

宇宙物理入門

講義資料

第7章：トムソン散乱とエディントン光度

Ver. 3

鶴 剛 (tsuru@cr.scphys.kyoto-u.ac.jp)

動く粒子による放射 / 直感的理解

光の一つの重要な放射過程は、加速度運動をする電荷からの放射である。
 電波のダイポールアンテナを考えよう。これに高周波をかけると電波が放射される。
 電波 (光) の電場は進行方向の垂直方向に変動。
 観測者から見てアンテナの中の電荷の加速度運動が観測される方向へ、電波は放出
 電場の偏光方向は、観測者から見て電子の加速度方向と一致する。
 放出される電波 (光) の周波数は、観測者が検出する電場の時間変化をフーリエ変換したもの
 ダイポールアンテナで電荷を単振動させた場合は、フーリエ分解を行うと単一の周波数成分のみ。
 制動放射では電場は色々な周波数成分を持つことになるので、出力される光子のエネルギーは連続的

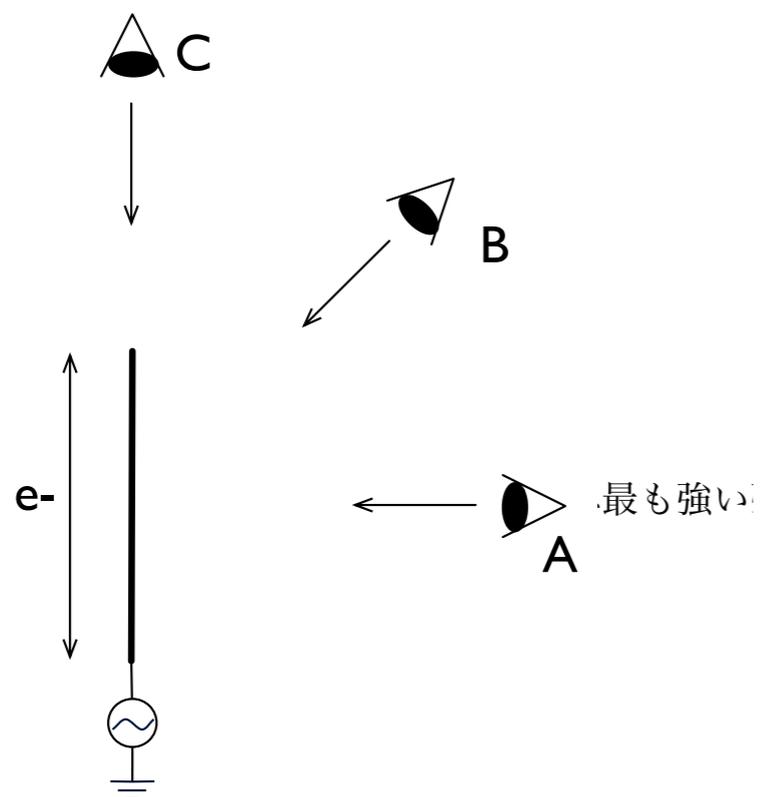


図 7.1: ダイポールアンテナ中を運動する電荷 (e^-) からの電磁波の放射。

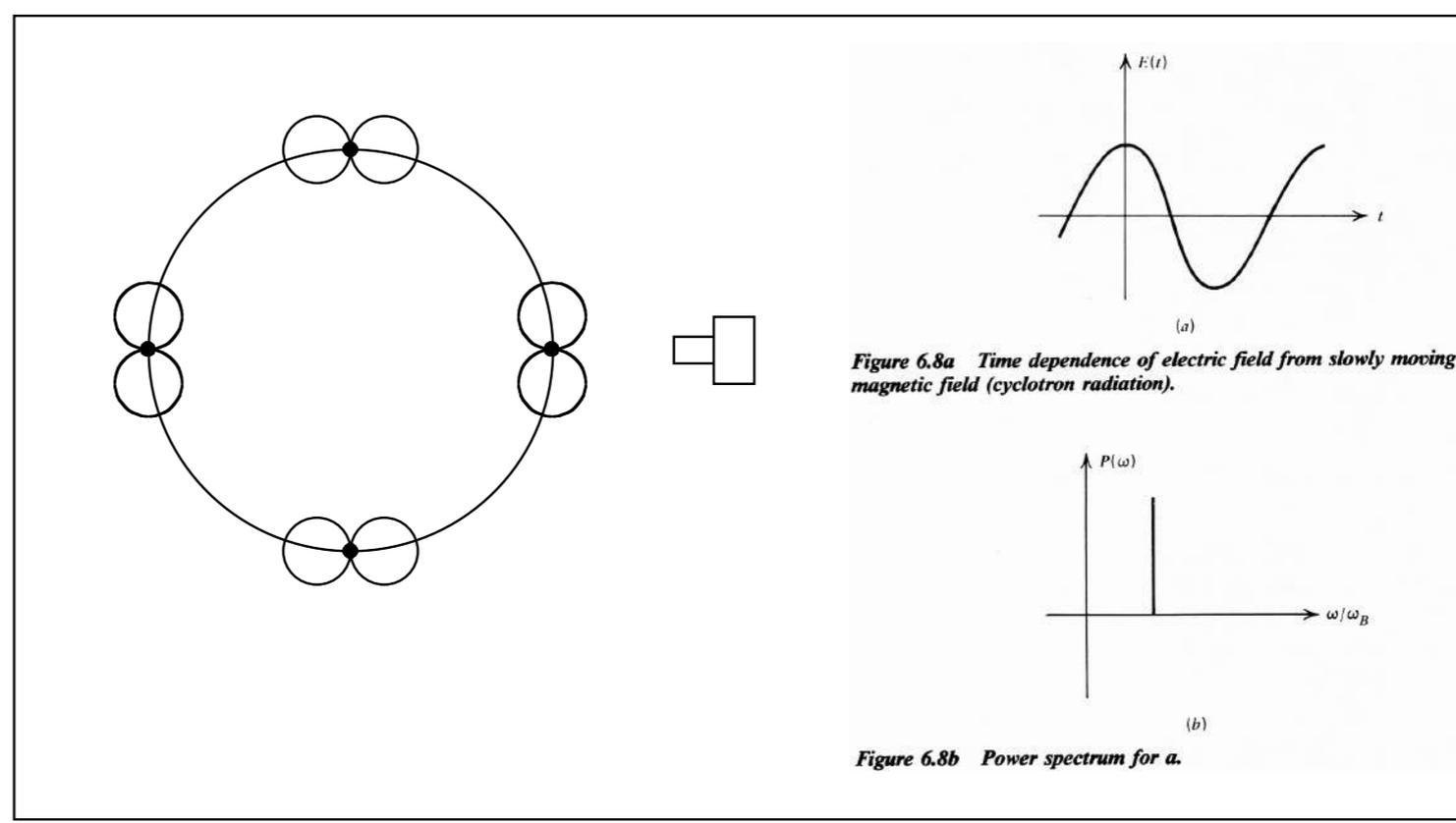
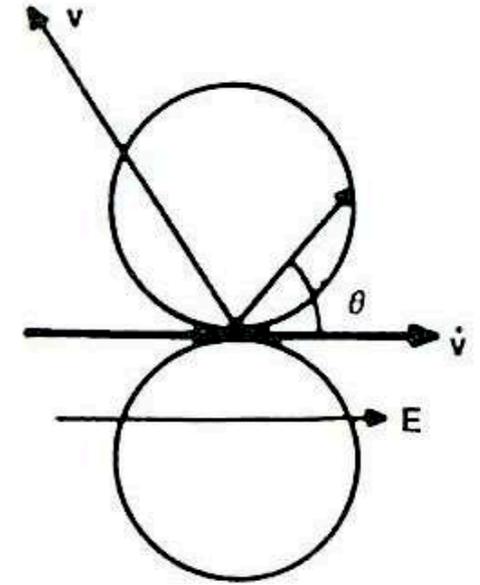
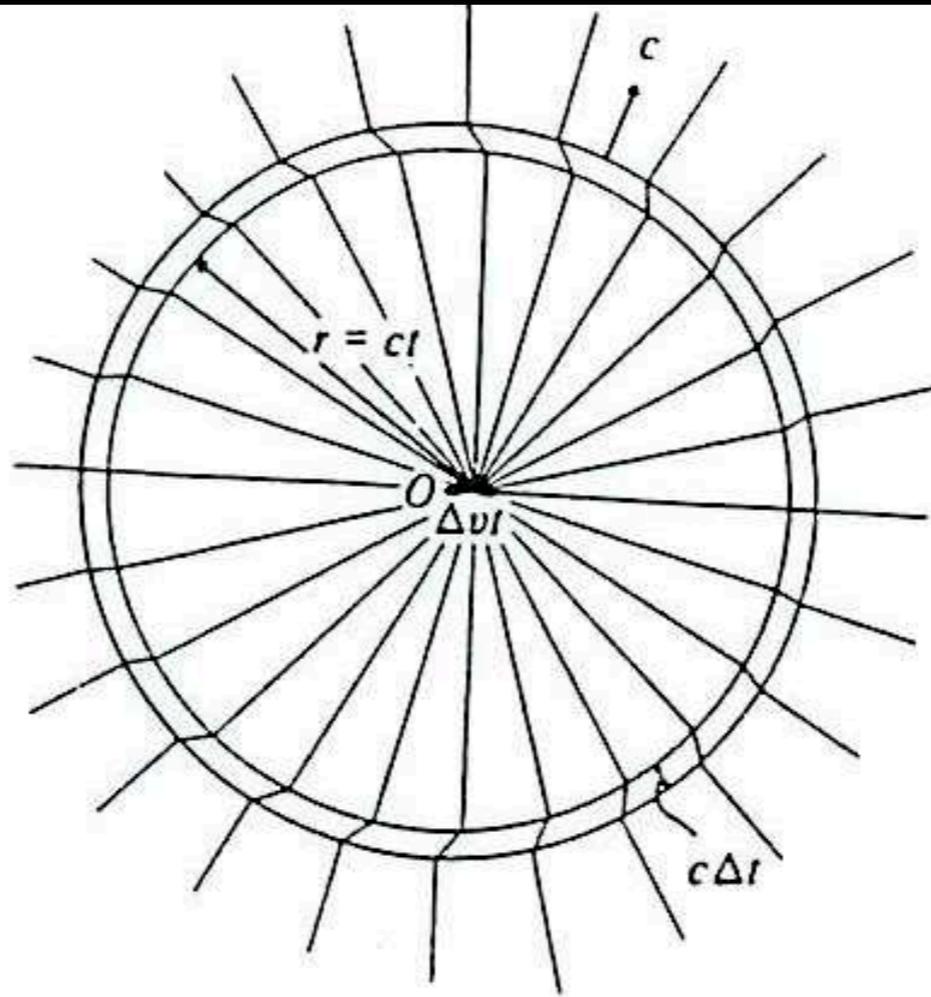
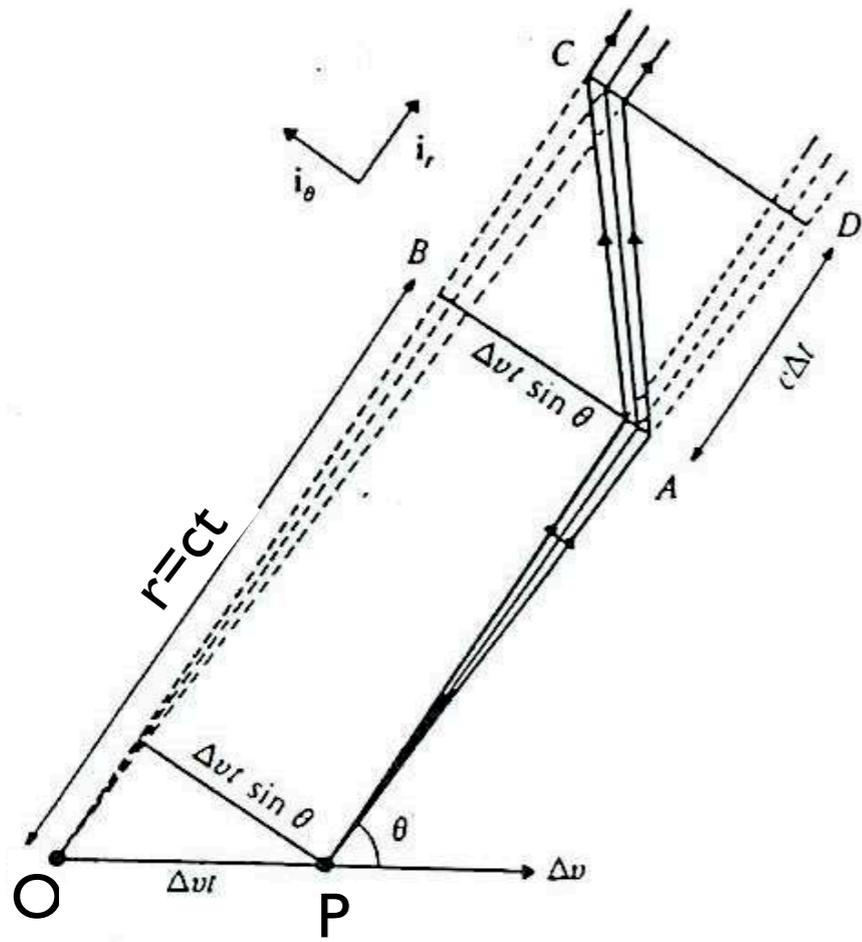


