na začátku pozorování letěl v poli, kde byla galaxie NGC 3630. Na obrázku 3.2 pak zas Amun letěl v průběhu noci příliš blízko několika hvězd, takže bylo potřeba tyto snímky také vyřadit.

Na nezpracovaných snímcích z CCD kamery lze vidět hlavně tepelný šum a jasné tečky (hot pixel), které jsou způsobeny kosmickým zářením. Tepelný šum se snižuje chlazením kamery. Lze použít kapalný dusík, suchý led, nebo Peltierův článek, který se používá v Ondřejově. Při chlazení je však třeba brát ohled na vlhkost vzduchu, aby nedošlo k orosení, respektive námraze na detektoru. I přes chlazení tepelný šum přetrvává. Ten se odstraňuje pomocí temných snímků - dark frame, kdy se pořizuje snímek o stejné délce expozice se zavřenou záklopkou kamery. Takových snímků se nasnímá několik - například 10, a jejich geometrickým průměrem, nebo mediánem se vytvoří master dark. Ten se pak odečte od všech snímků s touto dobou expozice. Jednou za sezónu se také dělá tzv. flat field, kdy se snímá homogenně svítící plocha - obloha za soumraku nebo svítání nebo rovnoměrně nasvícené plátno. Pomocí toho lze pak kompenzovat citlivost v různých částech detektoru. Snímek upravený master darkem se pak ještě dělí normalizovaným flat fieldem.

2.1.1 Určení synodické periody

Synodická rotační perioda je doba, která uplyne mezi dvěma stejnými fázemi při pozorování ze Země. Délka periody je tedy ovlivněna vlastním pohybem Země kolem Slunce. Siderickou periodu, tedy rotační periodu vztaženou vzhledem k vzdáleným hvězdám, lze určit ze synodické pomocí geometrických transformací.

Pokud bychom měli spojitá data, bylo by možné určit synodickou rotační periodu pomocí rozkladu do Fourierovy řady

$$f(x) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \left[A_n \sin\left(\frac{2\pi n}{P} x\right) + B_n \cos\left(\frac{2\pi n}{P} x\right) \right], \tag{2.1}$$

kde A_n a B_n jsou fourierovy koeficienty a P je hledaná synodická perioda. To však z principu není možné, protože naměřená data jsou pouze jednotlivé body, které jsou přinejlepším vzdáleny na časové ose o konstantu. Musí se tedy použít pouze Fourierova řada konečného řádu. Například na obrázku C.19 jsem musel díky malému počtu naměřených dat použít pouze 8. řád, naopak na v případě obrázku C.14 jsem mohl bez problémů použít Fourierovu řadu 20. řádu. Rotační perioda určená z dat pokrývajících 1 - 2 periody není příliš přesná. Například při zpracování dat asteroidu 3554 Amun jsem v takových případech dokázal určit rotační periodu přinejlepším s přesností na jedno desetinné místo. Pro data pokrývající 3 periody to bylo možné i na dvě desetinná místa. Pokud se ale použijí všechna naměřená data z roku 2011 proloží Fourierovou řadou 8. řádu (nízký řád je použit zřejmě hlavně kvůli měnícící se křivce) dostaneme

$$P = 2.53041 \pm 0.00002 \text{ h}. \tag{2.2}$$

K určení rotační periody lze také použít metodou popsanou v článku [9]. Ta nepoužívá přímo řady (2.1), ale jiné kombinace goniometrických funkcí. Jako výsledek pak nedostaneme jedinou frekvenci (nebo periodu), ale rovnou celé spektrum. Zde jsou například vyšší hramonické frekvence.

2.2 Tepelné momenty sil: YORP efekt[1]

Malé asteroidy jsou obecně nepravidelně tvarované objekty. U planetek velkých ≈ 1 km, které jsou složeny z mnoha menších 100-metrových kamenů (viz. kapitola 1.3) můžeme dokonce předpokládat, že různé části povrchu mají různé fyzikální vlastnosti - barvu, tepelnou vodivost a podobně. Sluneční světlo pak dopadá a napravidelně ohřívá povrch asteroidu, který pak následně také nerovnoměrně vyzařuje.

Teplota T povrchového elementu dS je dána rovnováhou absorbované, vyzářené a odvedené energie. Fotony, které jsou vyzářeny nebo odraženy od povrchu dS, s sebou nesou malou hybnost $d\vec{p}$, a působí tedy na asteroid malou silou $d\vec{f}$ v opačném směru. Odpovídající moment síly je pak dán vztahem

$$d\vec{M} = \vec{r} \times d\vec{f}, \tag{2.3}$$

kde $\vec{r}$ je vektor mířící z těžiště asteroidu (Center of Mass - COM) do plošky dS. Celkový moment síly lze spočítat integrací přes celý povrch asteroidu

$$\vec{M} = \int_S \vec{r} \times d\vec{f}. \tag{2.4}$$

Tento někdy také nazývaný YORP moment může významně působit na rotační frekvenci ω a sklon rotační osy vůči normále k rovině oběžné dráhy θ. Celkový moment $\vec{M}$ lze s využitím vztahu (1.1) vyjádřit jako

$$\vec{M} = -\frac{2}{3}\frac{\varepsilon_t \sigma}{c} \int_S dS \, (\vec{r} \times \vec{n}) \, T_S^4, \tag{2.5}$$

kde ε_t je emisivita materiálu v infračervených vlnových délkách (v tomto případě se považuje za konstantu), $c = 2.99792458 \times 10^8$ m s^{-1} je rychlost světla, $\sigma = 5.6704 \times 10^{-8}$ W m^{-2} K^{-4}

[1] V této podkapitole používám části přeložených textů z [27], [6] a [20].

je Stefanova-Boltzmanova konstanta a T_S je teplota povrchu. Jednotkový vektor $\vec{n}$ je kolmý k povrchovému elementu dS. Jak bylo řečeno, moment $\vec{M}$ ovlivňuje jak rychlost rotace ω, tak směr rotační osy $\vec{S}$

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\vec{M} \cdot \vec{S}}{C} = \frac{M_S}{C}\,, \quad \frac{d\vec{S}}{dt} = \frac{\vec{M} - \vec{S}(\vec{S} \cdot \vec{M})}{C\omega} \equiv \frac{\vec{L}_\theta}{C\omega}, \tag{2.6}$$

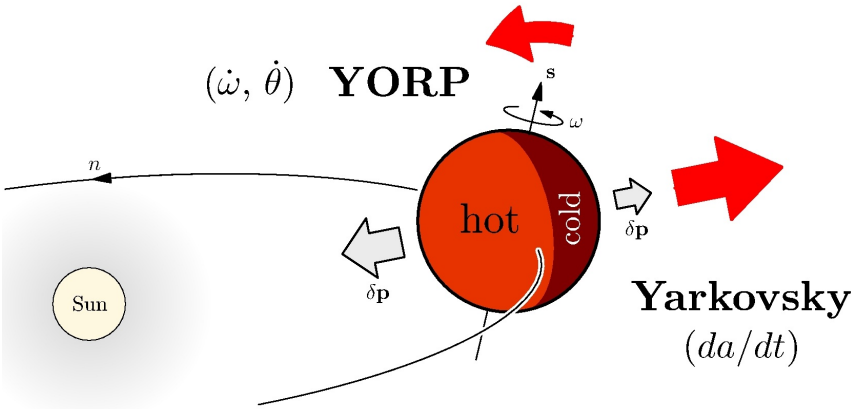
kde C označuje moment tenzoru setrvačnosti a $\vec{L}$ moment hybnosti - [23]. Obě složky jsou závislé na rozměrech asteroidu D jako $1/D^2$. Ukázalo se, že pro přibližně 10 - 20 km velký asteroid vzdálený od Slunce pár AU by doba potřebná na změnu rotačního stavu pomocí YORPu byla řádově v miliardách let. Pro větší objekty je proto YORP už naprosto zanedbatelný. Vektor $\vec{S}$ se obvykle parametrizuje úhlem θ

$$\cos\theta = \vec{S} \cdot \vec{N}, \tag{2.7}$$

kde $\vec{N}$ je jednotkový vektor rovnoběžný s orbitálním momentem hybnosti $\vec{L}$. Můžeme tedy přepsat druhou část vztahu (2.6)

$$\frac{d(\cos\theta)}{dt} = \frac{\vec{M} \cdot (\vec{N} - \vec{S}(\vec{S} \cdot \vec{N}))}{C\omega} \equiv \frac{\vec{M} \cdot \vec{e}}{C\omega}, \tag{2.8}$$

kde $\vec{e}$ je pomocný vektor $\vec{e} = \vec{N} - \vec{S}(\vec{S} \cdot \vec{N})$.



Obrázek 2.1: Jarkovského denní a roční efekt působí tlakem záření δp na asteroid a může ho nutit k dostředným nebo odstředným spirálním dráhám. Naopak YORP efekt je způsoben momentem síly, kterou způsobují absorbované a vyzářené fotony. Tento moment pak ovlivňuje sklon rotační osy vůči rovině oběžné dráhy θ a rychlost rotace ω, kterou může urychlovat nebo zpomalovat.

Na obrázku 2.1 lze vidět rozdíl mezi Jarkovského a YORP jevem. Jarkovského jev ovlivňuje velkou poloosu a mění tak dráhu asteroidu, zatímco YORP efekt ovlivňuje rychlost rotace a směr rotační osy.

2.2.1 Detkce YORP efektu

Při použití radarových nebo fotometrických pozorováních lze určit siderickou rotační periodu[2] a orientaci rotační osy asteroidu (úvod k metodě inverze světelných křivek například v článku [29], [14] nebo [15]). Toto řešení v principu stačí na detekci změn způsobených YORPem. Protože je však tato síla velmi malá je potřeba na přimou detekci YORPu odpovídající doba. Jelikož je

[2]Siderická rotační perioda je doba potřebná k otočení se kolem své osy vzhledem k vzdáleným hvězdám.

YORP efekt pro $d\omega/dt$ velmi závislý na průměru D (více než u Jarkovského síly) a na intenzitě záření, která klesá jako $1/r^2$, kde r je vzdálenost od zdroje, je jeho detekce prozatím omezena pouze na malé blízkozemní asteroidy.

YORP efekt lze detekovat dvěma způsoby (případně jejich kombinací):

- optickou fotometrií,
- radarovým měřením.

Obě metody poskytují informaci o okamžité orientaci osy vzhledem k pozorovateli a ke Slunci. Z těchto naměřených hodnot lze po příslušných geometrických transformacích získat informaci o rotační fázi φ v inerciální vztažné soustavě - tj. siderickou rotační periodu. Pokud těleso rotuje kolem hlavní osy tenzoru setrvačnosti s frekvencí ω, φ bude lineární funkce času

$$\varphi = \omega t + C, \tag{2.9}$$

kde C je určená volbou počátkem měření času. YORP efekt přispívá k $d\omega/dt$ nenulovou hodnotou (zprůměrovanou přes jeden oběh kolem Slunce). Tyto změny jsou velmi malé, proto přímá detekce změny siderické rotační periody je obtížná. Na druhou stranu rotační fáze je kvadratická v čase

$$\varphi = \int \omega(t)dt = \int (\omega_0 + \dot{\omega}_0 t)\, dt = \omega_0 \Delta T + \frac{1}{2}\dot{\omega}_0 (\Delta T)^2 + C, \tag{2.10}$$

kde ΔT je časový úsek mezi počátkem a koncem měření s C je integrační konstanta určená počátečními podmínkami.

První objekt, u kterého bylo detekováno urychlování rotace díky YORPu, byl malý koorbitální asteroid 2000 PH5 dnes nazývaný (54509) YORP. Dodnes je to také největší detekovaná hodnota $(d\omega/dt)$ - tabulka 2.2. Od roku 2001 do 2005 byl růst fáze způsobený YORPem přibližně 225°. Větší asteroidy mají $(d\omega/dt)$ mnohem menší, takže doba mezi prvním a posledním měřením (ΔT) bude také mnohem delší. Například pro planetku (1620) Geographos s $(d\omega/dt) \cong 1.2 \times 10^{-8}$ rad/d^2 a časovou základnou $\Delta T = 39$ let mezi prvním pozorováním v roce 1969 a posledním 2008 byl posun fáze pouze $\Delta\varphi \approx 70°$. Pro zajímavost přesnost měření u asteroidu 54509 YORP byla taková, že bylo možné detekovat změnu rotační periody o 1.25 ms/rok a 2.7 ms/rok pro Geographos!

V tabulce 2.2 je souhrn informací o asteroidech, u kterých byl již YORP detekován. Zajímavé je, že u všech asteroidů bylo změřeno urychlování rotace, ačkoli teorie předpovídá jak urychlování, tak zpomalování rotace. Je však možné, že to je způsobeno pouze malým vzorkem detekovaných asteroidů. Pokud by se v budoucnu při další detekci YORPu ukázalo, že stále převládá urychlování rotace, bylo by třeba přepracovat teorii tohoto jevu.

Objekt	$\dot{\omega}$ [$\times 10^{-8}$ rad/d^{-2}]	Průměr [km]	Rotační perioda [h]	Velká poloosa [AU]
YORP	350 ± 35	0.1	0.203	1.00
Apollo	5.5 ± 1.2	1.5	3.065	1.47
Geographos	1.2 ± 0.2	2.5	5.223	1.24
Eger	0.9 ± 0.6	1.5	5.710	1.40
Toro	≈ 0.5	3	10.198	1.36
Cerberus	< 0.8	1	6.803	1.08
Itokawa	< 15	0.5	12.132	1.32

Tabulka 2.2: Detekce YORP efektu

2.3 Další aplikace YORP jevu v planetárním výzkumu

2.3.1 Spin-orbitální rezonance

Při zobecnění Cassiniho druhého a třetího zákona[3] G. Colombo v roce 1966 navrhl matematický model, kterým popsal vývoj rotační osy tělesa kolem hlavní osy tenzoru setrvačnosti. Colombo použil ve svém modelu dva hlavní principy:

1. gravitační moment síly způsobený hmotným centrem - např. Slunce,
2. regulární precesi roviny oběžné dráhy způsobenou vnějšími poruchami - např. planety.

Spin-orbitální rezonance mezi precesní frekvencí osy a frekvencí s kterou rotuje oběžná dráha v inerciální soustavě (se stabilním bodem nazývaná Cassiniho stav 2) může vzniknout díky regulární precesi rotační osy. Taková rezonance může nastat pouze pro určitý rozsah sklonu rotační osy a rotačních period. Je tedy jen malá pravděpodobnost, že by rotační stav nějakého asteroidu byl zrovna v Cassiniho stavu 2 s frekvencí precese oběžné dráhy. Bylo proto velkým překvapením zjištění, že pět prográdně rotujících členů rodiny Koronis mají podobné rotační vektory (rotační osy téměř rovnoběžné a podobné rotační periody). Navíc byly při tom objeveny retrográdně rotující asteroidy s neobvykle velkým sklonem rotační osy $\theta \geq 154°$ a také planetky s krátkými a dlouhými rotačními periodami. Tuto záhadu se podařilo vysvětlit díky dlouhodobému působení YORPu.

2.3.2 Rozdělení rotačních frekvencí pro malé asteroidy

Jak bylo řečeno v kapitole 1.3, rozdělení rotačních frekvencí pro velké asteroidy (převážně z hlavního pásu) dobře popisuje Maxwellovo rozdělení (1.9) s průměrnou periodou ≈(8 - 12) hodin[4]. Avšak pro menší asteroidy než ≈20 km jsou už výrazné odchylky pozorovaného rozdělení od Maxwellova - je nadbytek velmi rychle a velmi pomalu rotujících asteroidů. V současné době je k dispozici velký vzorek dat o rotačních periodách pro malé asteroidy i z hlavního pásu. Po vyřazení možných binárních systémů mají kilometrové planetky zhruba stejné rozdělení rotačních frekvencí jako velké asteroidy. Pouze velmi pomalu rotujících asteroidů (jedno otočení za den, nebo více) je výrazně více.

Tyto výsledky mohou být dobře vysvětleny pomocí modelu zahrnující YORP. V tom případě jsou pak asteroidy rozrotovávány YORPem k extrémním (vysokým nebo nízkým) hodnotám za čas typický pro YORP. Asteroidy roztáčené až ke kritické hodnotě postupně odhazují jednotlivé kusy skal, ze kterých jsou složeny, a které tak fungují jako brzda pro rychlejší rotaci. Naopak asteroidy, u kterých YORP zpomaluje rychlost otáčení, se dostanou do stavu pouhého převalování. Z tohoto stavu se však mohou dostat změnou směru rotační osy nebo nějakou nedestruktivní srážkou. Po několika takových cyklech se tak rotační frekvence asteroidů dostanou dostanou do ustáleného rozdělení (kromě toho pak nelze zpětně určit počáteční podmínky).

[3] Cassiniho zákony popisují rotační pohyb Měsíce:

1. Spin-orbitální rezonance Měsíce je 1:1. To znamená, že rotační doba Měsíce okolo vlastní osy je stejná jako oběžná doba okolo Země.
2. Rotační osa Měsíce svírá stále stejný úhel s rovinou ekliptiky. Rotační osa vytváří kužel, který v této rovině vytíná kružnici
3. Rovina kolmá na ekliptiku a na oběžnou dráhu Měsíce obsahuje jeho rotační osu.

[4] Díky metodě běžícího okna se průměrná frekvence / perioda neurčuje z celého vzorku, ale pouze ze sousedních 50 asteroidů.

2.3.3 Struktura rodin asteroidů

Struktura rodin asteroidů se mění hlavně díky dlouhodobým změnám velkých poloos způsobených Jarkovského jevem. Velikost tohoto jevu závisí na sklonu rotační osy, kterou ale mění YORP efekt. Numerické simmulace ukázaly, že ve většině případů YORP efekt nakláněl rotační osy asymptoticky k hodnotám 0° nebo 180°. To jsou přesně hodnoty, pro které má Jarkovského denní efekt maximální účinek - vztah (1.2). Pak tato tepelná síla urychluje jednotlivé členy rodiny s průměrem do několika kilometrů. Výsledkem je, že malé asteroidy mohou dlouhodobě zvětšovat svou hlavní poloosu. Toto bylo pozorováno u několika rodin a tento jev může sloužit k určení jejich stáří.

2.3.4 Binární a párové asteroidy

Binární a vícenásobné systémy asteroidů jsou významné, protože studium jejich vzájemných pohybů může poskytnout mnohem komplexnější informaci, než pozorování jednotlivých asteroidů. Proto se těmto systémům v poslední době věnuje zvýšená pozornost.

Původ binárních a vícenásobných systémů může být v mnoha směrech spojen právě s YORPem. Kromě toho existuje několik procesů, které by mohly vést ke vzniku binárních nebo vícenásobných asteroidů, jako například srážky asteroidů nebo slapové rotržení při blízkém přiblížení k planetě. Z provedených měření se však zjistilo:

1. Větší primární složka bináru téměř vždy rotuje velmi rychle - rotační perioda od 2 do 4 h.

2. Celkový moment hybnosti systému je velmi blízko k momentu hybnosti původního tělasa, který by vedl ke kritické rotaci a rozpadu.

Obě zmíněné podmínky platí pro většinu blízkozemních systémů a systémů z hlavního pásu. Vysvětlení těchto pozorování je založeno na rotačním štěpení YORPem. YORP efekt dlouhodobě roztáčí asteroid. Ten je složený z menších $\approx$ 100 metrových kamenů. Nakonec YORP roztočí asteroid až ke kritické hododnotě kdy odstředivá síla je větší než gravitační, a asteroid se rozštěpí. Pro kilometrový asteroid ve vnitřní části hlavního pásu je potřeba na rotační rozštěpení $\approx$ 20 - 50 miliónů let. To je kratší doba, než průměrná frekvence srážek asteroidů. Detaily mechaniky štěpení nejsou v současné době známy.

Binární systémy mají blízko k párovým asteroidům, což jsou asteroidy obíhajících na velmi podobných drahách. Vzájemný vztah mezi rychlostí rotace primárního asteroidu a celkovou hmotností obou složek, naznačuje, že parové asteroidy vznikají také díky rotačnímu štěpení původního tělesa. Detaily tohoto štěpení, jako sklon původního tělesa vůči ekliptice a relativní hmotnost materiálu odtrženého od primáru, by mohly pomoci vysvětlit důvod, proč jednou vzniká binární systém a podruhé zas volné párové asteroidy.

3. Rozbor dalších kandidátů na detekci YORP jevu

3.1 Metoda výběru

Ideální kandidát na detekci YORPu by měl být co nejmenší (řádově metry, maximálně desítky metrů) a měl by se pohybovat v těsné blízkosti Země - nejlépe tak aby každý rok proběho blízké přiblížení s vhodnými podmínkami pro pozorování. Ve skutečnosti však bohužel nemáme k dispozici desetimetrový dalekohled na Mauna Kea, s kterým bychom mohli takto malé objekty pozorovat. Pro pozorování používáme například ondřejovský 65-ti centimetr. S takovým přístrojem je možné pozorovat objekty do přibližně 18. magnitudy (vizuální) s přesností několik setin magnitudy. To odpovídá přibližně kilometrovým tělesům při běžném blízkém přiblížení na desetinu astronomické jednotky. Řádově desítky centimetrů velkými dalekohledy pak disponují i astronomové-amatéři, kteří se také mohou podílet na měření.

Při hledání nových kandidátů nás tedy bude v první řadě zajímat rozměr asteroidu. Na jednu stranu požadujeme, aby byl asteroid co nejmenší, protože platí

$$\frac{d\omega}{dt} = \dot{\omega} \approx \frac{1}{D^2}, \tag{3.1}$$

kde D je průměr asteroidu a ω úhlová frekvence. Vybírám tedy objekty s průměrem

$$D \leq 2 - 3 \text{ km}.$$

Na druhou stranu, s ohledem na používané dalekohledy, jsem jako vhodné objekty pro pozorování vybíral takové, které jsou jasnější než 18. magnituda. Takže spodní hranice průměru případných kandidátů bude 0.5 - 1 km. Horní hranice je jen orientační, jak bude vidět v další podmínce.

Zcela obecně pro výpočet fáze platí

$$\varphi = \int \omega dt. \tag{3.2}$$

Pokud ω není konstantní v čase, ale mění se díky YORP efektu, mohu ho aproximovat

$$\omega \approx \omega_0 + \dot{\omega}_0 t.$$

Aproximace spočívá v zanedbání periodických změn $\dot{\omega}$ souvisejících s oběhem kolem Slunce po eliptických drahách. Pak pro výpočet změny fáze způsobené YORPem bude platit

$$\delta\varphi_{yorp} = \dot{\omega}_0 \int t dt = \frac{1}{2}\dot{\omega}_0 \Delta T^2, \tag{3.3}$$

kde ΔT je doba mezi prvním a posledním pozorováním. Požaduji tedy, aby toto ΔT bylo co nejdelší. Z toho pak také plyne neostrost hranice rozměrů asteroidu. U velkých objektů, které byly právě díky své velikosti pozorovány dříve v minulosti ($\Delta T = 50$ let), mohu detekovat mnohem menší $\dot{\omega}$, než u menších asteroidů ale objevených v nedávnu.

Velikost $\dot{\omega}$ závisí na intenzitě záření, které dopadá na povrch asteroidu. Ta je úměrná $1/r^2$, kde r je střední vzdálenost od Slunce, bude platit:

$$\dot{\omega} \approx \frac{1}{r^2}. \tag{3.4}$$

Vybírám tedy kandidáty s co nejmenší velkou poloosou a.

Dalším kritériem při výběru nových asteroidů jsou častá blízká přiblížení, respektive takové podmínky, které umožnují pozorování. Pokud bychom například měli $\Delta T = 50$ let s pouhými dvěma pozorováními, tak při délce periody

$$P_0 = (3.000 \pm 0.001)\ \mathrm{h}$$

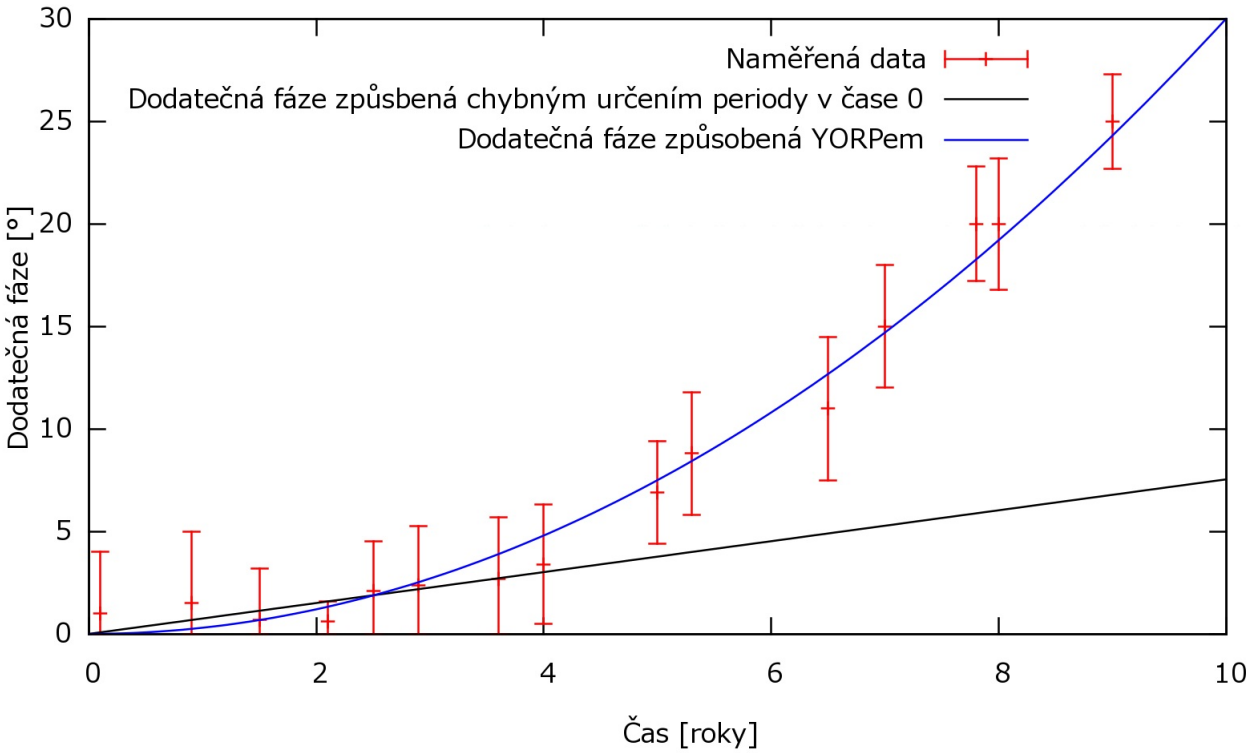
bude dle

$$\delta\varphi = 360^\circ\ \frac{\Delta T}{P_0}\frac{\delta P_0}{P_0} \tag{3.5}$$

chyba určení fáze

$$\delta\varphi = 360^\circ\ \frac{50 \cdot 365 \cdot 24}{3}\frac{0.0001}{3} = 17\,520^\circ,$$

což odpovídá nejistotě víc jak 48 cyklů! Proto pro dvě sousední měření požaduji, aby chyba určení fáze byla co nejmenší - určitě pod 100°, ale raději ještě méně. Taková měření pak mohu propojit, takto propojená měření pak mohu snáze propojit s dalším a tak dále. Pokud tedy dokážu první a poslední měření tímto způsobem spojit, budu schopen detekovat případný posun fáze způsobený YORPem.



Obrázek 3.1: Zde je vidět, jak při krátkém časovém úseku ΔT není možné rozlišit posun fáze způsobený YORP efektem od chyb měření. Malá změna fáze způsobená YORPem je v takto krátkém časovém období vysvětlena jako chybné určení rotační periody a fáze při prvním měření v bodě 0. Charater kvadratické závislosti - tj. $1/2\ \dot{\omega}_0 \Delta T^2$ se projeví až na delších časových intervalech, kde je dodatečná fáze větší než chyby měření.

Na obrázku 3.1 je ale vidět příklad, kdy nejistota v určení rotační periody v čase 0, respektive fáze, znemožňuje v krátkém období detekovat YORP. Jde vlastně aplikaci vztahu (3.5),

kde se projeví původní chybné určení a skutečný posun fáze interpretujeme pouze jako chybu původního měření. V tomto případě jsou "naměřené" hodnoty v prvních 4 letech natolik zatíženy chybou měření, že kvadratický trend je naprosto schovaný v šumu chyb. Je tedy nemožné detekovat YORP na takto krátkých časových úsecích. Až pozorování v letech 5 - 9 ukáže skutečnou kvadratickou podstatu a tedy i YORP. Tento příklad také ilustruje potřebu diskutovanou v předchozím odstavci - tj. mít co nejdelší časový úsek vyplněný co možná největším počtem pozorování.

Jak je vidět, klademe na kandidáty protichůdné podmínky - požadujeme, aby byl dost malý pro YORP, a zároveň dost velký pro dalekohled. Dále chceme dostatečně dlouhý časový interval rozdělený na co nejvíce krátkých období. Vhodný kandidát by tedy měl být kompromisem mezi všemi požadavky. Nejprve z databáze fotometrických měření [11] eliminuji již "na první pohled" nevyhovující objekty - extrémně velké, příliš malé, nebo asteroidy ne-blízkozemního typu. Na objekt, který přibližně vyhovuje výše zmíněným podmínkám, se pak podívám podrobněji. Nejprve zjistím zda nastanou nějaká blízká přiblížení u Země v nejbližších letech (většinou do 2015, 2016). Nejdůležitější jsou však vypočtené efemeridy (např. v [18]), pomocí kterých rozhodnu, zda je daný objekt vůbec pozorovatelný (jestli například není na denní obloze) a případně z jakého místa na Zemi by bylo možné ho pozorovat. Nakonec se podívám na kvality světelných křivek v publikacích, které jsou citovány v [11] nebo [8], abych zjistil, zda jsou tato data použitelná.

3.2 Jednotliví kandidáti

V následujících podkapitolách jsou popsány perspektivní planetky, u kterých by mohl být do roku 2015 detkován YORP efekt.

Každý kandidát má úvodní odstavec věnovaný objevení, dosavadní fotometrii, charakteristikám dráhy a podobně. Dále pro každý asteroid odhaduji $\dot{\omega}$ podle vztahů 3.1 a 3.4. Například pro Amun, pro který jsem určil $\dot{\omega}$ podle asteroidu Apollo, jsem postupoval takto:

$$\dot{\omega}_{\mathrm{Amun}} = 5.5 \cdot \frac{1.47^2}{0.97^2}\frac{1.5^2}{2.1^2} \doteq 6.4 \cdot 10^{-8}\ \mathrm{rad/d^2},$$

tedy dle předpisu

$$\dot{\omega} = \dot{\omega}_{\mathrm{ref}} \cdot \frac{r_{\mathrm{ref}}^2}{r^2}\frac{D_{\mathrm{ref}}^2}{D^2}, \tag{3.6}$$

kde index ref označuje hodnotu pro danou referenční planetku, r velkou poloosu a D průměr asteroidu.

Jde o velmi hrubý odhad - za prvé při výpočtu neuvažuji excentricitu dráhy ale velkou poloosu. To pro přibližné úvahy vůbec nevadí, protože takto odhadnutá $\dot{\omega}$ by byla díky nekruhovosti dráhy ještě větší. Dále také ve vztahu (3.6) není zahrnutý tvar planetky, který má na velikosti YORPu klíčovou roli. Navíc také určení $\dot{\omega}$ pro referenční planetky je zatíženo chybou, což odhad činí ještě nepřesnější.

U každého kandidáta je tabulka s efemeridou do roku 2015 pro takové dny, kdy asteroid splňuje následující podmínky:

- úhlová vzdálenost od Slunce je větší než 90°,
- jasnější než 18 mag,
- vzdálenost od galaktického rovníku je větší než 10°.

3.2.1 3554 Amun

Jde o asteroid spektrálního typu M patřící do skupiny Aten. Jeho rozměr se odhaduje na 2.1 - 2.5 km, což ho činí jedním z nejmenších asteroidů typu M. Poprvé byl pozorován v březnu 1986 manžely Shoemakerovými. První fotometrické měření pak bylo provedeno o rok později v březnu 1987 - [30]. Světelná křivka je složena ze tří pozorovacích nocí. Další měření poté byla provedena až v únoru 2009 a v březnu 2010 F. Manzinim - [1] a také v dubnu 2010 J. Kruglym. S rotační periodou 2.53 hodiny je Amun kandidátem na urychlování rotace YORP efektem.

Velikost $\dot{\omega}$ je odhadnuta podle asteroidu Apollo v tabulce 2.2.