図 13.1: Cyclotron

動く粒子による放射 / J.J.Thomsonの議論



- 時刻 $t=0$ で原点 O に停止していた粒子が短い時間 Δt で、(光速より十分小さい)速度 Δv まで加速され、その速度で等速直線運動を行い、時刻 $t+\Delta t$ で P に到達したとする。
- 時刻 $t+\Delta t$ において、 $C-D$ よりも外側の観測者は、粒子が運動始めた後の情報はまだ届かない。粒子は静止していると見えている。従って電気力線は原点 O から放射しているように見える。
- 一方、 $A-B$ よりも内側の観測者には、粒子が Δv で等速運動を行なっていることを認識している。従って、 $A-B$ よりも内側の観測者が時刻 $t+\Delta t$ で観測される電気力線は、時刻 $t+\Delta t$ に粒子が達するはずの点 P から放射されているように見える。 $A-B$ に到達する電場は、原点 O にいた時に作られた電場であるにもかかわらず、点 P から放射しているように見えるのは、遅延ポテンシャルの効果である。
- $A-B$ の内側および $C-D$ の外側の電気力線は、それぞれの O および P を中心とする球殻の動径方向成分 E_r のみとなる。
- 電気力線は真空中では、途切れることができないので、 $A-B$ と $C-D$ の間の電気力線は図のようになる。その結果、球面の接線方向成分 E_θ が登場することになる。
- $A-B$ と $C-D$ 間の電気力線の角度から、 $E_\theta/E_r = \Delta v t \sin \theta / c \Delta t$ となる。 $E_r = q/r^2$ なので、 $E_\theta = q(\Delta v / \Delta t) \sin \theta / c^2 r$ となる。
- 加速度 $a = \Delta v / \Delta t$ と書くと、最終的に $E_\theta = qa / c^2 r \sin \theta$ となる。これは $|\vec{E}_{\text{rad}}| = \frac{q\dot{u}}{Rc^2} \sin \Theta$ に一致する。
- 粒子を見込む角度を色々変えてみると、中図になる。粒子の加速度と垂直方向がもっとも E_θ が強くなり、粒子の加速度と同じ方向では E_θ が0になる。
- 粒子を中心に放射強度を書くと、右図になる。

動く粒子による放射 / Larmor's Formula

動く粒子が作る電場、磁場は、 \vec{n} を粒子と観測者間の単位ベクトル、 R を両者の距離とする

$$\vec{\beta} \equiv \frac{\vec{u}}{c}, \kappa \equiv 1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta}$$

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = q \left[\frac{(\vec{n} - \vec{\beta})(1 - \beta^2)}{\kappa^3 R^2} \right] + \frac{q}{c} \left[\frac{\vec{n}}{\kappa^3 R} \times \left\{ (\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}} \right\} \right]$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \left[\vec{n} \times \vec{E}(\vec{r}, t) \right]$$

電場、磁場の第一項は距離に2乗で落ちる。これは静電場、静磁場の項である。

第二項は1乗なので減衰せず無限遠に到達できる。これが放射の項である。放射の項のみを取り出す

$$\vec{E}_{\text{rad}}(\vec{r}, t) = \frac{q}{c} \left[\frac{\vec{n}}{\kappa^3 R} \times \left\{ (\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}} \right\} \right]$$

$$\vec{B}_{\text{rad}}(\vec{r}, t) = \left[\vec{n} \times \vec{E}_{\text{rad}}(\vec{r}, t) \right]$$

粒子の速度が光速よりも十分遅く $\beta \ll 1$ 、 $\kappa \rightarrow 1$ とする

$$\vec{E}_{\text{rad}}(\vec{r}, t) = \frac{q}{Rc^2} \left[\vec{n} \times (\vec{n} \times \dot{\vec{u}}) \right]$$

$$\vec{B}_{\text{rad}}(\vec{r}, t) = \left[\vec{n} \times \vec{E}_{\text{rad}}(\vec{r}, t) \right]$$

$$|\vec{E}_{\text{rad}}| = |\vec{B}_{\text{rad}}| = \frac{q\dot{u}}{Rc^2} \sin \Theta$$

(1) 粒子は加速度運動をしている必要がある。

(2) その加速運動が観測者から見えている必要がある。

視線方向に沿った加速運動では電場は観測者には観測されない。

(3) 電場は、観測者から見た場合の粒子の加速度方向のちょうど逆方向に見える。

(4) 電場強度は、観測者から見た時の粒子の加速度に比例し、距離に反比例

(5) 電磁場は、加速度が最も大きく見える方向へ最も強く放射され、
加速度が見えない方向へは放射されない。

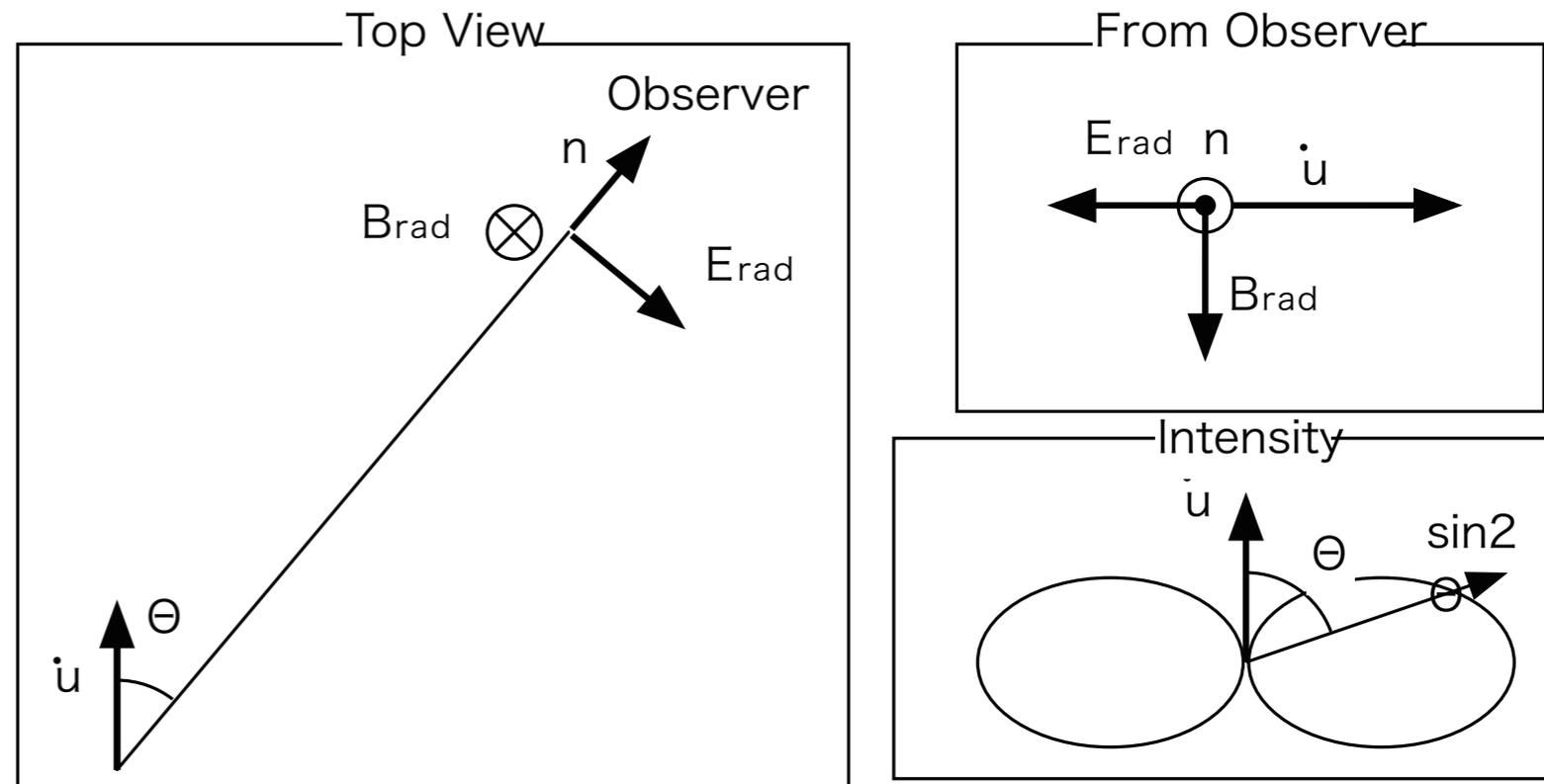


図 7.2: 加速度運動をする粒子からの電磁場の放射。

動く粒子による放射 / Larmor's Formula

放射される電磁場のポインティングベクトル強度は

$$S = \frac{c}{4\pi} E_{\text{rad}}^2 = \frac{c}{4\pi} \frac{q^2 \dot{u}^2}{R^2 c^4} \sin^2 \Theta$$

単位時間あたり単位立体角に放射される電磁場強度

$$dW = S \cdot dA \cdot dt \quad dA = R^2 d\Omega$$

$$\frac{dW}{dt d\Omega} = \frac{q^2 \dot{u}^2}{4\pi c^3} \sin^2 \Theta$$

4π 方向に放射される電磁場強度

$$P = \frac{dW}{dt} = \frac{q^2 \dot{u}^2}{4\pi c^3} \int \sin^2 \Theta d\Omega = \frac{2q^2 \dot{u}^2}{3c^3} \quad \text{Larmor's Formula}$$

動く粒子による放射 / Dipole放射

複数 (1 つでも良い) の粒子群からの放射を考えると、観測される放射はそれぞれの粒子からの放射の足し合わせ

$$\vec{E}_{\text{rad}} = \sum_i \frac{q_i}{c^2} \frac{\vec{n}_i \times (\vec{n}_i \times \dot{\vec{u}}_i)}{R_i}$$

粒子群の大きさに比べ、観測者は十分遠方に位置しているとし、 $R_i \rightarrow R_0$ 、 $\vec{n}_i \rightarrow \vec{n}$ と置き換え、さらに

$$\vec{d} = \sum_i q_i \vec{r}_i \quad \ddot{\vec{d}} = \sum_i q_i \ddot{\vec{r}}_i = \sum_i q_i \dot{\vec{u}}_i$$

という Dipole 近似を行なう

$$E = \ddot{d} \frac{\sin \Theta}{c^2 R_0}$$

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{\ddot{d}^2}{4\pi c^3} \sin^2 \Theta$$

$$P = \frac{2\ddot{d}^2}{3c^3}$$

$$\langle P \rangle = \frac{2 \langle \ddot{d}^2 \rangle}{3c^3}$$

光子のスペクトルは、この電場をフーリエ変換して求められる。

動く粒子による放射 / Dipole放射

Dipole が単振動していれば単色の光子を放出していることになる

次のような周波数 ω_0 で振動する電気双極子を仮定する

$$d(t) = d_0 \sin \omega_0 t \quad \ddot{d}(t) = -d_0 \omega_0^2 \sin \omega_0 t \quad \langle \ddot{d}^2 \rangle = \frac{1}{2} d_0^2 \omega_0^4$$

$$\langle P \rangle = \frac{1}{3} \frac{d_0^2 \omega_0^4}{c^3}$$

単色でない場合のスペクトルは

$$d(t) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} \hat{d}(\omega) d\omega \quad \ddot{d}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} (-\omega^2 \hat{d}(\omega)) e^{-i\omega t} d\omega$$

これらの式から、 $d(t)$ 、 $\ddot{d}(t)$ から $\hat{d}(\omega)$

電場 E の時間変化が

$$E(t) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} \hat{E}(\omega) d\omega \quad \text{であり}$$

$$\text{前のページから } E(t) = \ddot{d}(t) \frac{\sin \Theta}{c^2 R_0} = \int_{-\infty}^{\infty} -\omega^2 \frac{\sin \Theta}{c^2 R_0} \hat{d}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega$$

であることを考えると、電場 E の各周波数成分は

$$\hat{E}(\omega) = -\frac{1}{c^2 R_0} \omega^2 \hat{d}(\omega) \sin \Theta$$

放射される電磁波のエネルギーの各周波数成分は

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega} = \frac{1}{c^3} \omega^4 |\hat{d}(\omega)|^2 \sin^2 \Theta \quad \frac{dW}{d\omega} = \frac{8\pi\omega^4}{3c^3} |\hat{d}(\omega)|^2$$

トムソン散乱 / 考え方

自由電子による散乱をトムソン散乱と呼ぶ。トムソン散乱の古典的な考え方は以下の通り、

- (1) まず、入射光子の電場により電子が振動する。
- (2) この電子は電気双極子として考えると、Dipole 輻射を行なう。
入射光子と同じ周波数を持つ電磁波を放射し光子を放出する。
- (3) 入射光子も出力する光子も今は古典的な波だと考えているので、実は「光子」という考えは当てはまらず、微分散乱断面積に応じて放射される電磁波と考える。
- (4) しかし量子論的に考えると、入射光子は消えて新たに光子が出力される。
そのエネルギーは変化しないので、外から見ている人には結果的に散乱として観測される。

トムソン散乱はエネルギーが変化しない散乱であるのに対し、コンプトン散乱はエネルギーが変化する散乱である。この両者は量子力学的には同じ過程である。コンプトン電子の静止エネルギーに対し光子エネルギーが小さい極限がトムソン散乱である。コンプトン散乱を真面目に量子力学的に扱ったのが Klien-Nishina である。

トムソン散乱 / 入射光子が偏光している場合

入射してくる周波数 ω_0 の電磁波によって静止している電子が受ける力は

$$\vec{F} = e\vec{\epsilon}E_0 \sin \omega_0 t$$

電子の質量を m_e とすると、その電気双極子は、

$$m_e \ddot{\vec{r}} = e\vec{\epsilon}E_0 \sin \omega_0 t$$

$$\vec{d} = e\vec{r}$$

$$\ddot{\vec{d}} = \frac{e^2 E_0}{m_e} \vec{\epsilon} \sin \omega_0 t$$

$$\langle \ddot{\vec{d}}^2 \rangle = \frac{1}{2} \frac{e^4 E_0^2}{m_e^2}$$

放射される電磁波が以下のように得られる。

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{2 \langle \ddot{\vec{d}}^2 \rangle}{4\pi c^3} \sin^2 \Theta = \frac{e^4 E_0^2}{8\pi m_e^2 c^3} \sin^2 \Theta$$

$$P = \frac{e^4 E_0^2}{3m_e^2 c^3} \quad (1)$$

散乱断面積は、入射エネルギーに対する出力エネルギーの立体角分布として求められる。

入射エネルギーをポインティングを S とする

$$\langle S \rangle = (c/8\pi) E_0^2 \quad (2)$$

$$\frac{dP}{d\Omega} = \langle S \rangle \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{cE_0^2}{8\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e^4 E_0^2}{8\pi m_e^2 c^3} \sin^2 \Theta$$

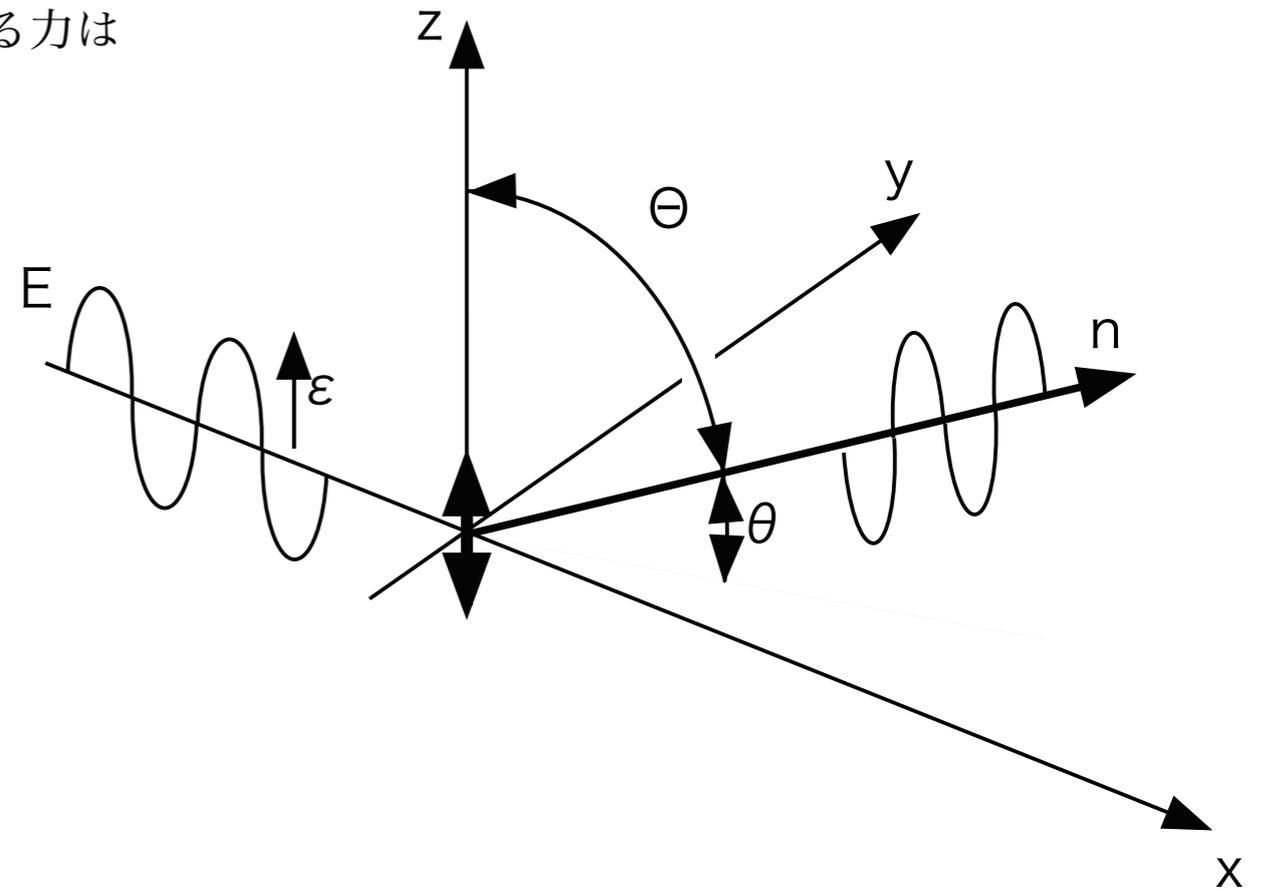


図 7.3: 偏光した光子に対するトムソン散乱。

トムソン散乱 / 入射光子が偏光している場合

微分断面積は入射光子に対する出力光子の角度を θ とし、
 $\theta = \pi/2 - \Theta$ であることに注意すると、

r_0 は古典電子半径

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{pol}} = \frac{e^4}{m_e^2 c^4} \sin^2 \Theta = r_0^2 \sin^2 \Theta = r_0^2 \cos^2 \theta$$

$$r_0 \equiv \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.8 \times 10^{-13} \text{cm}$$