Velká poloosa [AU]	0.97	Excentricita	0.28
Perihélium [AU]	0.70	Sklon dráhy [°]	23.36
Afélium [AU]	1.24	Absolutní magnituda [mag]	15.5
Typ dráhy	Aten	Spektrální typ	M
Albedo	0.17		
Průměr [km]	2.1	Rotační perida [h]	2.530
Kvalita	2!		
Rotační vektor	—	Radarové pozorování	—
$\dot{\omega}$ [$\times 10^{-8}$ rad/d^2]	6	ΔT [roky]	26
$\delta\varphi_{yorp}$ [°]	155		

Tabulka 3.1: 3554 Amun

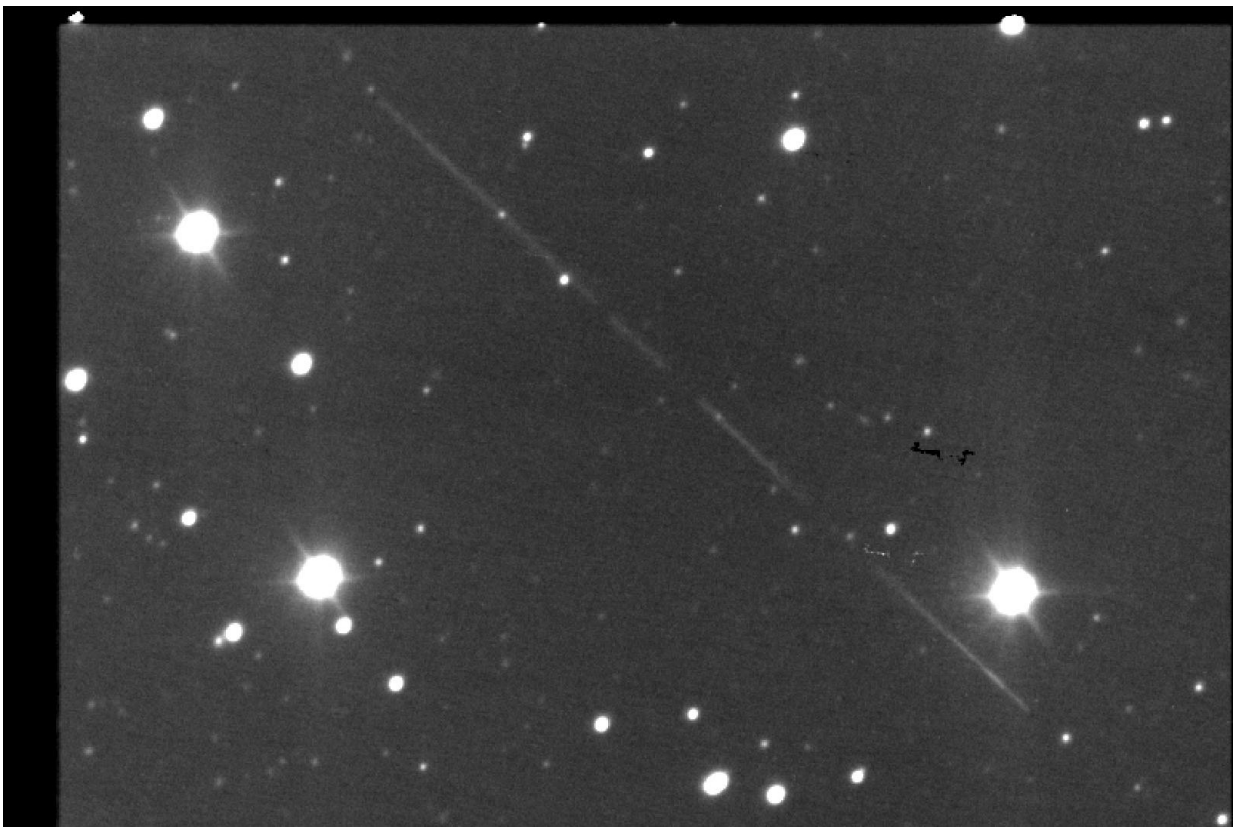
Světelné křivky složené z dat, která naměřil a poskytnul F. Manzini, jsou na obrázcích C.1, C.2 a C.3. Při zpracování naměřených hodnot se porovnává jasnost asteroidu se 4 referenčními hvězdami. Střední hodnotou těchto rozdílů jsou pak určeny jednotlivé body světelné křivky. Obrázek 3.2 je složený ze 3 pozorovacích nocí z března 2010.

Další vhodné pozorovací podmínky nastaly v lednu 2011 a trvaly až do května 2011. Během tohoto blízkého přiblížení se Amun dostal do vzdálenosti 0.25 AU od Země. Kromě závěru ho bylo možné pozorovat ze severní polokoule - deklinace +22° až -17°. Výhodou také bylo, že Amun byl jasnější než 16.6 mag, a 17. - 19. března se dokonce jasnost pohybovala kolem 13.3 magnitudy!

V roce 2012 budě opět Amun pozorovatelný od ledna do května. Z počátku bude dobře vidět i na severní obloze ($\delta = +7°$), ale postupně bude klesat níže k obzoru, až nakonec v druhé polovině května bude δ = -39°, kdy vstoupí do galaktické roviny.

Možnosti pozorování jsou uvedeny v tabulce 3.2. Většina příležitostí pro pozorování v roce 2011 byla využita. V letech 2013 a 2014 je pokaždé půlměsíční pauza, kdy je Amun v galaktické rovině. Je ale možné, že při vhodných podmínkách bude i přesto pozorovatelný. Zde by se mohl využít dánský 1.54 metrový dalekohled na La Silla, na kterém bude mít Astronomický ústav Akademie věd k dispozici 25 % pozorovacího času. Při zkušebním provozu v roce 2009 skupina vedená P. Pravcem při fotometrii planetek 20. magnitudy dosahovala přesnosti 0.03 mag.

Pro Ondřejovský dalekohled pak až do roku 2033 pak nebude Amun pozorovatelný. Při přesném měření v těchto čtyřech letech by se mohlo podařit spojit měření z roku 1987 a detekovat posun fáze přibližne 155°. Na propojení měření z jednotlivých pozorovaní v letech 2009 až 2014 bude potřeba dle (3.5) změřit periodu s přesností $\delta P \approx 10^{-4}$ h - pro navázání z jednoho roku na druhý. To při složení dat z několika pozorovacích nocí by neměl být problém. Při této nejistotě by byla chyba určení fáze $\approx 40°$. Ostatní data z tohoto období pak navážeme snadno ve chvíli, kdy se podaří spojit spolu dva roky. Abychom pak byli schopni navázat na měření z roku 1987, byla by potřeba už určitě $\delta P < 10^{-5}$ h, nejlépe $\delta P \approx 10^{-6}$ h. Ve spolupráci s F. Manzinim a využitím jeho dat z let 2009 a 2010 společně s budoucími měřeními by se nám to mohlo podařit. Při přesnosti 10^{-5} h by nejistota určení fáze byla 107°.



Obrázek 3.2: Hvězdné pole při pozorování Amunu v březnu 2010 F. Manzinim.

Pokud by se nám to však nepodařilo, byl by posun fáze při mém odhadu $\dot{\omega}$ pouze 6°. Zbytečné meření by to však určitě nebylo, protože do roku 2033 by už posun fáze měl být 132°.

Rok	Datum	Jasnost [mag]	δ [°]	α [h min]	Elongace [°]	Galaktická šířka [°]
2011	13.1.	16.6	+22	14 14	90.2	70.5
	23.1.	16.4	+20	14 18	97.4	69.1
	2.2.	16.0	+19	14 17	105.9	68.8
	12.2.	15.6	+17	14 7	116.5	70.0
	22.2.	15.0	+15	13 45	130.0	72.9
	4.3.	14.3	+12	13 7	107.8	68.9
	14.3.	13.5	+7	12 11	169.7	68.5
	24.3.	13.7	+1	11 9	-163.9	54.9
	3.4.	14.5	-3	10 18	-142.5	41.9
	13.4.	15.2	-7	9 45	-125.6	33.0
	23.4.	15.7	-11	9 27	-112.8	27.6
	3.5.	16.2	-13	9 20	-102.9	24.6
	13.5.	16.5	-15	9 19	-94.8	23.0
	20.5.	16.6	-17	9 21	-90.0	22.4
2012	19.1.	17.0	+7	14 15	89.8	62.1
	29.1.	16.8	+4	14 25	96.1	58.1
	8.2.	16.5	+0	14 31	103.4	54.4
	18.2.	16.1	-3	14 32	111.8	50.9
	28.2.	15.6	-8	14 26	122.0	47.4
	9.3.	15.0	-15	14 8	133.9	43.3
	19.3.	14.4	-24	13 32	146.3	37.7
	29.3.	14.1	-33	12 33	150.7	29.8
	8.4.	14.3	-38	11 18	-140.1	20.9
	18.4.	14.9	-39	10 12	-124.8	13.6
	25.4.	15.2	-39	9 39	-115.2	10.0
2013	29.1.	17.2	-6	14 39	90.1	47.4
	8.2.	17.0	-11	14 53	95.6	41.7
	18.2.	16.7	-16	15 5	101.4	35.7
	28.2.	16.3	-23	15 15	107.4	29.1
	10.3.	15.9	-31	15 21	113.5	21.7
	20.3.	15.5	-41	15 21	118.6	13.3
	24.3.	15.4	-46	15 19	120.0	9.6
	13.4.	15.1	-72	13 46	116.7	-10.0
	22.4.	15.2	-79	10 34	109.5	-17.1
	2.5.	15.5	-72	7 33	100.0	-22.6
	12.5.	15.8	-64	6 35	90.6	-25.9
2014	14.2.	17.3	-22	15 30	90.0	27.5
	24.2.	17.0	-28	15 51	93.8	19.7
	7.3.	16.7	-36	16 18	97.4	10.2
	27.3.	16.2	-53	17 29	100.2	-10.4
	6.4.	16.1	-62	18 35	98.7	-22.1
	16.4.	16.0	-69	20 33	94.8	-34.1
	25.4.	16.1	-70	23 0	89.7	-44.1

Tabulka 3.2: 3554 Amun - Pozorování do roku 2015

Vlastní pozorování

Lokalita	Astronomický ústav AV ČR, Ondřejov
Zemepisná šířka	49° 54' 53.3"
Zeměpisná délka	14° 14' 46.7"
Nadmořská výška	528 m

Tabulka 3.3: Poloha 65-ti centimetrového dalekohledu v Ondřejově

Pomocí ondřejovského 65-ti centimetrového dalekohledu jsem pozoroval Amun (mimo jiné) ve dnech 1., 8., 22. a 27.3. 2011 za dozoru a pomoci slečny B. Mikulecké a pánů K. Hornocha, P. Kušniráka a P. Zascheho. Jelikož v datech F. Manziniho (2009) a J. Kruglyho (2010) se objevily výrazné poklesy jasnosti, bylo podezření, že Amun je binární asteroid. Celá skupina pozorovatelů kolem P. Pravce tedy začala pozorovat Amun. Naštěstí pro nás se už žádné další výrazné poklesy jasnosti nepozorovaly, a Amun tedy s velkou pravděpodobností není binární asteroid. V noci z 9. na 10. duben se Amun z Ondřejova pozoroval tento rok naposledy. Další pozorování se plánují z jižněji položených observatoří.

Data získaná při tomto přiblížení zřejmě nebudou stačit na detekci YORP efektu, ale měla by být dostatečná na určení rotačního vektoru a přibližného tvaru. Ten se určuje pomocí metody inverze světelné křivky - [14].

Při fitování naměřených dat předpokládáme, že asteroid rotuje kolem hlavní osy tenzoru setrvačnosti $\hat{I}$. Dle vztahu (1.8) je čas potřebný k útlumu rotace a k přechodu do stavu s nejnižší energií

$$\tau = \frac{2.530^3}{17^3\, 2.1^2} = 7.4 \cdot 10^5 \text{ let}, \tag{3.7}$$

což je velmi málo ve srovnámí s časem obvyklým pro srážky, které jsou schopné rotaci opět vybudit. Můžeme tedy předpokládat, že Amun rotuje kolem hlavní osy svého tenzoru setrvačnosti a naměřené hodnoty proložit křivkou ve tvaru:

$$f(x) = A_0 + \sum_{n=1}^{20} \left[A_n \sin\left(\frac{2\pi n}{P} x\right) + B_n \cos\left(\frac{2\pi n}{P} x\right) \right], \tag{3.8}$$

což je prvních 20 členů Fourierovy řady. Tuto funkci pak můžeme například fitovat programem Gnuplot, kde jsem zadefinoval $f(x)$ právě jako prvních 20 členů řady (3.8). Jako výsledek tedy dostaneme periodu P a členy $A_0 - A_n$ a $B_1 - B_n$, tedy Fourierovy koeficienty.

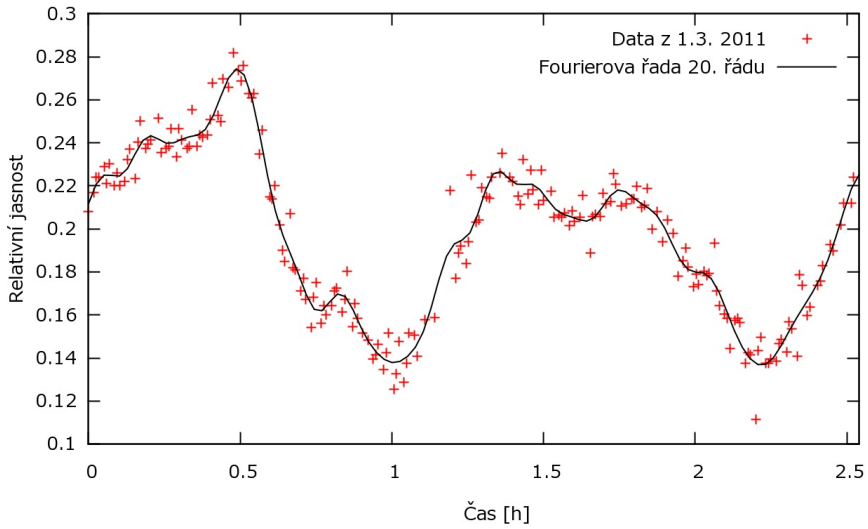
V noci z 1./2. března jsem pozoroval téměř 7 hodin. Výsledná světelná křivka z noci 1./2.3. je na obrázku 3.3.

Další zajímavé pozorování bylo v noci z 22./23. března - obrázek 3.4 je vyhledávací mapka, kterou jsem při pozorování používal.

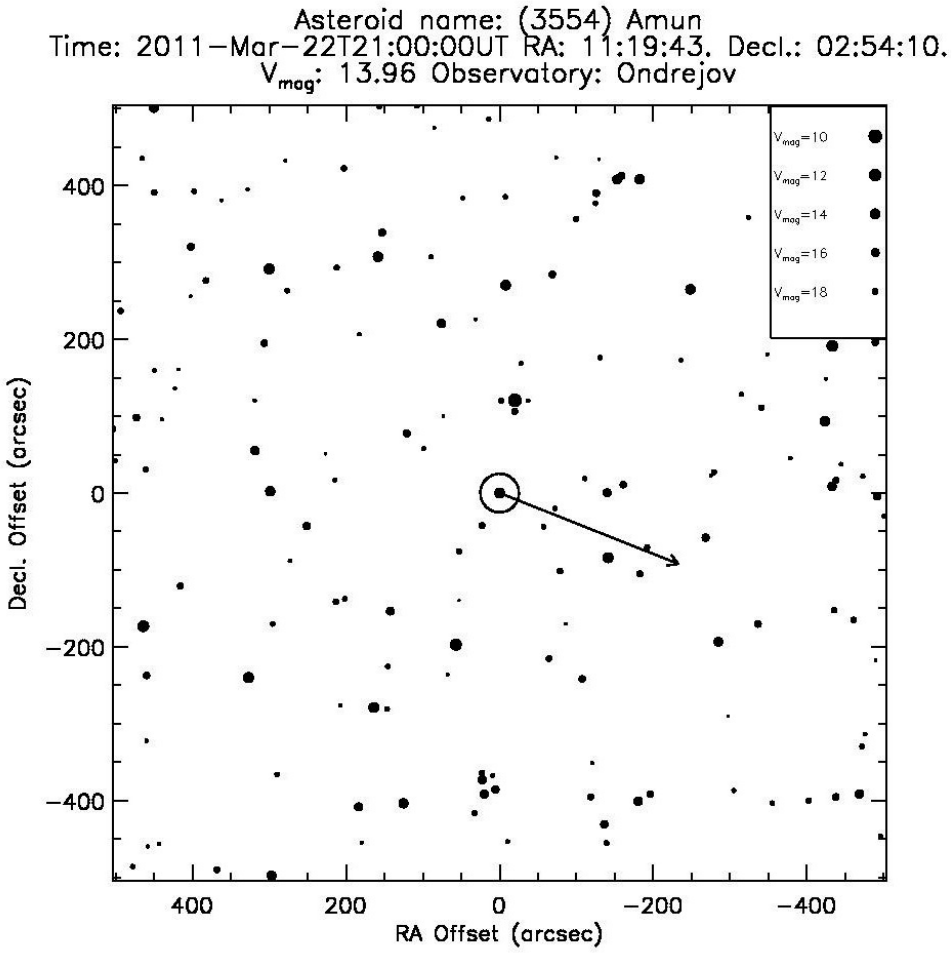
Při této noci se střídavě pozoroval Amun a 20 Massalia s 3-sekundovými expozecemi. Na obrázku 3.5 je krásně vidět, kdy se místo Amunu snímkovala Massalia. Kromě toho Amun ze začátku noci přecházel přes (1) - galaxii NGC 3630 (New General Catalogue). Těchto pár snímků se bohužel musí z měření vyřadit. Další zajímavé objekty, které se v tomto poli nacházejí jsou číslo (2) PGC 213813 a číslo (3) PGC 34653.