θ は、 z 軸から出力光子の進む軸を通ってさらに $x-y$ 平面上に落ちる時の、 $x-y$ 平面と出力光子の進む軸の成す角度である。

全断面積 σ_T は

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 = \frac{8\pi}{3} r_0^2 = 0.665 \times 10^{-24} \text{cm}^2$$

トムソン散乱はちょうど z 軸方向に対称なドーナツ状の微分散乱断面積を持つ。
 散乱された光子の電場は、 \vec{n} と z 軸を結ぶ面に偏光する。

トムソン散乱 / 入射光子が偏光していない場合

偏光していない光子 (そもそもそんなものは存在しないが) は偏光した光子の足し合わせで考える
 詳しい計算は飛ばして結果だけ書くと、微分散乱断面積は

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{unpol}} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{pol}} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{pol}} \right] = \frac{1}{2} r_0^2 (1 + \sin^2 \Theta) = \frac{1}{2} r_0^2 (1 + \cos^2 \theta_1)$$

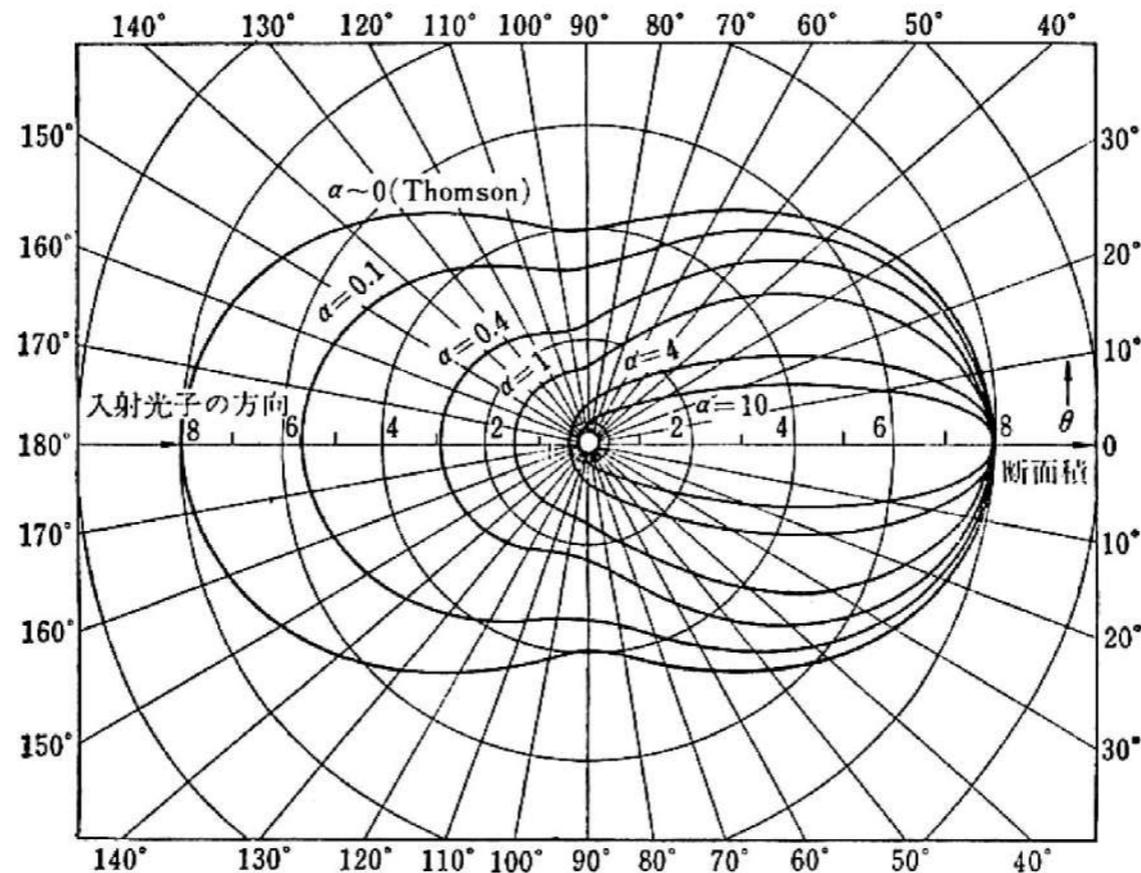
θ_1 は入射光子の進む軸と、放射光子の進む軸の成す角度
 入射光子の進む軸に対して、軸対称。

偏光度 Π は、

$$\Pi = \frac{1 - \cos^2 \theta_1}{1 + \cos^2 \theta_1}$$

$\theta_1 = 0$ すなわち、入射光子と同じ軸 (forward と backward の二つ) の場合は偏光しない。

入射光子と垂直方向に散乱された場合は、入射光子の進行方向に対し垂直方向に 100% 偏光する。



偏光していない光子に対するトムソン散乱とコンプトン散乱の散乱断面積。 $\alpha = h\nu/m_e c^2$ である。

エディントン限界

質量 M 、光度 L で光っている星に、プラズマ状態のガスが降着すること、または、プラズマ状態の星の外層を考える。星からの輻射はもちろん連続的だが、平均的なエネルギーを $h\nu$ だと考える (後でこの項は消えるので心配しない)。

半径 r で、単位時間あたり単位面積を通過する光子数 n は

$$n = \frac{L}{4\pi r^2 h\nu}$$

となる。光子は電子と衝突し 4π 方向に散乱され、電子に対して運動量を与える。一回の散乱で電子に与える運動量は $\Delta p = h\nu/c$ なので、単位時間あたりに与える運動量は力積の関係 $\Delta p = F\Delta t$ より、輻射により 1 個の電子が定常的に受ける力 F_{rad} は、

$$F_{\text{rad}} = \Delta p n \sigma_{\text{T}} = \frac{h\nu}{c} \frac{L\sigma_{\text{T}}}{4\pi r^2 h\nu} = \frac{L\sigma_{\text{T}}}{4\pi r^2 c}$$

一方、一つの陽子が受ける重力 F_{G} は

$$F_{\text{G}} = G \frac{M m_p}{r^2}$$

である。プラズマ状態では電子と陽子はクーロン力で強く結びつけられている。そのため、電子と陽子は一体として考える必要があり、お互いが受ける力は両者に働くと考えるべきである。

この輻射力と重力の両者が釣り合うエディントン光度 L_{Edd} と呼び、

$$F_{\text{rad}} = \frac{L_{\text{Edd}}\sigma_{\text{T}}}{4\pi r^2 c} = F_{\text{G}} = G \frac{M m_p}{r^2}$$

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi c G M m_p}{\sigma_{\text{T}}} = 1.3 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) [\text{ergs/s}]$$

ここでは水素のみを考えたが実際にはヘリウムもあるわけで、中性子の分だけ余分に重力が働くことになる。コンパクト星では一般相対論的な効果は無視できなくなる。それを補正すると以下の式になる。

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi c G M}{\kappa} g = 1.5 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \left(\frac{1.7}{1+X} \right) g [\text{ergs/s}] \quad \kappa = \frac{\sigma_{\text{T}}}{m_p} (1+X) \quad g = \left(1 - \frac{2GM}{rc^2} \right)^{1/2}$$

κ はトムソン散乱の Opacity、 X は水素の質量存在比である。

g は一般相対論的な効果を表す値で、普通の星は当然 1 だが、中性子星表面だと 0.6 ~ 0.8 に到達する。

X線バースト / 概要

～ 10 秒程度 X 線光度が急増するものであり、一度に解放するエネルギーは太陽エネルギーの 10 日分にもあたる ($\sim 10^{38}$ (ergs/s))。銀河中心方向と、球状星団に存在し、それゆえ、古いシステムであることがわかる。

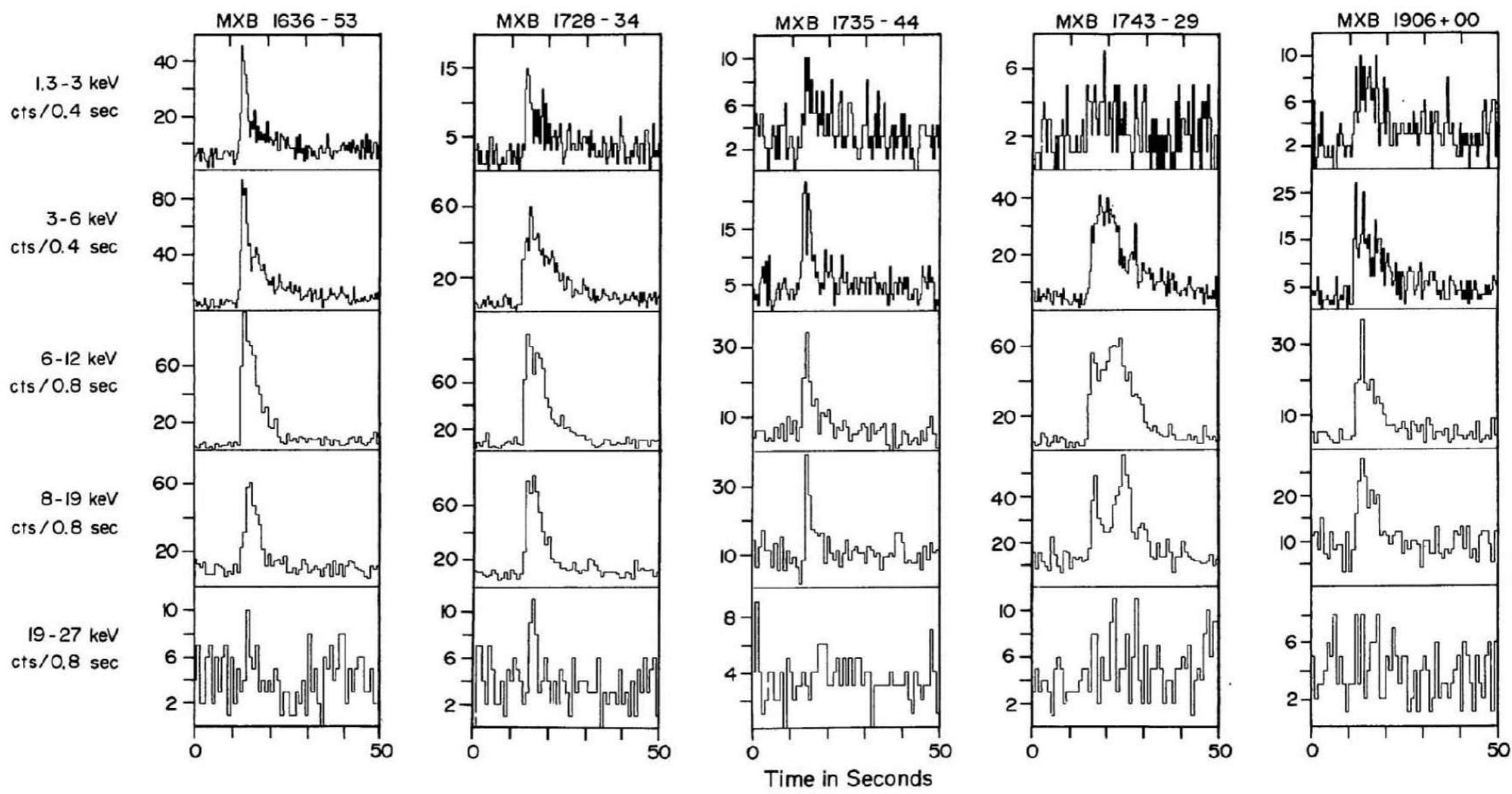


Figure 12 Profiles of typical X-ray bursts from five different sources in five X-ray energy channels (from Lewin & Joss 1977). Note that the gradual decay (known as the burst "tail") persists longer at low X-ray energies than at high energies, indicating cooling of the burst emission region.

図 7.5: X 線バーストのプロファイル

半径 Swank et al. (1977) はこの X 線バーストのスペクトルが黒体で良く合うことを発見した。
銀河中心に在ると言う仮定 を使うと、銀河中心までの距離から X 線フラックスから X 線光度を求めることができる。
一旦 X 線光度が求めれば、次の半径 R を持つ星からの光度 Luminosity の式からその星の表面積や半径を求めることができる。

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4$$

X 線バーストの初期ではその半径が膨張し、その後温度や光度の減少にも関わらず、その半径はほぼ 10km 程度となった。

質量 X 線バーストの初期を良く調べた所、次の様子が観測された

- (1) 半径は膨張しているにも関わらず、光度はほぼ一定であった。
- (2) 次に半径が減少し 10km に近付くが、この間も光度はほぼ一定であった。
- (3) その後、半径が一定になった所で、ゆっくりと温度が減少するために、X 線光度が減少した。

X 線光度はある値よりも越えない訳で、それを越えようとする大気が膨張するという事は、この光度はエディントン光度と考えて良い。そうすると、このエディントン光度から X 線バーストを起こしている星の質量を求めることができる。その値は、 $\sim 1.4M_{\odot}$ となった。

半径 10km で質量 $1.4M_{\odot}$ というのはちょうど理論的に予想されていた中性子星にぴったりであった。

次のページの図

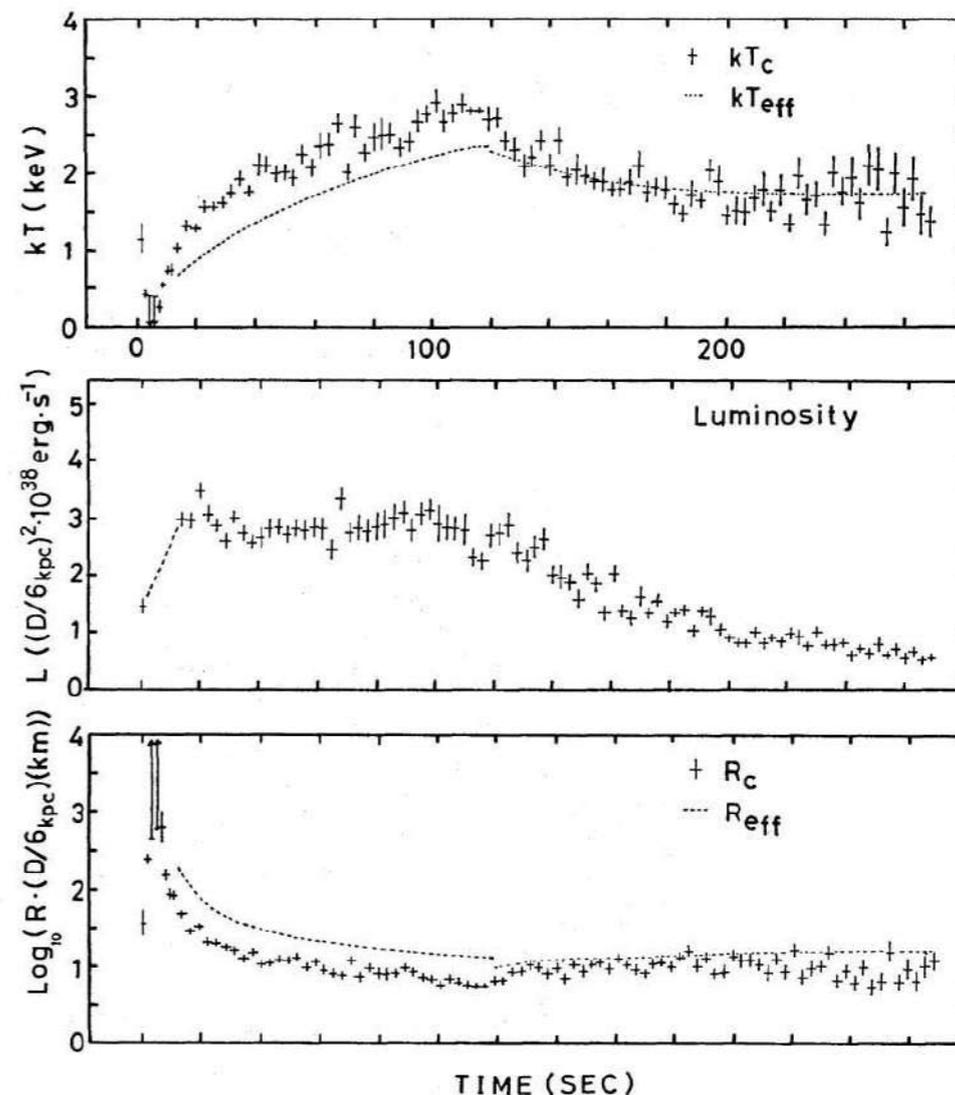
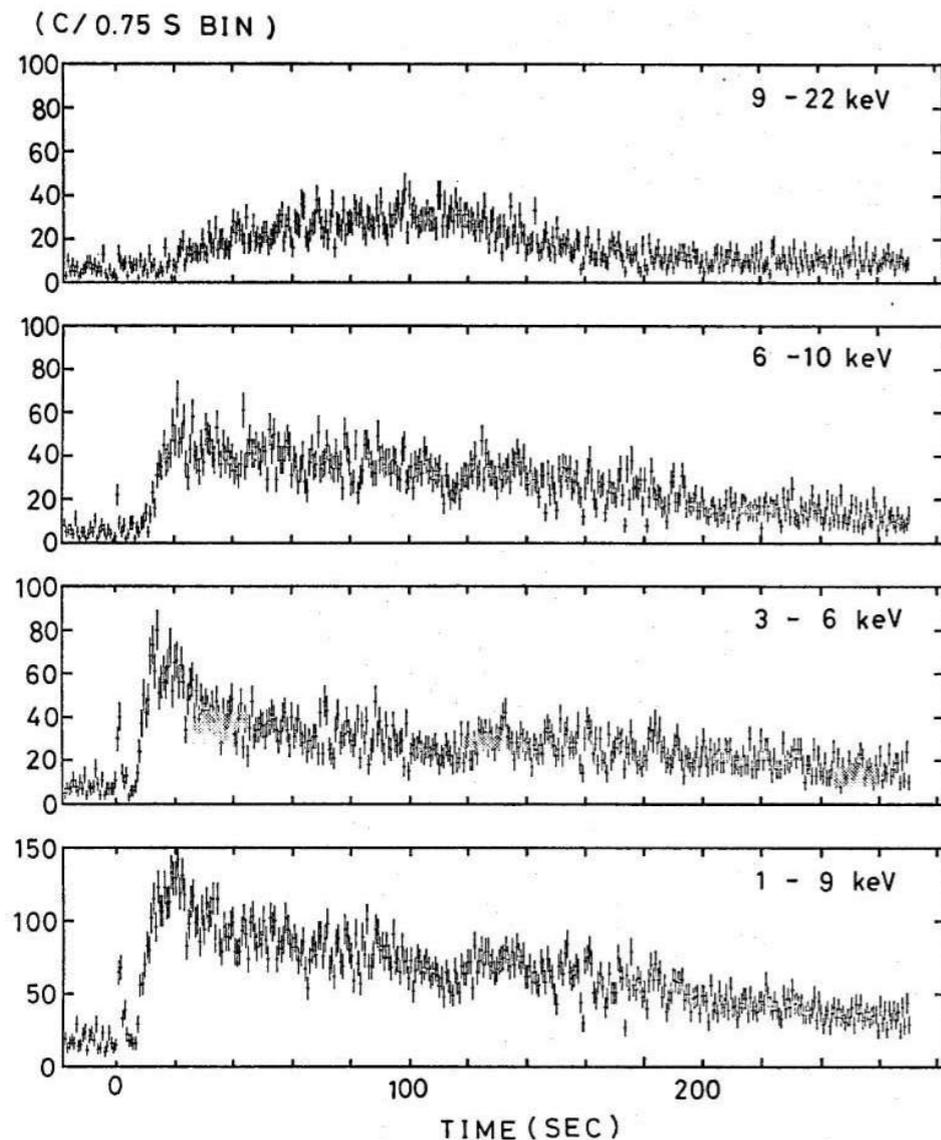


Fig. 1. The raw counting-rate data of the X-ray burst with the precursor from XB 1715-321 in four energy ranges; 1-9 keV, 3-6 keV, 6-10 keV, 9-22 keV, respectively. Time bin size is 0.75 s.