V příloze C jsou zpracovaná data, která mi poskytl F. Manzini, J. Krugly, W. Cooney, R. Miles, K. Hornoch a P. Kušnirák společně s daty, která jsem v Ondřejově napozoroval. Na obrázcích C.1 až C.19 je vidět jak se světelná křivka mění s časem, jak se mění fázový úhel. Zpracováním všech získaných dat z roku 2011 se zpřesnilo určení rotační periody na

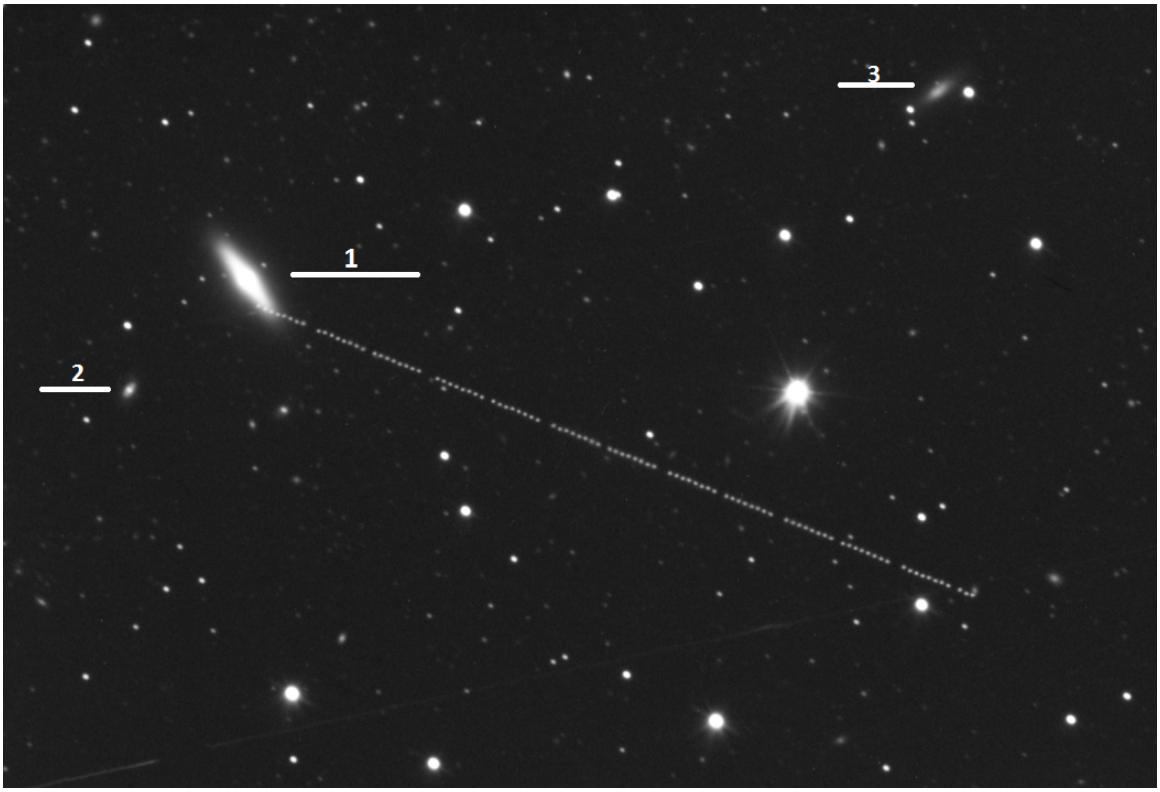
$$P = (2.53041 \pm 0.00002) \text{ h}. \tag{3.9}$$



Obrázek 3.3: Světelná křivka složená z dat, která jsem naměřil 1. března 2011 společně s Kamilem Hornochem v Ondřejově. Nulová hodnota je vztažena k JD = 2455622.38407. Délka periody, kterou jsem určil z fitu tímto měřením, je P = 2.534 h.



Obrázek 3.4: Vyhledávací mapka Amunu, kterou jsem použil v noci z 22. na 23.3. 2011. Ve středu kruhu je poloha Amunu v 21:00 UT, délka a směr šipky pak ukazují pohyb vůči hvězdám za jednu hodinu. Trojici hvězd nalevo od Amunu (přibližně v 50"okolí nulového bodu na svislé ose) lze snadno nalézt na následujícím obrázku 3.5, kde jsou vidět přibližně v polovině pozorování nalevo od Amunu.



Obrázek 3.5: Hvězdné pole, kterým procházel Amun v noci 22./23.3. 2011. Jeden snímek se exponoval vždy 90 sekund. Velké mezery mezi "tečkami" jsou způsobené rychlým pohybem Amunu po obloze - $\dot{\alpha}$ = - 3.7"/min, $\dot{\delta}$= -1.5"/min. V pravidelných intervalech byla také snímkovaná 20 Massalia a každou druhou mezeru byl dalekohled znovu přeostřen. Obrázek je složen se všech snímků daného pozorování. Mimo Amunu je tu také vidět také u čísla 1 galaxie NGC 3630 a také PGC 213813 a PGC 34653 u čísel 2 a 3.

3.2.2 2000WN10

Jde o relativně nedávno objevený asteroid - 20. listopadu 2000 v Lincolnových laboratořích v Novém Mexiku. Patří do skupiny Apollo. Svojí dráhou se velmi velmi asteroidu 54509 YORP, takže stejně jako u něj, blízká přibížení nastávají každý rok, je však několikanásobně větší - třikrát až šetkrát. Fotometrické pozorování dosud provedl pouze Jurij Krugly při blízkých přiblíženích v listopadu 2008, 2009 a 2010. Z naměřené světelné křivky pak určil rotační periodu P = 4.44 h. Rozsah možných velikostí je odvozen z absolutní magnitudy, z předpokládaného albeda pro C a S typ - 0.04 a 0.20 a ze znalosti vztahu (1.5).

Velikost $\dot{\omega}$ je odhadnuta podle asteroidu Apollo v tabulce 2.2. Při tomto odhadu uvažuji průměr 0.64 km. Pokud by se ukázalo, že 2000WN10 je ve skutečnosti menší, byl YORP efekt mnohem větší.

Velká poloosa [AU]	1.00	Excentricita	0.29
Perihélium [AU]	0.70	Sklon dráhy [°]	21.48
Afélium [AU]	1.30	Absolutní magnituda [mag]	20.0
Typ dráhy	Apollo	Spektrální typ	—
Albedo	—		
Průměr [km]	0.28 - 0.64	Rotační perida [h]	4.44
Kvalita	—		
Rotační vektor	—	Radarové pozorování	—
$\dot{\omega}$ [$\times 10^{-8}$ rad/d^2]	65	ΔT [roky]	4
$\delta\varphi_{yorp}$ [°]	42		

Tabulka 3.4: 2000WN10

Vzhledem k velmi malým rozměrům tohoto tělesa (je dokonce menší, než spodní hranice, kterou diskutuji v kapitole o výběru nových kandidátů) bude fotometrické meření možné jen během krátké doby při blízkém průletu kolem Země. Tato přiblížení budou nastávat každoročně v listopadu až do roku 2027. 2000WN10 se při těchto přiblížení dostane do vzdálenosti 0.132 AU roku 2011 až do 0.125 AU 2015. Vhodné pozorovací podmínky nebudou dlouhé ani jeden měsíc, proto bude dobré vše dopředu naplánovat a zajistit pozorovací čas. Například pro 65-ti centimetrový dalekohled v Ondřejově to budou pozorovací podmínky na hraně. Pro takto slabé objekty pak bude poměr signál ku šumu mnohem nižší. Abychom byli schopni napojit měření ze dvou po sobě jdoucích let, bude potřeba velmi přesně určit rotační periodu. Pro periodu 4.44 hodiny bude potřeba přesnost minimálně 10^{-3} h. Pak by chyba určení fáze byla podle vztahu (3.5) přibližně 160°. Pokud by se tedy na tento asteroid zaměřilo více pozorovatelů, aby se složením světelných křivek určila rotační perioda přesněji - 10^{-4} h, nejistota fáze by byla pouhých 16°.

Při odhadované velikosti $\dot{\omega}$ a při navázání všech měření by bylo možne detekovat YORP již v roce 2015 nebo 2016. Pokud by se ukázalo, že asteroid je ve skutečnosti menší, mohl by být YORP detekován možná už v roce 2014.

Rok	Datum	Jasnost [mag]	δ [°]	α [h min]	Elongace [°]	Galaktická šířka [°]
2011	6.11.	17.9	-24	5 42	120.9	-25.4
	15.11.	17.0	-4	4 15	153.3	-36.4
	24.11.	17.2	+13	3 5	-165.7	-38.0
	30.11	17.6	+17	2 47	-160.2	-37.0
2012	6.11.	17.7	-26	5 24	122.7	-29.9
	15.11.	17.0	-5	3 55	154.5	-41.4
	24.11.	17.4	+12	2 49	-161.0	-41.1
	30.11.	18.1	+20	2 20	-150.7	-38.0
2013	4.11.	18.0	-34	5 37	114.2	-29.4
	13.11.	17.0	-6	3 34	-154.4	-46.3
	22.11.	17.2	+6	2 50	-159.9	-45.7
	28.11.	17.9	+15	2 20	-151.9	-42.0
2014	5.11.	17.9	-37	5 17	115.4	-33.9
	14.11.	17.1	-15	3 39	-145.8	-49.3
	23.11.	17.4	+5	2 34	-155.6	-48.9
	29.11.	18.1	+14	2 8	-148.1	-44.2
2015	5.11.	18.0	-41	5 6	113.3	-36.7
	13.11.	17.2	-22	3 34	-139.7	-52.7
	21.11.	17.3	-1	2 33	-152.6	-54.3
	27.11.	17.9	+9	2 6	-148.1	-48.9

Tabulka 3.5: 2000WN10 - Pozorování do roku 2015

3.2.3 2062 Aten

Aten je pojmenován podle egyptskeho boha Slunce, byl objeven na observatoři Palomar Mountain Eleanor F. Helinovou 7. ledna 1976. Byl to první asteroid s velkou poloosou menší než 1 astronomická jednotka, proto po něm je pojmenována celá skupina planetek s podobnou dráhou - skupina Aten.

První fotometrické měření pak bylo provedeno v listopadu 1993 - [17]. Zajímavá je zejména jeho rotační perioda - s více jak 40-ti hodinami by Aten mohl být dobrým kandidátem na zpomalování rotace YORP efektem.

Velikost $\dot{\omega}$ je opět odhadnuta podle asteroidu Apollo v tabulce 2.2.

Velká poloosa [AU]	0.96	Excentricita	0.18
Perihélium [AU]	0.79	Sklon dráhy [°]	18.93
Afélium [AU]	1.14	Absolutní magnituda [mag]	17.0
Typ dráhy	Aten	Spektrální typ	S
Albedo	0.20		
Průměr [km]	1.30	Rotační perida [h]	40.77
Kvalita	2!		
Rotační vektor	—	Radarové pozorování	[2], [3]
$\dot{\omega}$ [$\times 10^{-8}$ rad/d^2]	17	ΔT [roky]	22
$\delta\varphi_{yorp}$ [°]	329		

Tabulka 3.6: 2062 Aten

Jak je vidět z tabulky 3.7, vhodné pozorovací stanoviště by mělo být u rovníku nebo na jižní polokouli. Bude potřeba velmi přesně (10^{-5} h) proměřit světelnou křivku v roce 2011, abychom byli schopni sloučit měření z roku 1993. Vzhledem ke krátké době, kdy bude pozorovatelný, se to nejspíš povede až na konci roku 2012, popřípadě začátku 2013, kdy Aten bude pozorovatelný po několik lunací. Rozhodně se ta práce vyplatí, protože v roce 2015 by při odhadované $\dot{\omega} = 17{\cdot}10^{-8}$ rad/d^2 měl být posun fáze 329°!

Při modelování tvaru a určení směru rotační osy může nastat problém, pokud Aten nerotuje kolem hlavní osy tenzoru setrvačnosti, ale nachází se v excitovaném stavu. Dle vztahu (1.8) je doba potřebná k deexcitaci rotace

$$\tau = \frac{40.77^3}{17^3\ 1.3^2} = 8.16 \cdot 10^9 \text{ let}, \tag{3.10}$$

což je doba výrazně delší než je stáří Sluneční soustavy, natož pak průměrná doba života asteroidů. Pokud by se ukázalo, že Aten rotuje v deexcitovaném stavu, znamenalo by to, že konstanta C je chybně určená.

Rok	Datum	Jasnost [mag]	δ [°]	α [h min]	Elongace [°]	Galaktická šířka [°]
2011	8.11.	17.6	-65	23 28	-89.5	-49.7
	17.11.	17.6	-57	23 58	-91.9	-58.4
	26.11.	17.7	-49	0 19	-93.5	-67.2
	5.12.	17.8	-40	0 37	-94.3	-76.2
	14.12.	17.8	-32	0 53	-94.3	-84.8
	23.12.	18.0	-24	1 9	-93.5	-85.1
2012	12.10.	17.3	-53	6 31	90.6	-24.6
	21.10.	17.2	-54	6 16	93.6	-26.7
	30.10.	17.1	-55	5 49	98.1	-30.6
	8.11.	16.9	-54	5 14	102.8	-35.6
	17.11.	16.8	-52	4 35	-107.3	-41.7
	26.11.	16.6	-47	3 56	-111.3	-48.7
	5.12.	16.6	-40	3 24	-114.0	-55.8
	14.12.	16.5	-31	3 1	-114.9	-61.4
	23.12.	16.6	-21	2 47	-113.5	-63.0
2013	1.1.	16.8	-10	2 40	-110.2	-59.7
	10.1.	17.1	-1	2 39	-105.7	-53.5
	20.1.	17.3	+7	2 43	-100.5	-46.0
	29.1.	17.6	+14	2 51	-95.5	-38.9
	7.2.	17.8	+21	3 2	-90.6	-32.1
2014	1.1.	14.2	+0	6 6	-155.2	-10.0
	9.1.	14.1	+14	5 22	-150.8	-12.3
	17.1.	14.7	+28	4 37	-134.6	-12.4
	27.2.	15.5	+40	3 51	-115.7	-10.2
	19.11.	17.9	-5	9 13	94.1	28.2
	27.11.	17.6	-4	9 38	98.2	33.9
	7.12.	17.3	-2	9 59	101.6	39.0
	17.12	16.9	+0	10 30	105.8	46.9
	27.12.	16.4	+5	11 7	109.7	57.3
2015	6.1.	16.0	+14	11 55	111.7	71.8
	16.1.	15.7	+26	13 2	109.4	87.2
	26.1.	15.8	+37	14 32	101.4	66.3
	5.2.	16.3	+44	16 15	90.8	70.3

Tabulka 3.7: 2062 Aten - Pozorování do roku 2015

4. Závěr

Při srovnávání klasického modelu s pozorovanými daty se ukázalo, že negravitační síly a jejich momenty jsou jedním z hlavních faktorů, který ovlivňuje tvar trajektorie, rychlost rotace a směr rotační osy asteroidů. To má dopad na pohyb, stavbu a tvorbu především menších těles ve Sluneční soustavě. Rychlost rotace ovlivňuje vznik binárních nebo párových asteroidů a ovlivnění směru rotační osy může těleso dostat do spin-orbitálních rezonancí. Změna velké poloosy způsobená Jarkovského jevem pak může asteroid posunout na kolizní kurs s planetou, nebo ho dostat do silné dráhové rezonance s Jupiterem, popřípadě také může díky němu asteroid spadnout do Slunce. Vedle gravitačních sil a vzájemných srážek mezi asteroidy by měly být negravitační jevy zařazeny do klasického modelu - minimálně pro menší asteroidy, kde se YORP popřípadě Jarkovského jev stavají dominantními.

Přestože teorie YORP efektu předpokládá jak urychlování tak zpomalování rotace, a rozdělení rotačních frekvencí malých blízkozemních asteroidů tomu také odpovídá, nebyl u takového asteroidu YORP doposud detekován. Je možné, že je to pouze důsledek malého počtu asteroidů s detekcí tohoto jevu. O to větší cenu by byla detekce u navrhovaného asteroidu 2062 Aten, který je slibným kandidátem na zpomalování rotace díky YORPu. Pokud se to nepotvrdí, popřípadě pokud by se v dalších letech detekoval pouze YORP urychlující rotaci, bylo by třeba teorii přepracovat, aby lepé odpovídala pozorování.

Tři navrhovaní kandidáti by měli rozšířit malou skupinu asteroidů s detekovaným YORP efektem. Jedním z nich je i asteroid 3554 Amun, který jsem díky vhodným podmínkám mohl pozorovat v Ondřejově. Díky podezřelým poklesům jasnosti, které byly pozorovány v letech 2009 (F. Manzini) a 2011 (J. Krugly), se na něj také zaměřila skupina kolem P. Pravce, která se zabývá binárními asteroidy a pomohli mi tak shromáždit velké množství fotometrických dat - jednotlivé noci jsou zpracovány v příloze C. Bohužel pro ně, a naštěstí pro mě, se žádné další výrazné poklesy jasnosti nepozorovaly, a tak Amun s velkou pravděpodobností není binární asteroid. Díky datům získaným při tomto blízkém přiblížení by mělo jít určit směr rotační osy a siderckou rotační periodu - tedy první krok k detekci YORPu. Také by mělo jít napojit měření z předchozích let, protože synodická perioda určená analýzou světelných křivek je určená s přesností na 5 desetinných míst. Rozdíl mezi synodickou a siderickou periodou se projeví až na 4. desetinném místě. Rozhodně bude dobré se tomuto objektu věnovat i v dalších třech letech, kdy budou opět vhodné podmínky.

Literatura

[1] Behrend R. (2010): Observatoire de Geneve web site.
http://obswww.unige.ch/~behrend/page_cou.html

[2] Benner L. A. M. a kol. (1996): Radar Observations of Near-Earth Asteroids 2062 Aten, 2101 Adonis, 3103 Eger, 4544 Xanthus, and 1992 QN. DPS 28, 10.41.

[3] Benner L. A. M. a kol. (1997): Radar Detection of Near-Earth Asteroids 2062 Aten, 2101 Adonis, 3103 Eger, 4544 Xanthus, and 1992 QN. Icarus 130, 296-312

[4] Bottke W. F., Vokrouhlický D., Rubicam D. P., Brož M. (2002): The effect of yarkovsky thermal forces on the dynamical evolution of asteroid and meteroids. Asteroids III, 395-408

[5] Bottke W. F., Nolan M. C., Greenberg R., Kolvoord R. A. (1994): Velocity distribution among colliding asteroids. Icarus 107, 255-268

[6] Bottke W. F., Vokrouhlický D., Rubincam D. P., Nesvorný D. (2006): The Yarkovsky and YORP Effects: Implications for Asteroid Dynamics. Annual Review of Earth and Planetary Sciences 34, 157-191

[7] Bradt H. (2004): Astronomy methods. Cambridge University Press

[8] European asteroid research node. The Near-Earth Asteroids Data Base
http://earn.dlr.de/nea/

[9] Ferraz-Mello S. (1981): Estimation of periods from unequaly spaced observations. Astron. Journal 86, 619-624

[10] Harris A. W. (1998): A Thermal Model for Near-Earth Asteroids. Icarus 131, 291-301.

[11] Harris A. W., Warner B. D., Pravec P. (3.11. 2010): Lightcurve Parameters Page
http://www.minorplanet.info/lightcurvedatabase.html

[12] International Astronomical Union
http://www.iau.org

[13] Kopecký V. (2009): David Vokrouhlický: Pořád mě drží negravitační síly. Astropis 3/2009, 6-11

[14] Kaasalainen M., Torppa J. (2001): Optimization Methods for Asteroid Lightcurve Inversion: I. Shape Determination. Icarus 153, 24-36

[15] Kaasalainen M., Torppa J., Muinonen K. (2001): Optimization Methods for Asteroid Lightcurve Inversion: II. The complete inverse problem. Icarus 153, 37-51

[16] Lagerkvist C. I., Harris A. W., Zappalà V. (1989): Asteroid lightcurve parameters. Asteroids II, 1162-1197

[17] Mottola S., De Angelis G., Di Martino M., Erikson A., Harris A. W., Hahn G., Neukum G., Pravec M., Wolf M. (1995): Lunar & Planetary Science XXVI, 1003-1004

[18] Near Earth objects dynamics site
`http://newton.dm.unipi.it/neodys/`

[19] Nesvorný D., Vokrouhlický D. (2007): Analytic theory of the YORP effect for near-spherical object. Astron. Journal 134, 1750-1768

[20] Nesvorný D., Vokrouhlický D. (2008): Analytic theory for the Yarkovsky - O´Keefe - Radzievski - Paddack effect on obliquity. Astron. Journal 136, 291-299

[21] Pravec P., Harris A. W., Machalowski T. (2002): Asteroid rotations. Asteroids III, 113-122

[22] Pravec P., Harris A. W. (2000): Fast and slow rotation of asteroids. Icarus 148, 12-20

[23] Rubincam D. (2000): Radiative spin-up and spin-down of small asteroids. Icarus 148, 2-11

[24] Tedesco E. F., Noah P. V., Price S. D. (2004): IRAS Minor Planet Survey. NASA Planetary Data System, IRAS-A-FPA-3-RDR-IMPS-V6.0.

[25] Vokoruhlický D. (1998): Diurnal Yarkovsky effect as a source of mobility of meter-sized asteroid fragments. I Linear theory. Astron. Astrophys. 335, 1093-100

[26] Vokoruhlický D. (1999): A complete linear model for the Yarkovsky thermal force on spherical asteroid fragments. Astron. Astrophys. 344, 362-66

[27] Vokrouhlický D., Bottke W. F. (2010): Yarkovsky and YORP effect. Prepared pages for Scholarpedia, version 22.12. 2010
`http://www.scholarpedia.org`

[28] Wikipedia
`http://www.wikipedia.org`

[29] Wild W. (1991): Light-curve inversion formalism. Astrophys. Journal, 136, 622-625

[30] Wisniewski W. Z., Michalowski T. M., Harris, A.W., McMillan R.S. (1997): Photometric Observations of 125 Asteroids. Icarus 126, 395-449.

Seznam tabulek

2.1 Fotometrické fitry: Johnsonův-Cousinsův-Glassův systém 13
2.2 Detekce YORP efektu 16

3.1 3554 Amun 22
3.2 3554 Amun - Pozorování do roku 2015 24
3.3 Poloha 65-ti centimetrového dalekohledu v Ondřejově 25
3.4 2000WN10 29
3.5 2000WN10 - Pozorování do roku 2015 30
3.6 2062 Aten 31
3.7 2062 Aten - Pozorování do roku 2015 32

4.1 Tabulka zkratek 37

A.1 Rozpis možností pozorování asteroidů vhodných k detekci a zpřesnění YORPu do roku 2014. Lokalita O je Ondřejov a LS je La Silla. 39
A.2 Rozpis možností pozorování asteroidů vhodných k detekci a zpřesnění YORPu od roku 2015 do roku 2016. Lokalita O je Ondřejov a LS je La Silla. 40
A.3 Rozpis možností pozorování asteroidů vhodných k detekci a zpřesnění YORPu od roku 2017 do 2020. Lokalita O je Ondřejov a LS je La Silla. 41

Seznam použitých zkratek

Zkratka	Význam	Překlad
CCD	Charge Coupled device	Zařízení s vázanými náboji
CRE	Cosmic Ray Exposure	Vystavení kosmickému záření
COM	Center of Mass	Těžiště
IEO	Inter to Earth Orbit	Uvnitř Zemské dráhy
MB	Main Belt	Hlavní pás
MJD	Modified Julian Date	Modifikované juliánské dny
MOID	Minimum Orbit Intersection Distance	Nejmenší vzdálenost orbit
NEA	Near Earth Asteroid	Blízkozemní planetka
NEO	Near Earth Objects	Blízkozemní objekty
NGC	New General Catalogue	Nový všeobecný katalog
PGC	Principal Galaxies Catalogue	Hlavní galaktický katalog
PHA	Potentially Hazardous Asteroid	Potenciálně nebezpečná planetka
YORP effect	Yarkovsky–O'Keefe–Radzievskii–Paddack effect	YORP efekt

Tabulka 4.1: Tabulka zkratek

A. Pozorování do roku 2020

V tabulkách A.1, A.2 a A.3 jsou uvedeny intervaly, kdy by bylo možné pozorovat následující objekty:

- 1620 Geographis
- 1685 Toro
- 1862 Apollo
- 1865 Cerberus
- 2000 WN10
- 2062 Aten
- 3103 Eger
- 3554 Amun

Od podzimu 2012 počítám s možností použít dánský teleskop na La Silla. Uvedená data jsou jen orientační, protože u většiny údajů uvažuji mezní hranici úhlové vzdálenosti od Slunce 90°, takže lze občas pozorovat i mimo tyto hranice. Pro ondřejovský dalekohled používám minimální jasnost planetky 18 mag, pro teleskop na La Silla 20 mag. Pokud je lokalita uvedena v závorkách, znamená to, že pozorování z tohoto místa není vhodné, objekt je příliš slabý / jasný, nebo lze pozorovat jen jistou část z celého intervalu.

Rok	Asteroid	Začátek	Konec	Nejvyšší jasnost [mag]	Perioda [h]	Lokalita O / LS / jiné	Poznámka
2011	3103 Eger	10. května	12. srpna	13.4	5.70	O	
	1865 Cerberus	13. srpna	23. srpna	17.8	6.81	O	Elongace od 80.0° do 85.8°
	1620 Geographos	21. října	31. prosince	16.4	5.22	O	
	2000 WN10	6. listopadu	30. listopadu	17.0	4.44	O	
	2062 Aten	10. listopadu	30. prosince	17.5	40.77	jiné	Jižněji umístěná observatoř
	3103 Eger	7. prosince	31. prosince	15.9	5.70	O	
2012	3103 Eger	1. ledna	13. dubna	15.2	5.70	O	
	1620 Geographos	1. ledna	9. března	16.4	5.22	O	
	3554 Amun	20. ledna	20. května	14.2	2.53	O, jiné	Jižněji umístěná observatoř
	1685 Toro	20. dubna	23. července	14.4	10.19	O, LS	
	1620 Geographos	8. října	21. listopadu	16.3	5.22	O, LS	
	2062 Aten	14. října	31. prosince	16.4	40.77	O, LS	
	2000 WN10	25. října	21. prosince	16.9	4.44	O, LS	
2013	2062 Aten	1. ledna	8. února	16.7	40.77	O, LS	
	1685 Toro	16. ledna	27. června	15.8	10.19	O, LS	
	3554 Amun	29. ledna	13. května	15.1	2.53	(O), LS	
	2062 Aten	19. října	31.prosince	14.2	40.77	O, LS	
	2000 WN10	26. října	19. prosince	17.0	4.44	O, LS	
2014	2062 Aten	1. ledna	17. února	14.0	40.77	O, (LS)	
	1862 Apollo	15. ledna	28. května	17.2	3.06	(O), LS	
	3103 Eger	28. ledna	13. července	17.5	5.70	O, LS	
	3554 Amun	14. února	25. dubna	16.1	2.53	O, LS	
	2000 WN10	27. října	19. prosince	17.0	4.44	O, LS	
	1862 Apollo	27. října	31. prosince	17.0	3.06	O, (LS)	
	2062 Aten	8. listopadu	31. prosince	16.1	40.77	O, LS	
	1620 Geographos	29. listopadu	31. prosince	16.9	5.22	O, LS	

Tabulka A.1: Rozpis možností pozorování asteroidů vhodných k detekci a zpřesnění YORPu do roku 2014. Lokalita O je Ondřejov a LS je La Silla.

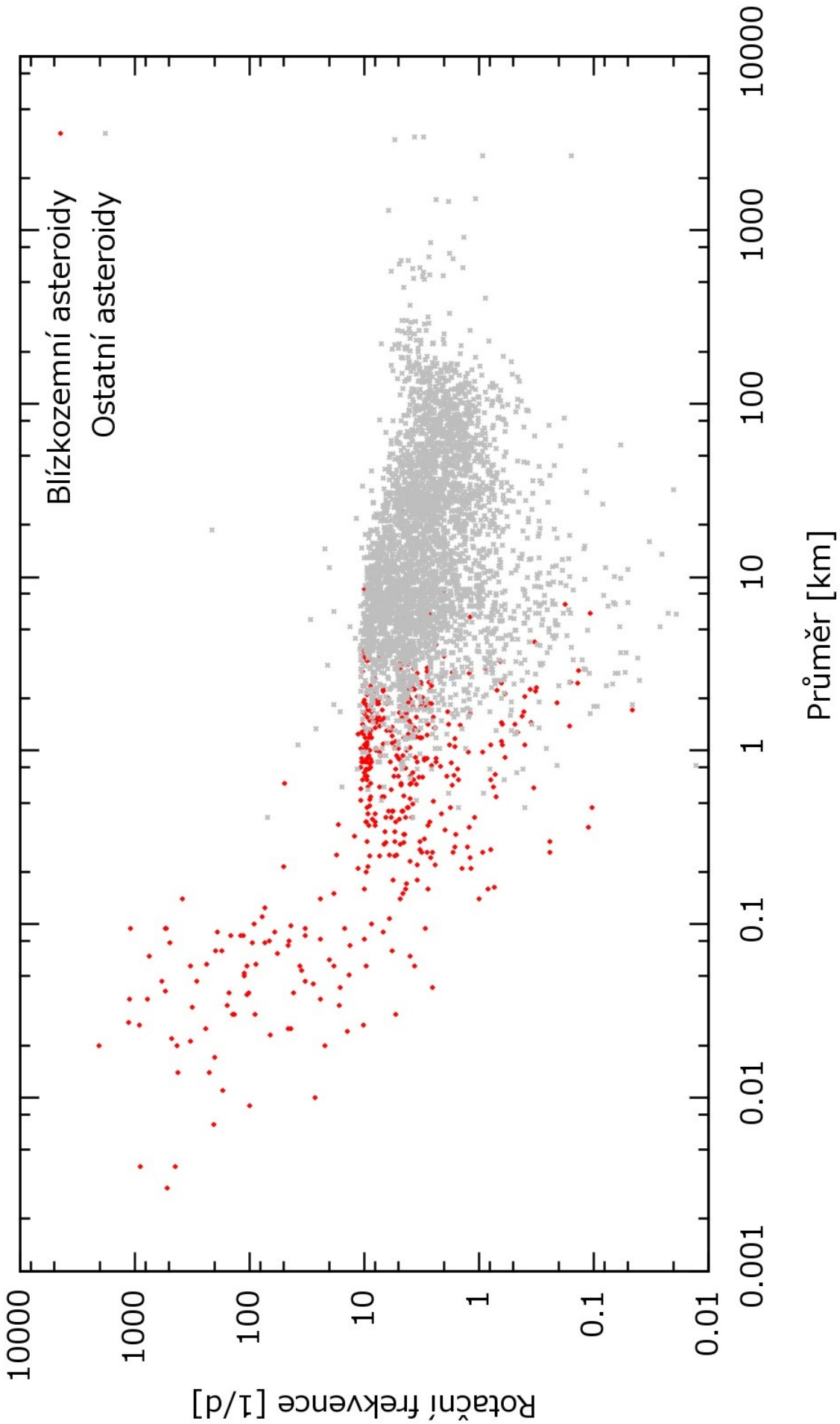
Rok	Asteroid	Začátek	Konec	Nejvyšší jasnost [mag]	Perioda [h]	Lokalita O / LS / jiné	Poznámka
2015	2062 Aten	1. ledna	6. února	15.6	40.77	O, (LS)	
	1862 Apollo	1. ledna	6. března	17.2	3.06	(O), (LS)	
	1620 Geographos	1. ledna	6. března	14.8	5.22	O, LS	Ke konci jen na La Silla
	3554 Amun	9. února	15. května	16.9	2.53	LS	Elongace od 80.2° do 86.5°
	1685 Toro	9. března	20. srpna	15.3	10.19	(O), LS	O ke konci
	1620 Geographos	27. srpna	31. prosince	16.3	5.22	O, (LS)	
	2000 WN10	27. října	19. prosince	17.1	4.44	(O), LS	
	2062 Aten	9. listopadu	31. prosince	17.8	44.77	O, LS	Elongace od 80.0° do 85.3°
2016	2062 Aten	1. ledna	19. ledna	17.7	40.77	O, LS	Elongace od 80.0° do 86.1°
	1620 Geographos	1. ledna	18. ledna	17.6	5.22	O, (LS)	
	1685 Toro	26. ledna	15. května	13.1	10.19	O, LS	Pro La Silla asi zpočátku příliš jasný
	3103 Eger	12. dubna	7. srpna	14.0	5.70	O, LS	
	1862 Apollo	28. ledna	29. března	17.7	3.06	LS	Elongace od 80.0° do 88.2°
	1865 Cerberus	4. září	5. prosince	16.9	6.81	O, LS	
	2000 WN10	27. října	18. prosince	17.2	4.44	(O), LS	
	3103 Eger	7. prosince	31. prosince	16.1	5.70	O, LS	Vzhledem k jasnosti stačí O

Tabulka A.2: Rozpis možností pozorování asteroidů vhodných k detekci a zpřesnění YORPu od roku 2015 do roku 2016. Lokalita O je Ondřejov a LS je La Silla.