Fig. 3. Blackbody temperatures (color temperature kT_c , effective temperature kT_{eff}), bolometric luminosities L , and the blackbody radii (color radius R_c , effective radius R_{eff}) of the present event. Color temperature and bolometric luminosity are derived from a fit to the four energy-band intensities assuming the blackbody spectrum for each 3-s bin of $t > 12$ s, where $t=0$ corresponds to the onset of the precursor. Here, we assume the absorption measure N_H of 2×10^{22} H-atoms cm^{-2} and the spherical emission from the source, whose distance is assumed to be 6 kpc. For the data of $t < 12$ s, we assume the linearly increasing bolometric luminosity from the value of the precursor to the flat peak of the main burst as shown by the dashed line, and the color temperatures are fitted by the intensity data for the assumed bolometric luminosities for respective 1.5-s bins. Color radii are derived from the relation of $L = 4\pi R_c^2 \sigma T_c^4$. The effective temperature T_{eff} and the effective radius R_{eff} as shown by the dashed lines in respective figures are derived from the smoothed profiles of color temperature and color radius, using the method described in the text.

図 7.6: X1715-321 の X 線バーストのプロファイル。プリカーサーが見えている。Tawara et al. (1984)

図 7.7: X1715-321 の X 線バースト中のブラックボディのパラメータ Tawara et al. (1984)。

X線バースト / 鉄の吸収線による重力赤方偏移の検出(1)

Waki et al. (1984) は X1636-536 の X 線バーストの初期のスペクトルに 5.7keV、減衰期のスペクトルから 4.1keV 付近に吸収線構造を発見した。

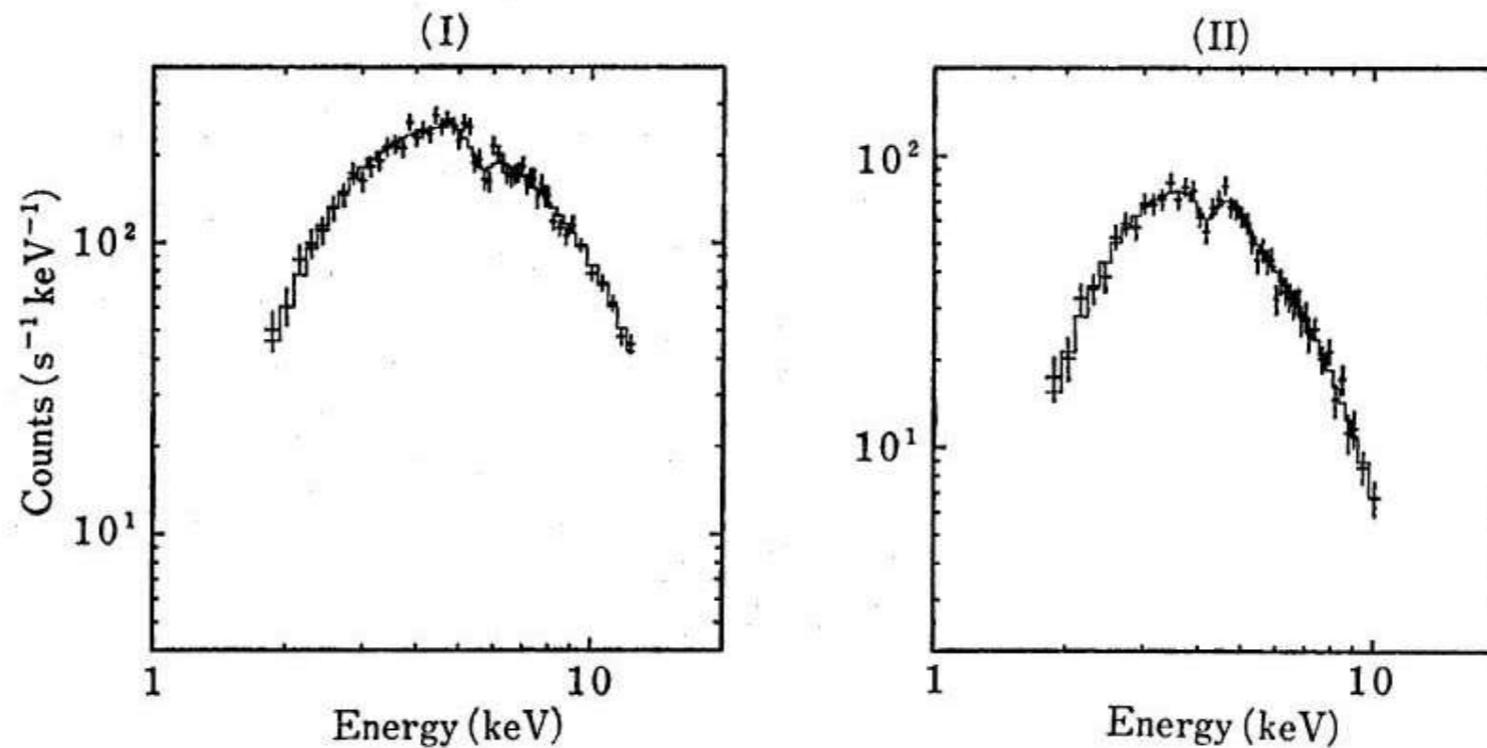


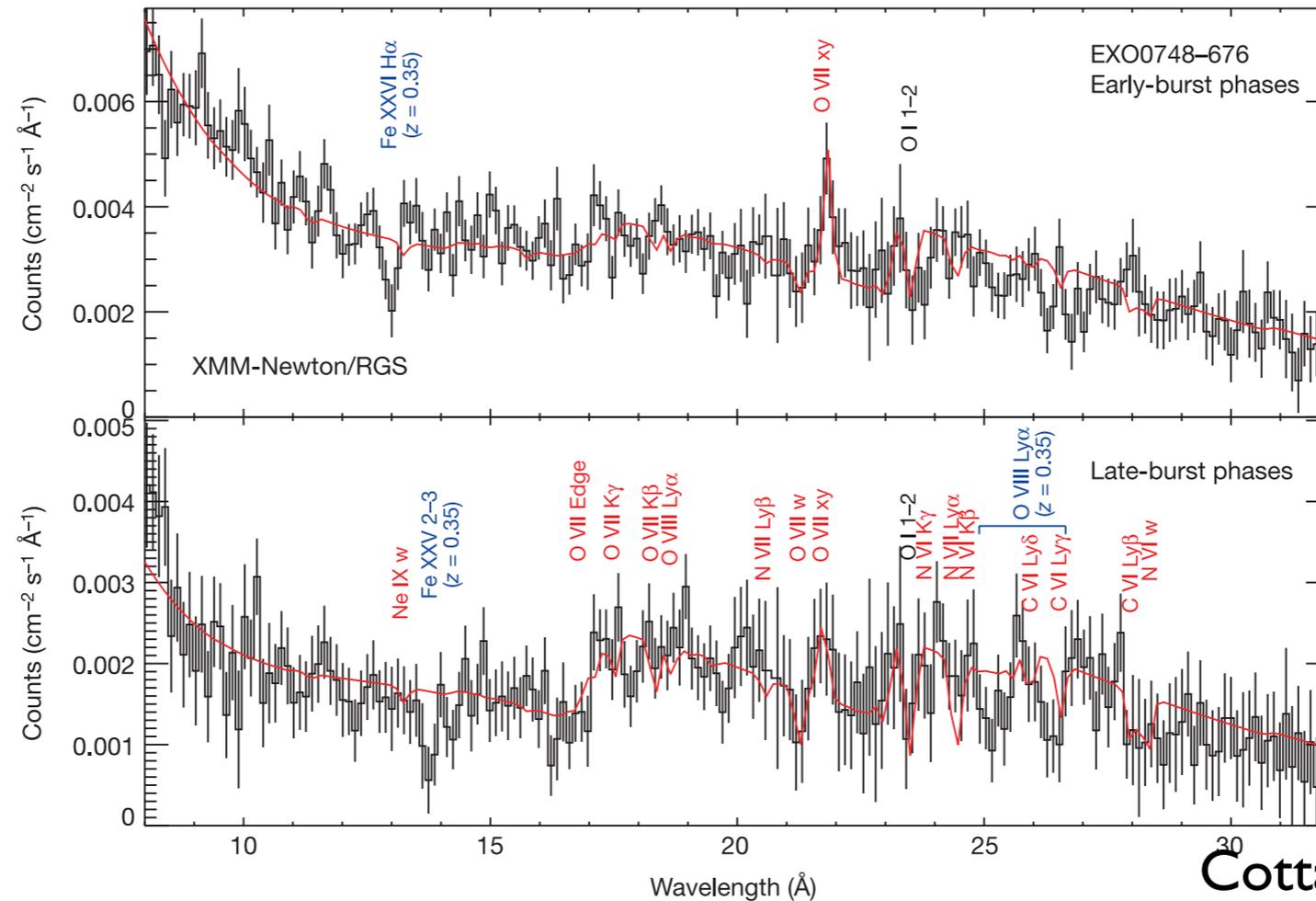
Fig. 3. The best-fit blackbody models [equation (1)] including an absorption line for Spectrum I and Spectrum II, respectively.

図 7.9: X1636-536 の X 線バースト中の X 線スペクトル左はバースト初期 (0-8)sec で 5.7keV に吸収線構造、右はバースト後期 (8-36)sec で 4.1keV に吸収線構造が見える。Waki et al. (1984)。

共鳴吸収線の起源	初期の 5.7keV の説明	減衰期の 4.1keV の説明
Cr XXIII K_{α} の共鳴吸収線	重力赤方偏移なし	10km, $1.5M_{\odot}$
Fe K_{α} (6.7keV) の共鳴吸収線	10km, $2M_{\odot}$	20km, $2M_{\odot}$

表 7.1: X 線バースターで検出された吸収線構造の解釈

X線バースト / 鉄の吸収線による重力赤方偏移の検出(2)



Cottam+02, Nature 420, 51

Figure 1 The XMM-Newton RGS spectra of EXO0748–676 for 28 type I X-ray bursts. The background-subtracted flux spectra for the early and late phases of the bursts are shown in the top and bottom panels, respectively. The data are plotted as the black histograms, with 1σ error bars derived from counting statistics. The red line is the empirical continuum, with additional O VII intercombination line emission, modulated by absorption in photoionized circumstellar material. Red labels show the positions of the most prominent discrete absorption lines from the circumstellar medium; in the He-like spectra, ‘w’ signifies the $n = 1-2$ resonance transition, ‘xy’ the (unresolved) $n = 1-2$

intercombination transitions, while higher series members are marked ‘K β , γ ’, and so on. Column densities in ions other than O VII have been normalized to the absorption measured in O VII, assuming an ionization parameter $\xi = 10$, and solar abundances. The N VII Ly α line at 24.78 Å is overpredicted, indicating a subsolar N/O abundance ratio. Black labels indicate the interstellar O 1s–2p absorption line. Blue labels indicate the photospheric absorption lines in Fe XXVI, Fe XXV and O VIII, at a redshift $z = 0.35$. The data and models have been rebinned to $\Delta\lambda = 0.124$ Å, which is about 2.5 times larger than the RGS instrument resolution.