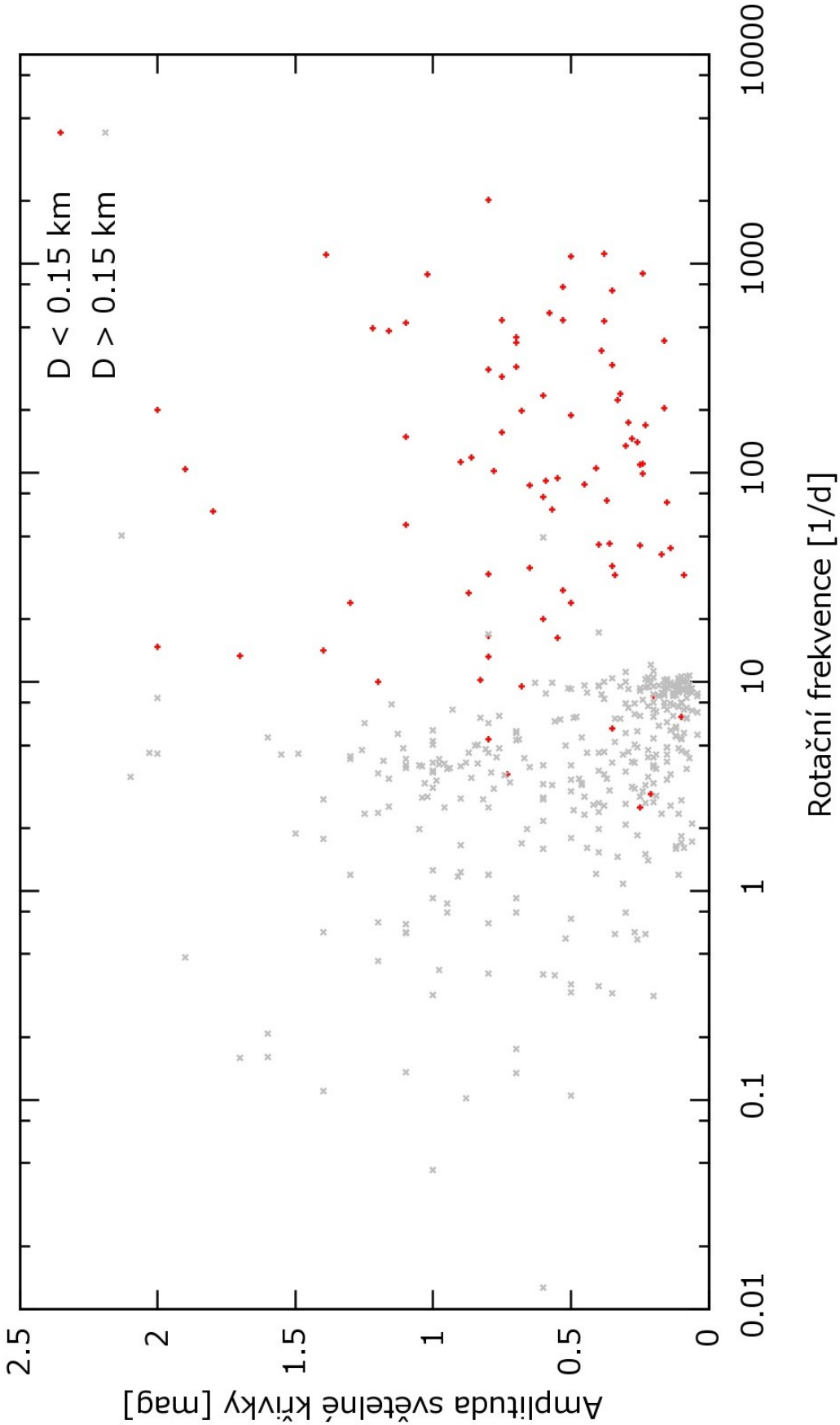
Rok	Asteroid	Začátek	Konec	Nejvyšší jasnost [mag]	Perioda [h]	Lokalita O / LS / jiné	Poznámka
2017	3103 Eger	1. ledna	15. května	15.3	5.70	O, (LS)	
	1862 Apollo	1. ledna	30. ledna	18.6	3.06	(LS)	
	1865 Cerberus	30. července	15. prosince	15.8	6.81	O, LS	
	2000 WN10	28. října	17. prosince	17.4	4.44	LS	
2018	1685 Toro	12. února	25. července	16.3	10.19	(O), LS	
	1865 Cerberus	11. července	6. prosince	17.3	6.81	(O), LC	
	2000 WN10	29. října	18. prosince	17.5	4.44	LS	
	1620 Geographos	1. listopadu	31. prosince	16.1	5.22	O	
2019	1620 Geographos	1. ledna	20. března	16.0	5.22	O	Ke konci možná i na La Silla
	1862 Apollo	3. ledna	31. března	18.9	3.06	(LS)	
	3103 Eger	29. ledna	15. července	17.5	5.70	O, LS	
	1685 Toro	22. dubna	20. července	14.6	10.19	O, LS	
	1865 Cerberus	2. července	17. prosince	17.2	6.81	O, LS	Zpočátku vysoko na severní obloze
	1620 Geographos	31. srpna	22. prosince	13.7	5.22	LS	
	2000 WN10	30. října	18. prosince	17.6	4.44	LS	
2020	1865 Cerberus	13. srpna	11. října	17.5	6.81	(O), LS	Z Ondřejova jen na začátku
	2000 WN10	30. října	16. prosince	17.8	4.44	LS	

Tabulka A.3: Rozpis možností pozorování asteroidů vhodných k detekci a zpřesnění YORPu od roku 2017 do 2020. Lokalita O je Ondřejov a LS je La Silla.

B. Grafy ve velkém provedení

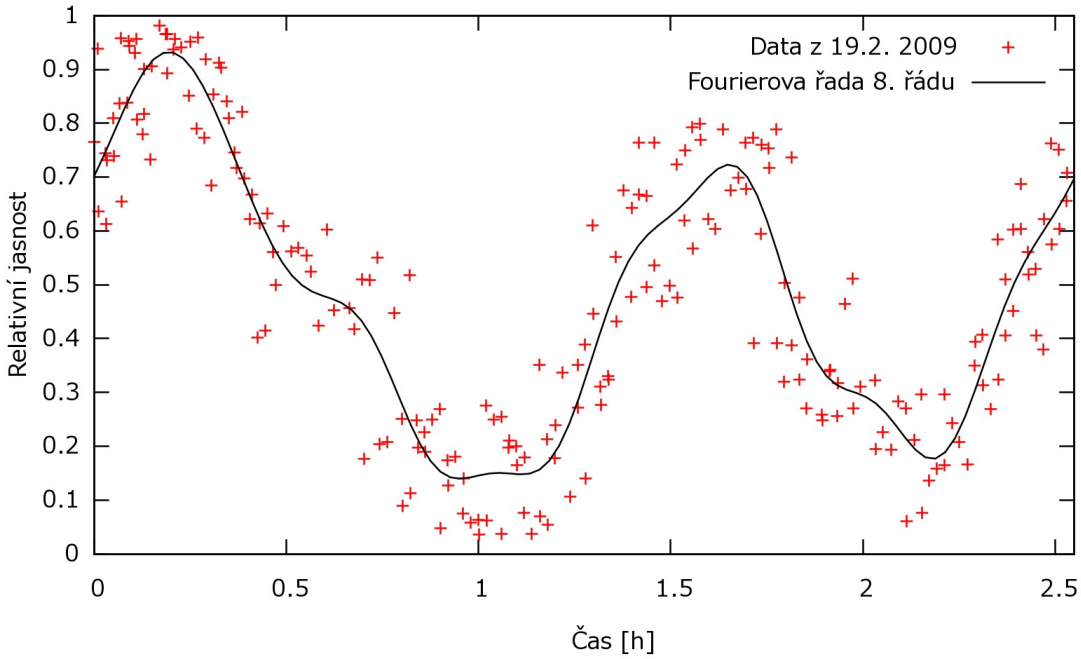


Obrázek B.1: Velká verze grafu 1.4 ukazuje rozdělení rotačních frekvencí asteroidů z databáze [11].

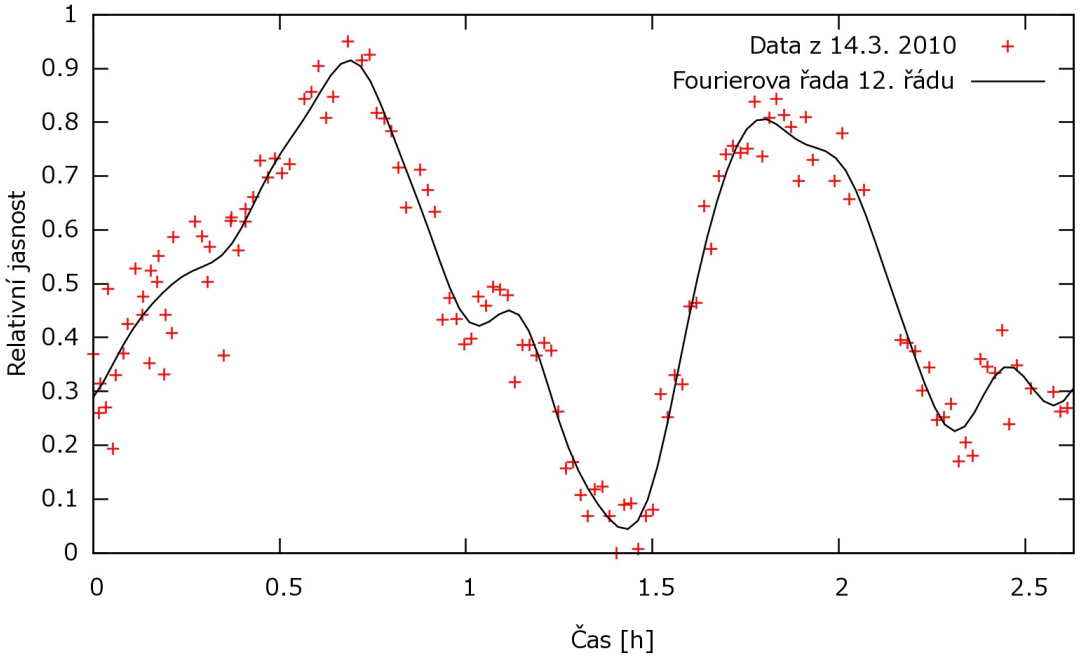


Obrázek B.2: Pozorovaná amplituda světelných křivek v závislosti na rotační frekvenci pro blízkozemní asteroidy. Amplituda vypovídá o tvaru asteroidu - čím více se blíží k 0, tím má kulovitější tvar. Na obrázku je také vidět rotační bariéra $f = 12\ \mathrm{d}^{-1}$. Asteroidy ležící za ní jsou zřejmě jednolité kusy skály.

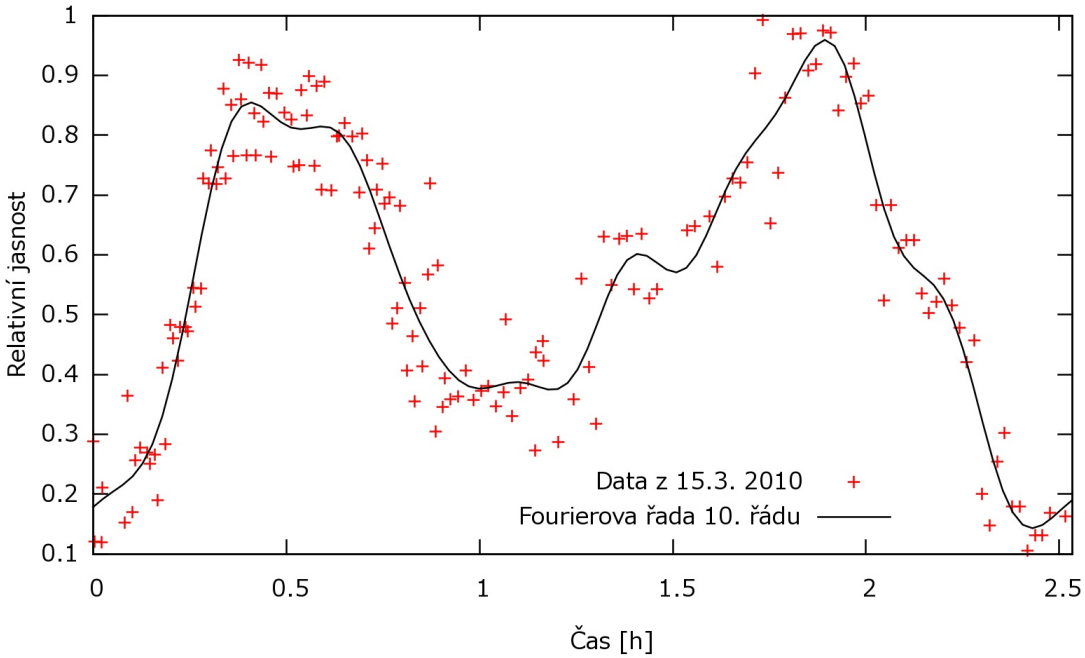
C. Světelné křivky asteroidu 3554 Amun



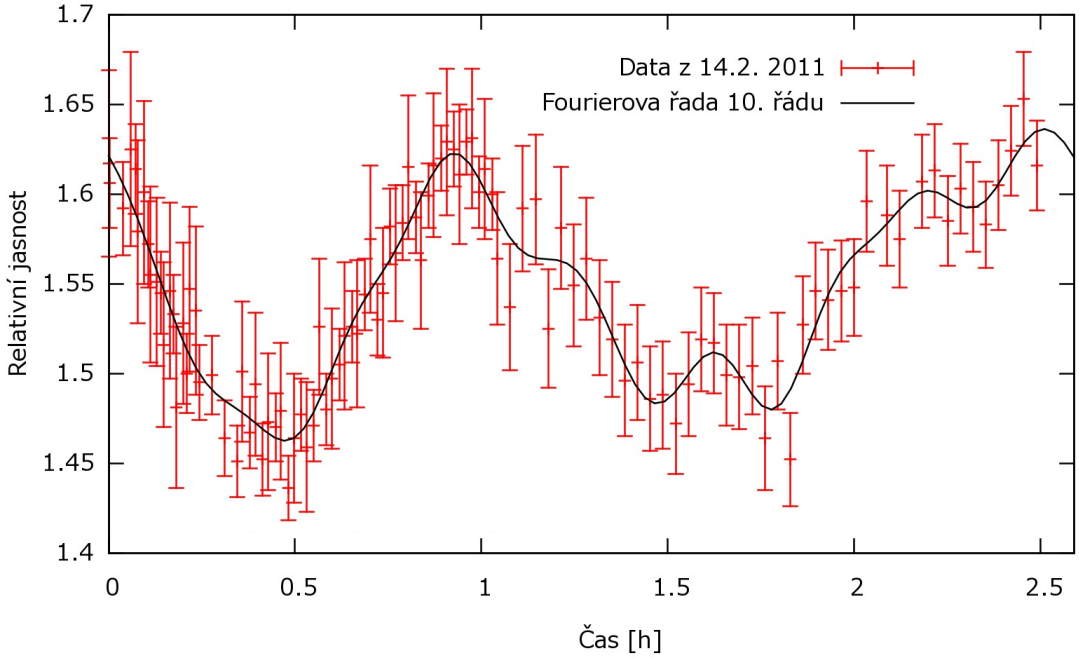
Obrázek C.1: Světelná křivka složená z dat naměřených 19. února 2009 F. Manzinim na observatoři v Sozzagu. Nulová hodnota je vztažena k JD = 2454882.2511. Manzini pozoroval na dalekohledu Cassegrainovy konstrukce s průměrem primárního zrcadla D = 0.4 m a ohniskovou vzdáleností f = 2.725 m. Jako detektor zde používají CCD detektor Hi-SIS43ME s čipem Kodak KAF-1603me. Byly použity 60-ti sekundové expozice s biningem 2×2. Rozlišení jednotlivých snímků je 1.4". Délka periody, kterou jsem určil z fitu tímto měřením, je P = 2.539 h.