その後の衛星では、興味の対象や検出器の制約のため、相対的に見て、しばらく X 線バーストとその吸収線構造の研究はそれほど活発ではなかったが、最近になり、XMM-Newton の RGS 検出器により、赤方偏移した鉄 L 酸素 K 輝線の共鳴吸収線構造が発見された (図 7.10; Cottam et al. 2002)。それによると、 $M = 1.4 \sim 1.8M_{\text{odot}}$ 、 $R = 9 \sim 12\text{km}$ と得られた。これは、現在の中性子星理論と良く一致する。

ところがその後、この結果は疑問視されることになる。一次 45Hz という報告があったが、その後、スピン周期が 552Hz と判明 (Galloway et al. 2010, AIPJ 711, L148)。中性子性表面は 3500km/s で回転している。光速の 1% であり、吸収線が観測されたものより太くなるのではないか。さらに、より長時間の追観測で確認ができなかった (Cottam et al. 2008, ApJ, 672, 504)。

現時点での認識は、X 線バースト中の確実な吸収線の観測は無い、である。

X線バースト / エネルギー源

X線バースターはバースト時に輝くのみならず、通常も光っている。
バースト時のX線光度を $L_b(t)$ 、定常時を $L_p(t)$ とし、それぞれの時間積分の比を α とすると、

$$\alpha = \int L_p(t) dt / \int L_b(t) dt \sim 1 \times 10^2 \text{ (Type I Burst)}$$

定常時は質量降着による重力エネルギーの解放で光っていると考え、

バーストを核融合反応によるエネルギーの解放だと考え、この α を見積もってみる。

定常時の重力エネルギー解放は以下のとおり。時間積分した質量降着量を ΔM とすると、
重力エネルギーで解放されるエネルギーは静止質量に対して

$$\left(\frac{GM_{\text{NS}}}{R_{\text{NS}}} \Delta M \right) / (\Delta M c^2) = \frac{r_g}{2R_{\text{NS}}} = 20\%$$

核融合によるエネルギー解放は以下の通り。まず水素の核融合反応による質量欠損の割合は

$$4\text{H} \rightarrow \text{He} \quad \sim 7\text{MeV}/p \sim \frac{7\text{MeV}}{931.29\text{MeV}} \Rightarrow 0.72\%$$

質量降着されるガスのうち水素の質量比は70%なので、

$$\alpha = \frac{\text{重力エネルギー解放}}{\text{核融合}} = \frac{20\%}{0.73\% \times 70\%} = 40$$

となり、観測とはそれほど悪くない。しかし、この反応は定常的に進むため、バーストにはならない。

一方、ヘリウムの核融合反応はシリコンとなる

$$7\text{He} \rightarrow \text{Si} \quad \sim 1\text{MeV}/p \sim \frac{1\text{MeV}}{931.29\text{MeV}} \Rightarrow 0.1\%$$

$$\alpha = \frac{\text{重力エネルギー解放}}{\text{核融合}} = \frac{20\%}{0.1\%} = 200$$

X線発生装置の偏光とトムソン散乱によるX線偏光

トムソン散乱断面積には、入射 X 線偏光に対する依存性がある。これを利用すると X 線偏光の測定が可能となる。光電吸収との競合過程になる。光電吸収は Z^4 に比例し、トムソン散乱は電子の数すなわち Z に比例する。

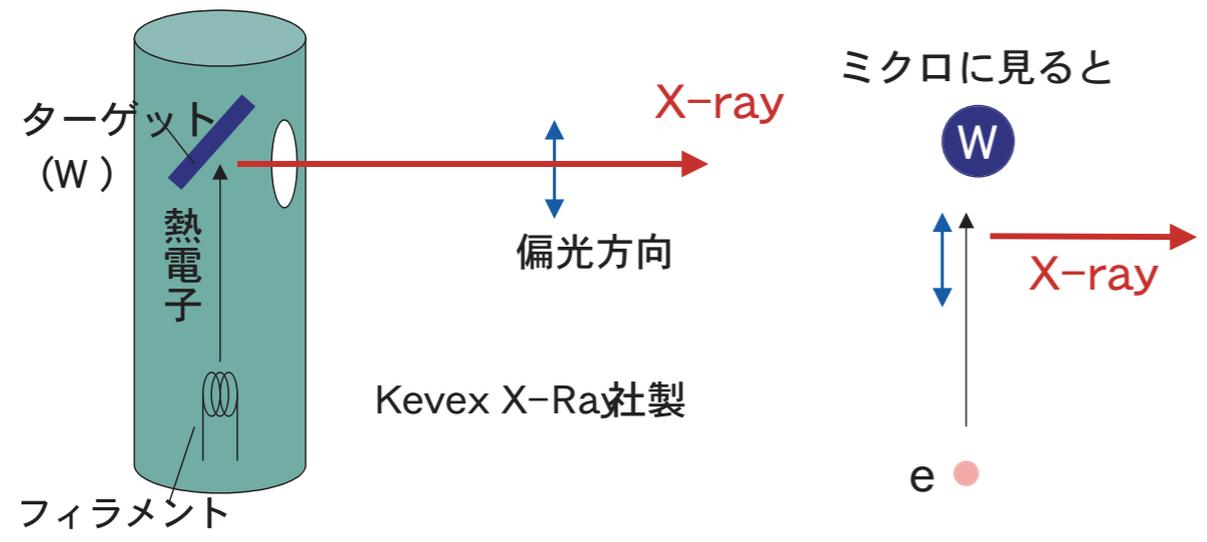


図 7.14: X線発生装置からのX線

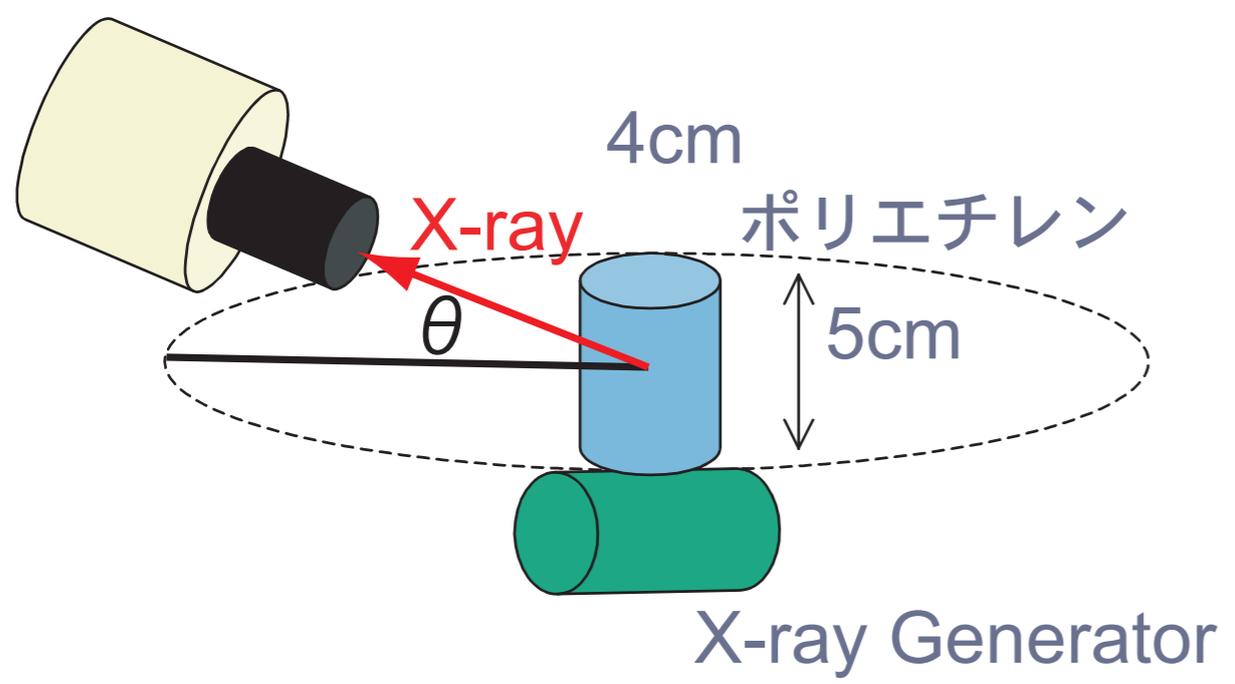


図 7.15: トムソン散乱を用いた X 線偏光測定

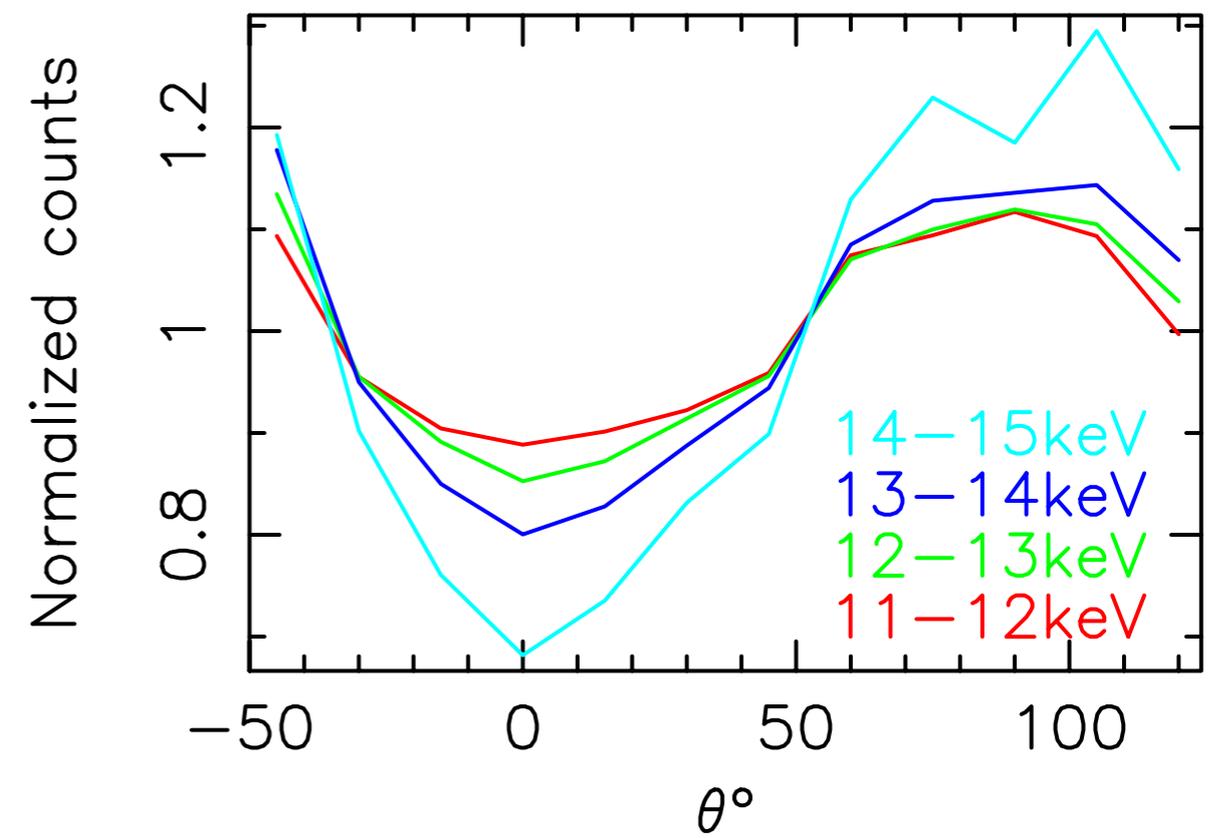


図 7.16: トムソン散乱を用いた X 線偏光測定の結果 (池田、河野、馬場 1999)

磁気双極子と電波パルサー(1)

ブレーキングインデックス

電気双極子と全く同様に磁気双極子の場合も書ける。電波パルサーについて考えてみよう。

記号が紛らわしいので、単位時間あたりのエネルギー発生量を P ではなく \dot{E} と書き、 P は周期として使うことにする。

電波パルサーを磁気双極子だと考え磁気双極子放射を考える。このエネルギー源はパルサーの回転エネルギーである。

その量を E とし、 \dot{E} の符合も考えると

$$\frac{d\dot{E}}{d\Omega} = -\frac{\ddot{m}^2}{4\pi c^3} \sin^2 \Theta \quad \dot{E} = -\frac{2\ddot{m}^2}{3c^3}$$

磁気双極子が ω で回転しており、磁気双極子モーメント m_0 の軸が自転軸から α だけずれて回転

$$\begin{aligned} m &= m_0 \sin \alpha \sin \omega t \\ \ddot{m} &= -m_0 \omega^2 \sin \alpha \sin \omega t \end{aligned} \quad \langle \dot{E} \rangle = -\frac{m_0^2 \omega^4 \sin^2 \alpha}{3c^3}$$

中性子星の慣性モーメントを I とすると

$$E = \frac{1}{2} I \omega^2 \quad \dot{E} = I \omega \dot{\omega}$$

よって、

$$\dot{E} = I \omega \dot{\omega} = -\frac{m_0^2 \omega^4 \sin^2 \alpha}{3c^3} \quad \dot{\omega} = -\frac{m_0^2 \sin^2 \alpha}{3c^3 I} \omega^3$$

$\dot{\omega} = -(\text{constatnt}) \cdot \omega^n$ n を特に Brakeing Index と呼び、以上で示した通り磁気双極子放射では $n = 3$ となる。

全てのパルサーの磁場、 α の違いがファクター程度であり、年齢のみが桁で違いのであれば、 $n = 3$ の線で一覧に整列するはずである。

図 7.23 の通り、実際には「ごちゃ」としていて、 \dot{P} で 4 桁のスケールで散らばっている

磁気双極子と電波パルサー (2)

$\dot{\omega}$ を観測できれば、単体の電波パルサーの Braking Index n を求めることも可能

$$\dot{\omega} = -(\text{constatnt}) \cdot \omega^n \quad \ddot{\omega} = -n(\text{constatnt}) \cdot \dot{\omega} \omega^{n-1} \quad n = \frac{\ddot{\omega} \omega}{\dot{\omega}^2}$$

これまでに 4 つの電波パルサーについて n が求まっている。Crab: $n = 2.51$, B0540 – 69(LMC の 50msec パルサー): $n = 2.24$, Vela Pulsar: $n = 1.4$, B1509 – 58 $n = 2.837$ 。

$n = 3$ にならない理由は良く分かっていない。

パルサー風が重要な役割を果たしている可能性がある。

磁気双極子と電波パルサー (3)

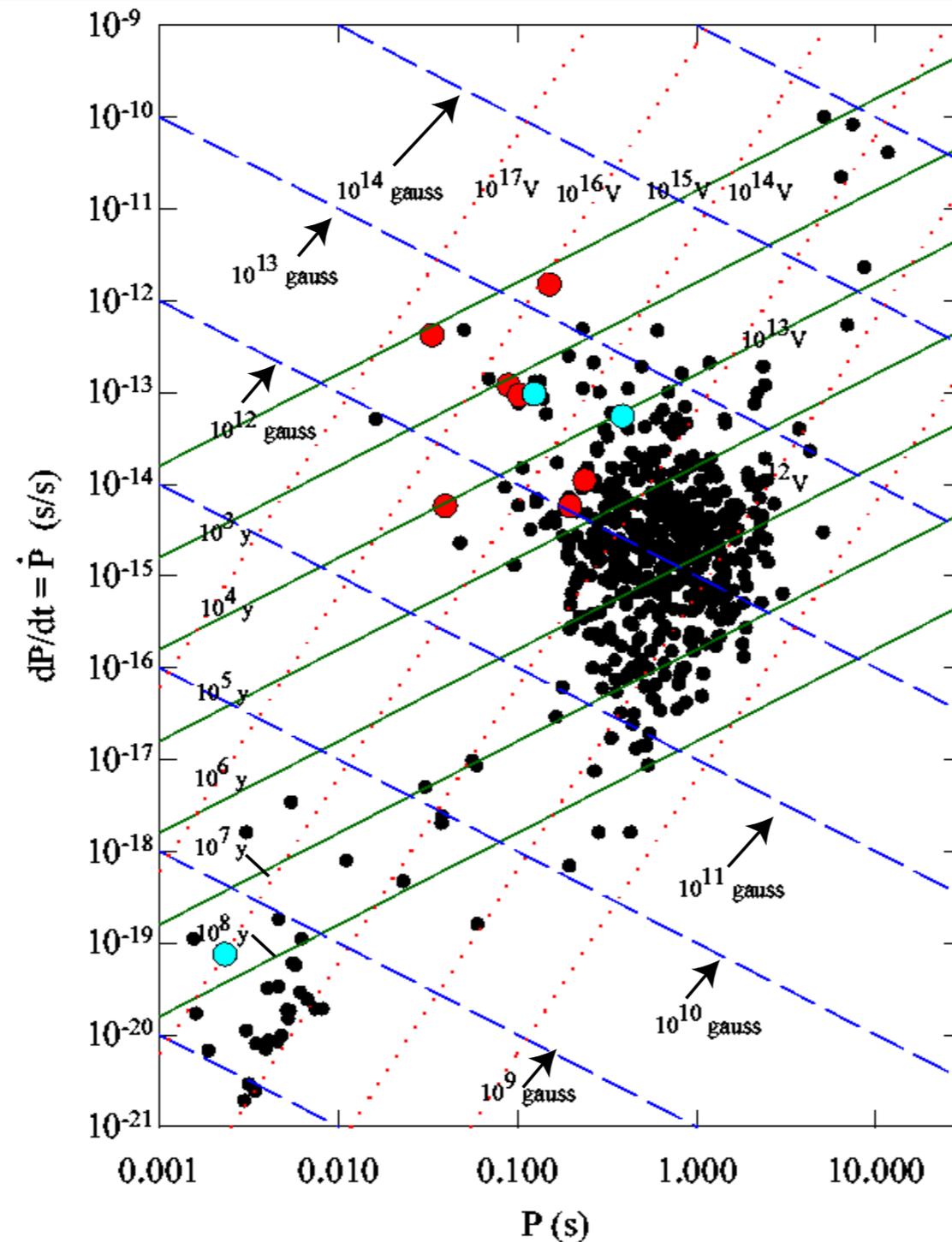


FIGURE 3. Period ν . period derivative for a large sample of pulsars. Small dots: no gamma-ray emission. Large dark dots: seven high-confidence gamma-ray pulsars. Large light dots: three lower-confidence gamma-ray pulsars. Solid lines: timing age. Dotted line: open field line voltage. Dashed line: surface magnetic fields.

図 7.23: 電波パルサーの P - \dot{P} 関係直線 (緑) は Age、点線 (赤) は Open Field Line Voltage、破線 (青) は磁場強度である。 $\omega \propto \omega^3$ となる直線は、点線と同じである。

磁気双極子と電波パルサー (4)

年齢

観測値である P と \dot{P} から年齢を見積もることができる。

$$\dot{\omega} = -(\text{constant}) \cdot \omega^n = -K\omega^n$$

これを積分すると

$$\frac{1}{n-1} \left(\omega^{-(n-1)} - \omega_0^{-(n-1)} \right) = K\tau$$

ω_0 はパルサーが誕生した時の角周波数であり、 τ は年齢である。

$n > 1$ であり、 $\omega_0 \gg \omega$ とすると、

$$\tau = \frac{\omega^{-(n-1)}}{K(n-1)} = -\frac{\omega}{(n-1)\dot{\omega}} = \frac{P}{(n-1)\dot{P}}$$

磁気双極子と電波パルサー (5)

磁場の強さ

中性子星の大きさ、質量がそれぞれ半径 10km、 $1.4M_{\odot}$ が分かっているものとして、
磁気双極子放射から磁場の強さを求める。簡単のために、自転軸と磁場の向きは垂直とする。

$$\dot{E} = 9.62 \times 10^{30} [\text{ergs/sec}] \left(\frac{B}{10^{12} \text{G}} \right)^2 \left(\frac{R}{10 \text{km}} \right)^6 \left(\frac{P}{1 \text{sec}} \right)^{-4}$$

$$\dot{E} = I\omega\dot{\omega} = I \left(\frac{2\pi}{P} \right) \frac{d(2\pi/P)}{dt} = I \left(\frac{2\pi}{P} \right) \frac{dP}{dt} \frac{d(2\pi/P)}{dP} = 4\pi I \frac{\dot{P}}{P^3}$$

$$I \sim 10^{33} \text{g} \cdot 10 \text{km} \sim 10^{45} \text{g} \cdot \text{cm}^2$$

この2つから

$$B = 1.14 \times 10^{13} [\text{G}] \left(\frac{P}{1 \text{sec}} \right)^{1/2} \left(\frac{\dot{P}}{10^{-6} \text{sec/yr}} \right)^{1/2} \left(\frac{I}{10^{45} \text{g} \cdot \text{cm}^2} \right)^{1/2} \left(\frac{R}{10 \text{km}} \right)^{-3}$$