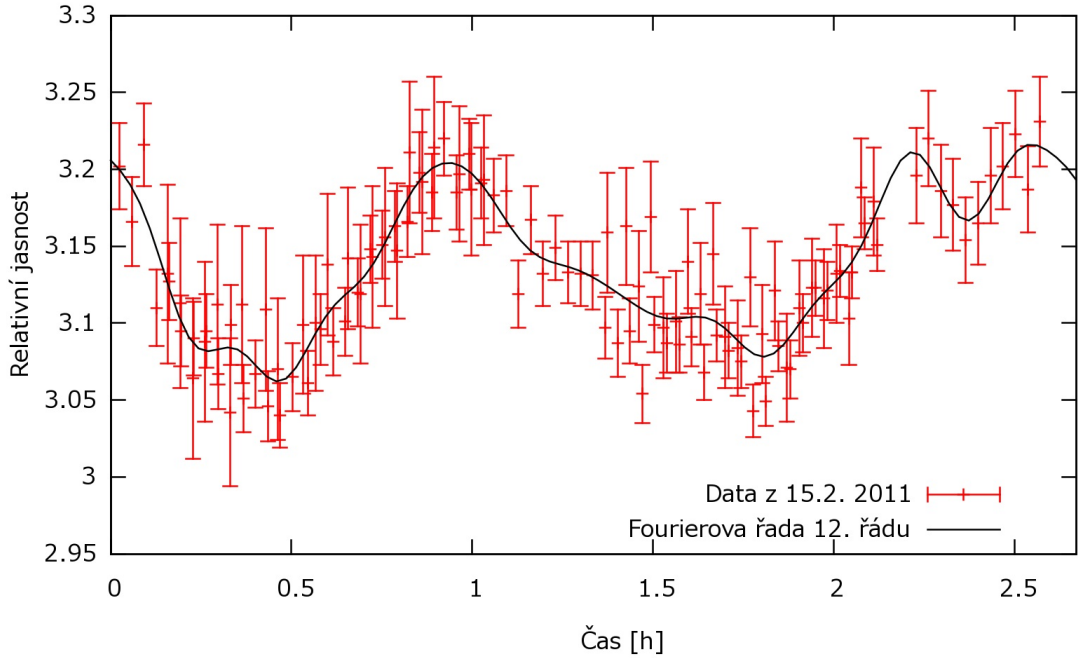
Obrázek C.2: Světelná křivka složená z dat naměřených 14. března 2010 F. Manzinim. Nulová hodnota je vztažena k JD = 2455270.2667. Délka periody, kterou jsem určil z fitu tímto měřením, je P = 2.609 h.



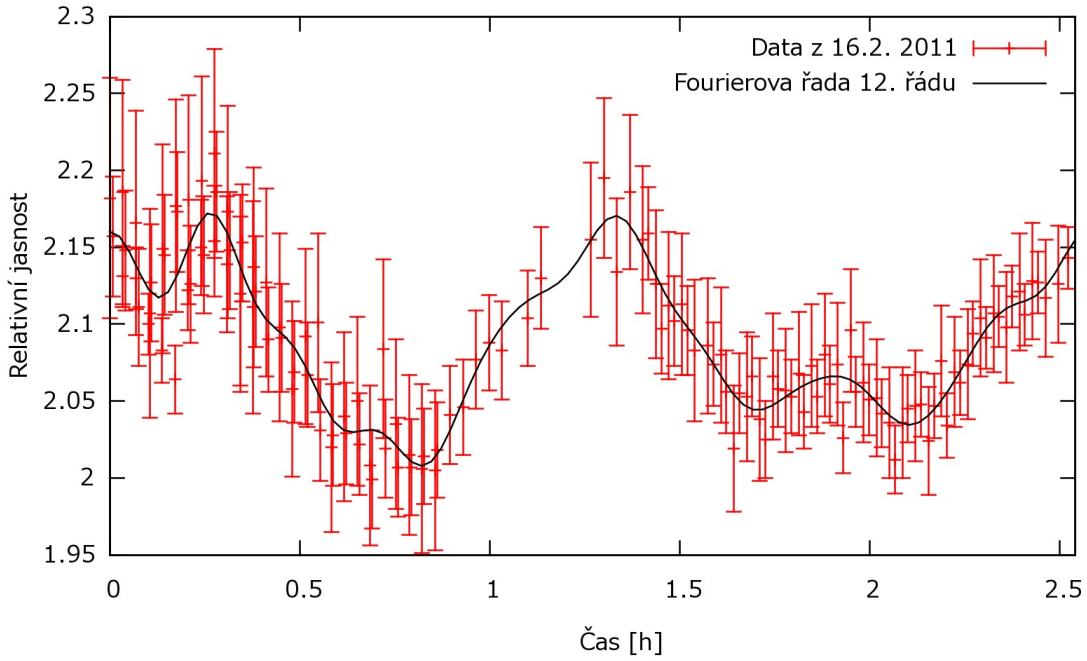
Obrázek C.3: Světelná křivka složená z dat naměřených 15. března 2010 F. Manzinim. Nulová hodnota je vztažena k JD = 2455271.27209. Délka periody, kterou jsem určil z fitu tímto měřením, je P = 2.570 h.



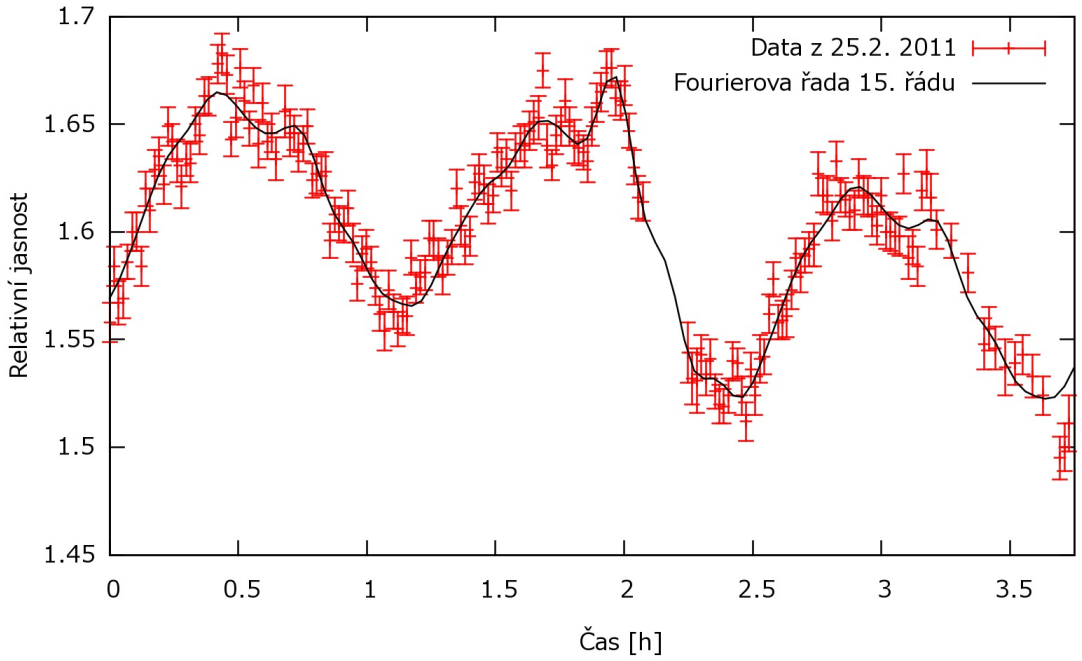
Obrázek C.4: Světelná křivka složená z dat naměřených 14. února 2011 J. Kruglym na observatoři v Charkově. Nulová hodnota je vztažena k JD = 2455607.53061. Délka periody, kterou jsem určil z fitu tímto měřením, je P = 2.520 h.



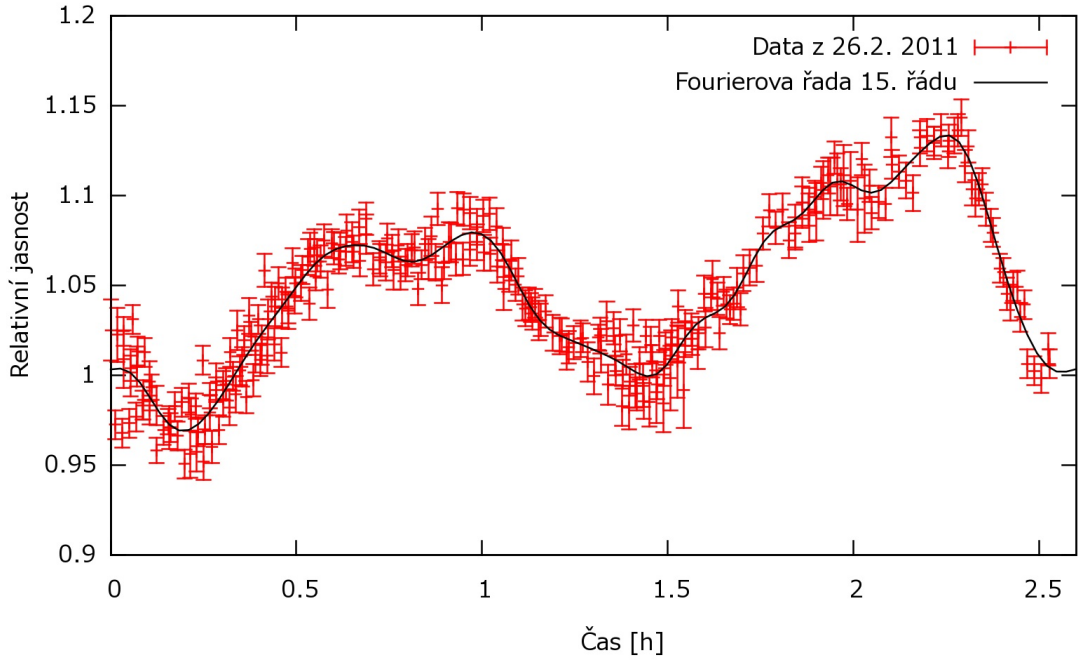
Obrázek C.5: Světelná křivka složená z dat naměřených 15. února 2011 J. Kruglym na observatoři v Charkově. Nulová hodnota je vztažena k JD = 2455608.38347. Délka periody, kterou jsem určil z fitu tímto měřením, je P = 2.580 h.



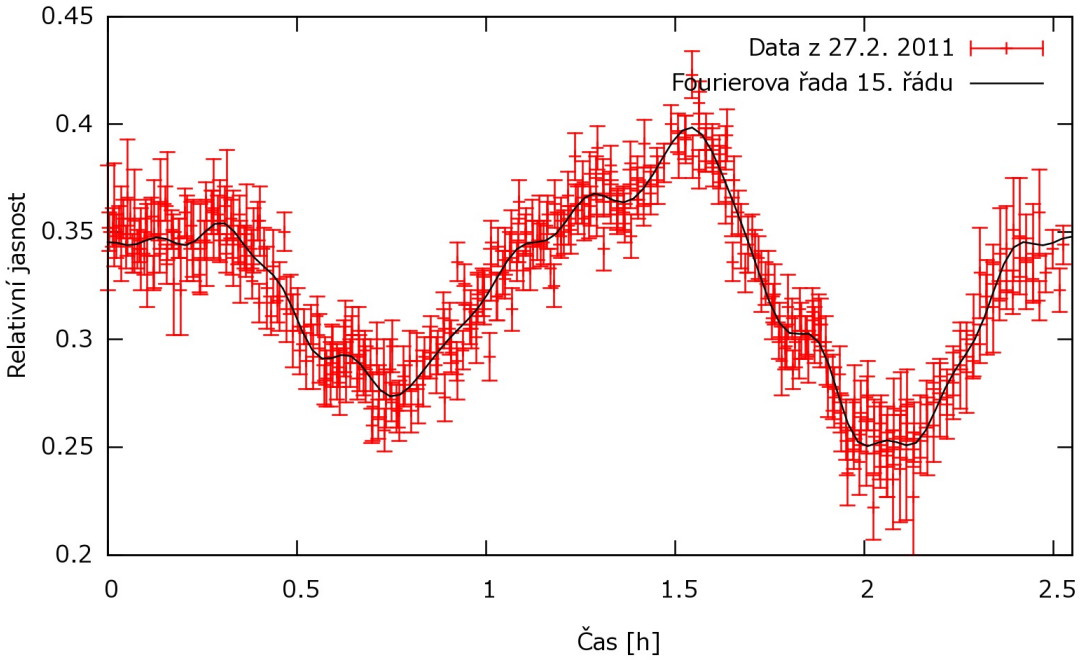
Obrázek C.6: Světelná křivka složená z dat naměřených 16. února 2011 J. Kruglym na observatoři v Charkově. Nulová hodnota je vztažena k JD = 2455609.42768. Délka periody, kterou jsem určil z fitu tímto měřením, je P = 2.523 h.



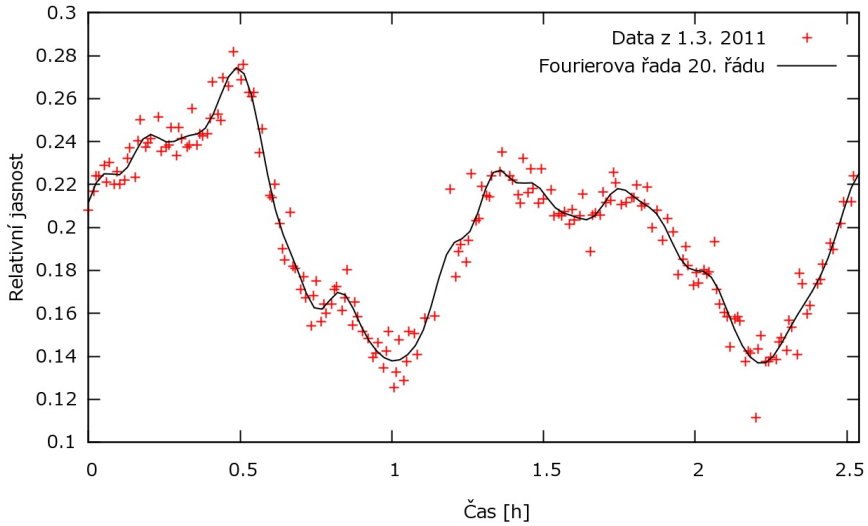
Obrázek C.7: Světelná křivka složená z dat naměřených 25. února 2011 J. Kruglym na observatoři v Charkově. Nulová hodnota je vztažena k JD = 2455618.42315. Délka periody, kterou jsem určil z fitu tímto měřením, je P = 2.538 h. V tomto případě jsem k Fourierově řadě přičetl navíc ještě lineární člen jako kompenzaci zjasňování asteroidu v průběhu noci.



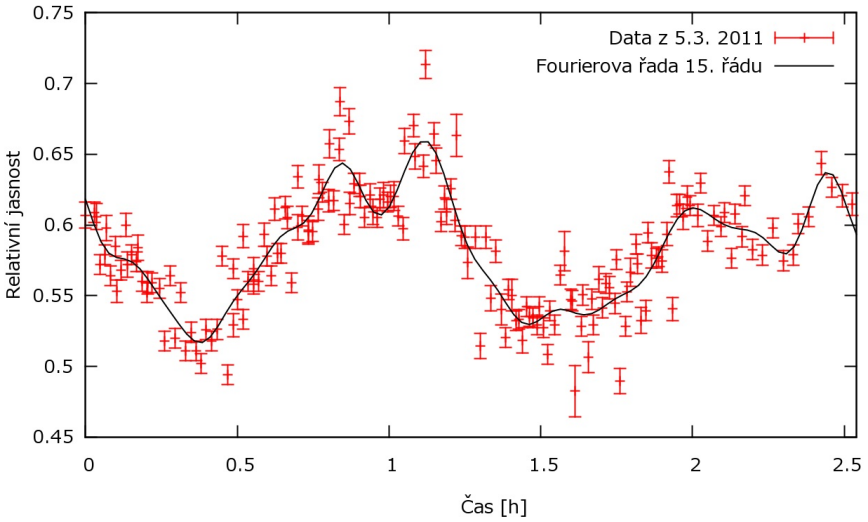
Obrázek C.8: Světelná křivka složená z dat naměřených 26. února 2011 J. Kruglym na observatoři v Charkově. Nulová hodnota je vztažena k JD = 2455619.35946. Délka periody, kterou jsem určil z fitu tímto měřením, je P = 2.531 h. V tomto případě jsem k Fourierově řadě přičetl navíc ještě polynom 3. stupně jako kompenzaci zjasňování asteroidu v průběhu noci a data jsem pak složil do jediné periody.



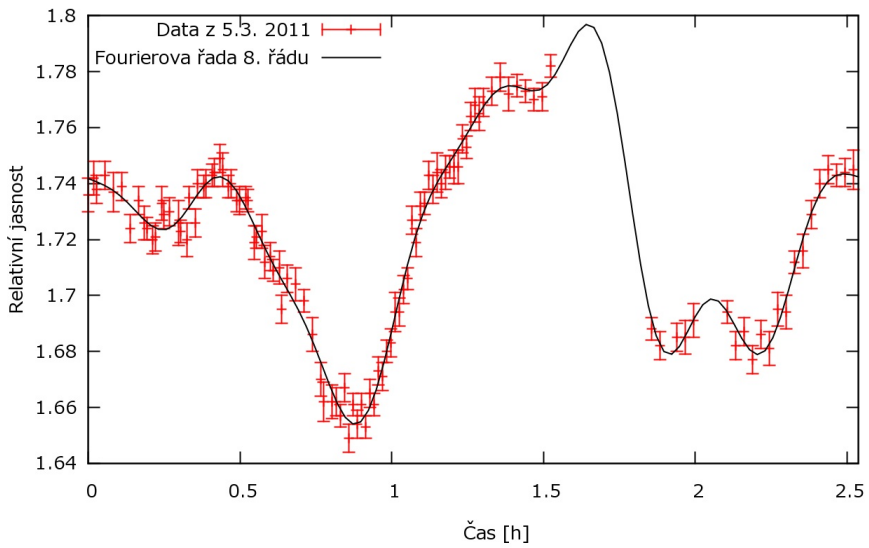
Obrázek C.9: Světelná křivka složená z dat naměřených 27. února 2011 J. Kruglym na observatoři v Charkově. Nulová hodnota je vztažena k JD = 2455620.33621. Délka periody, kterou jsem určil z fitu tímto měřením, je P = 2.531 h.



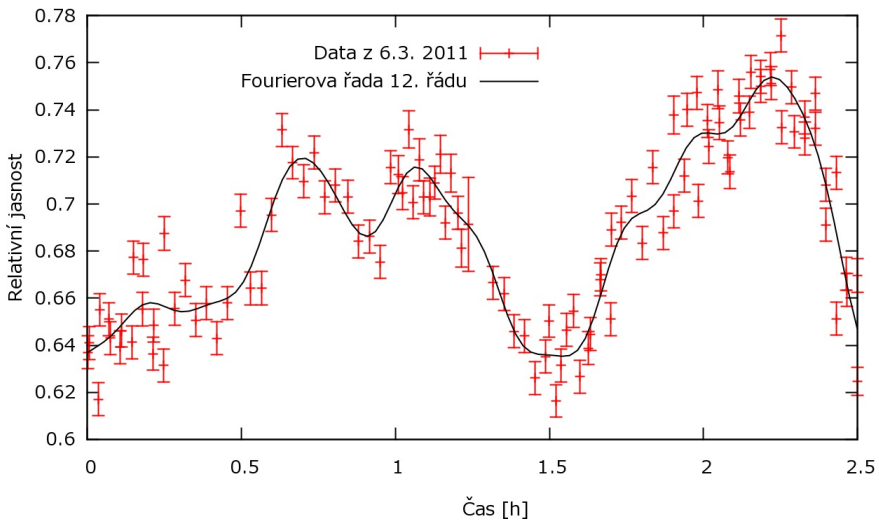
Obrázek C.10: Světelná křivka složená z dat, která jsem naměřil 1. března 2011 společně s Kamilem Hornochem v Ondřejově. Nulová hodnota je vztažena k JD = 2455622.38407. Délka periody, kterou jsem určil z fitu tímto měřením, je P = 2.534 h.



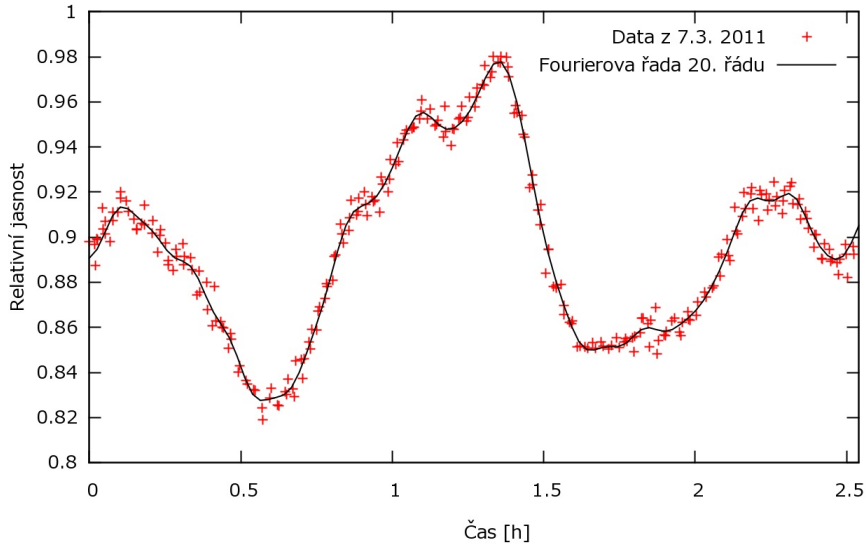
Obrázek C.11: Světelná křivka složená z dat naměřených 5. března 2011 W. Cooneym. Nulová hodnota je vztažena k JD = 2455625.73101. Délka periody, kterou jsem určil z fitu tímto měřením, je P = 2.491 h.



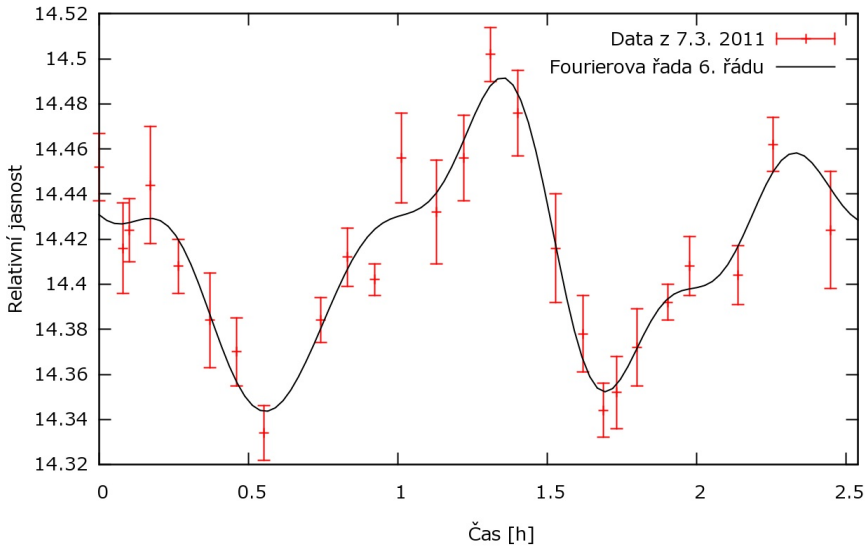
Obrázek C.12: Světelná křivka složená z dat naměřených 5. března 2011 na observatoři v Abastumani (Gruzie) - data zpracoval a poslal J. Krugly. Nulová hodnota je vztažena k JD = 2455626.4477600. Délka periody, kterou jsem určil z fitu tímto měřením, je P = 2.524 h.



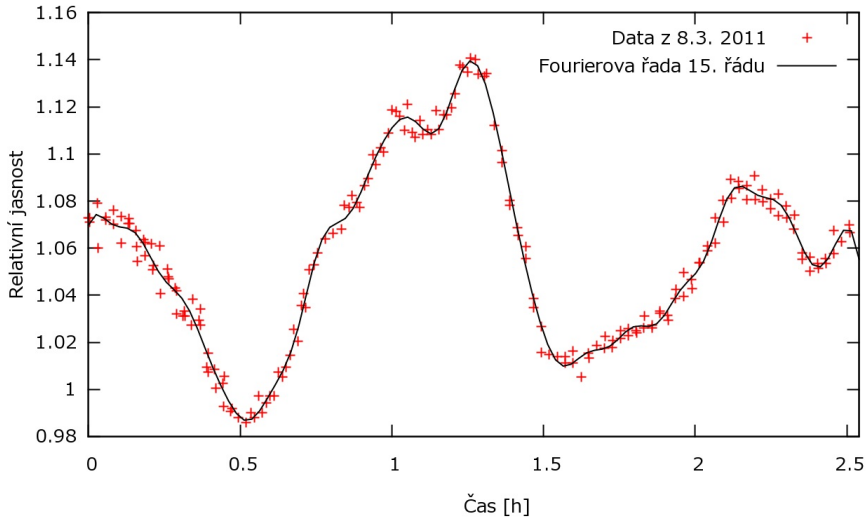
Obrázek C.13: Světelná křivka složená z dat naměřených 6. března 2011 W. Cooneym. Nulová hodnota je vztažena k JD = 2455626.73771. Délka periody, kterou jsem určil z fitu tímto měřením, je P = 2.525 h.



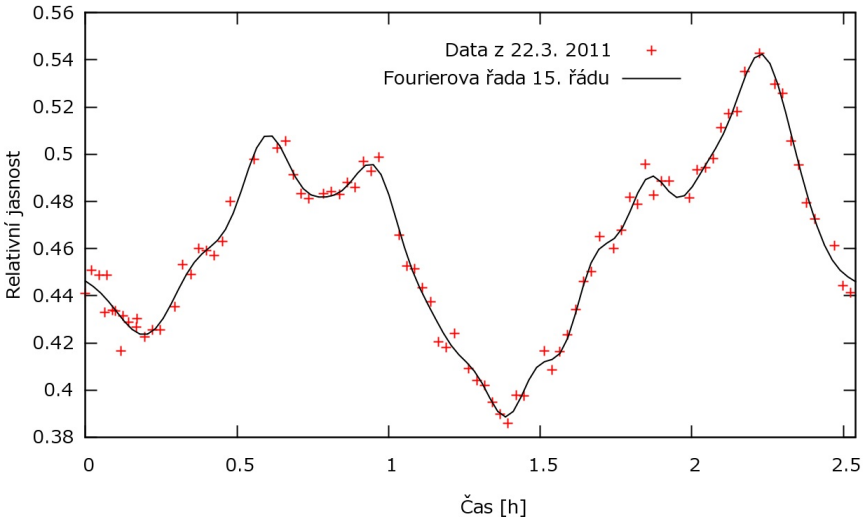
Obrázek C.14: Světelná křivka složená z dat naměřených 7. března 2011 v Ondřejově. Nulová hodnota je vztažena k JD = 2455628.35722. Délka periody, kterou jsem určil z fitu tímto měřením, je P = 2.520 h.



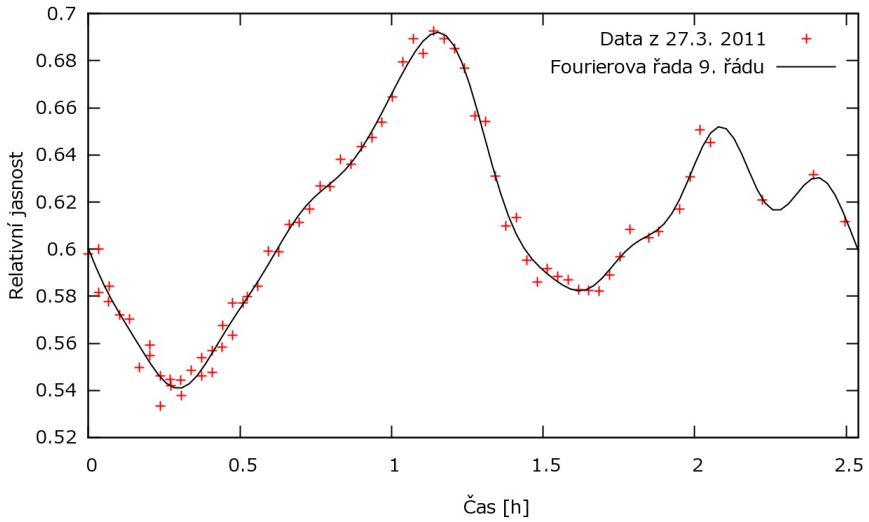
Obrázek C.15: Světelná křivka složená z dat naměřených 7. března 2011 R. Millesem na observatoři Golden Hill (Dorset, Velká Británie). Nulová hodnota je vztažena k JD = 2455620.5. Délka periody, kterou jsem určil z fitu tímto měřením, je P = 2.517 h.



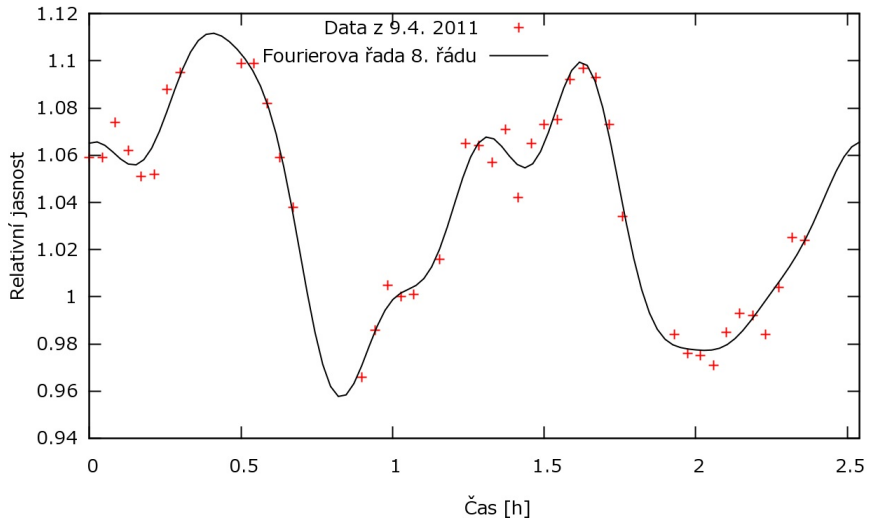
Obrázek C.16: Světelná křivka složená z dat naměřených 8. března 2011 v Ondřejově. Nulová hodnota je vztažena k JD = 2455628.35722. Délka periody, kterou jsem určil z fitu tímto měřením, je P = 2.515 h.



Obrázek C.17: Světelná křivka složená z dat naměřených 22. března 2011 v Ondřejově. Nulová hodnota je vztažena k JD = 2455643.29397. Délka periody, kterou jsem určil z fitu tímto měřením, je P = 2.532 h.



Obrázek C.18: Světelná křivka složená z dat naměřených 27. března 2011 v Ondřejově. Nulová hodnota je vztažena k JD = 2455648.39918. Délka periody, kterou jsem určil z fitu tímto měřením, je P = 2.533 h.



Obrázek C.19: Světelná křivka složená z dat naměřených 9. dubna 2011 v Ondřejově. Nulová hodnota je vztažena k JD = 2455661.29240. Měření však nebylo dlouhé ani 2.5 hodiny, takže nebylo možné z fitu určit délku periody. Pro proloženou křivku jsem použil hodnotu P = (2.53041 ± 0.00002) h.