

「3」 APPENDIX

この章では実験に必要な内容を簡単にまとめる。必要に応じて読み、不足する部分は参考文献などで補っておくこと。

「3.1」 相対論的運動学

3.1.1 単位系

原子核・素粒子物理学では MKSA (SI) 単位を直接用いることは少ない。又、光速度 c 及び Planck 定数 (を 2π で割った) $\hbar$ を 1 とする自然単位系もよく使われる。

- エネルギー・運動量・質量

電気素量 e の電荷を持った粒子が 1 Volt の電位差で加速されて得るエネルギーを 1 eV (electron volt) とし、その 10^3 , 10^6 , 10^9 倍を keV, MeV, GeV という。 pc , mc^2 はエネルギーの次元を持つため、運動量と質量の単位として MeV/c, MeV/c² と表す。

- 質量：

MeV の単位で表すと粒子の質量は次のようになる。電子： $m_e c^2 = 0.5110$ MeV、陽子： $m_p c^2 = 938.3$ MeV、ミューオン： $m_\mu c^2 = 105.7$ MeV

- 長さ：

長さの単位としては、fm (フェムトメートル) が使われる。 $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$ である。

- 単位変換：

エネルギーと長さを関係付ける量として $\hbar c = 197.3 \approx 200 \text{ MeV fm}$ や 微細構造定数

$$\alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137.0} \approx \frac{1}{137} \text{ があり、色々な物理量の計算に有用である。}$$

3.1.2 運動エネルギーなどの関係式

素粒子・原子核反応で作られた粒子のほとんどは、光速度の数%から数十%の速度を持つ。光速度の数%の粒子では非相対論的に扱っても大きな誤差はないが、数十%の粒子では相対論的効果を考慮する必要がある。

静止質量 m を持つ粒子の全エネルギー E 、運動エネルギー T 、運動量 p 、光速度で規格化した速度 $\beta = v/c$ 、Lorentz 因子 $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ の間の関係式は、

$$E = \sqrt{(pc)^2 + (mc^2)^2} = \gamma mc^2 \equiv T + mc^2$$

$$pc = \gamma \beta mc^2 = \sqrt{T(T + 2mc^2)}$$

$$\beta = \frac{pc}{E}$$

で与えられる。これらの式は、 $\beta \ll 1$, $(\gamma - 1) \ll 1$ の極限では、非相対論で扱った場合と一致する。

$$T = \sqrt{(mc^2)^2 + (\vec{p}c)^2} - mc^2 = mc^2 \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\vec{p}c}{mc^2} \right)^2} - 1 \right) \approx mc^2 \frac{1}{2} \left(\frac{\vec{p}c}{mc^2} \right)^2 = \frac{\vec{p}^2}{2m}$$

$$E = \gamma mc^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} \approx mc^2 \left(1 + \frac{\beta^2}{2} \right) = mc^2 + \frac{m\vec{v}^2}{2}$$

「3.2」 荷電粒子と物質の相互作用

3.2.1 エネルギー損失 (Energy Loss)

荷電粒子（質量 M 、電荷 z 、速度 β ）が物質中を通過すると、粒子の電荷と物質内電子とのクーロン相互作用によって電子にエネルギーを与え、自分自身はエネルギーを失い減速される。電子が受け取ったエネルギーの大小により、原子／分子は、励起 (excitation)、又は電離（イオン化、Ionization）される。

一回の衝突で電子に移行可能な最大エネルギーは、 $T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e / M + (m_e / M)^2}$ であり、

$2\gamma m_e / M \ll 1$ の場合には $T_{\max} \approx 2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2$ と近似できる。この値は高エネルギー粒子の持つ運動エネルギーと比較するとはるかに小さく、荷電粒子がエネルギーを全て失う為には多数回の衝突を必要とする。

物質（原子番号 Z 、原子量 A 、密度 ρ ）中での荷電粒子のエネルギー損失 dE/dx は、Bethe-Bloch の式として知られ、

$$-\frac{dE}{d\rho x} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \left(\frac{z}{\beta}\right)^2 \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 T_{\max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

で与えられる。ここで、 N_A 、 r_e は、各々アボガドロ数と電子古典半径 $r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ であり、最初の係数は $4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.307$ [MeV/g/cm²] である。通常 dE/dx には、単位面積当りの物質質量 ρx [g/cm²] が使われる： dE/dx の物質依存性は Z/A で、ほぼ物質によらず 0.5 程度の値を持つ為である。入射粒子が重い場合には $T_{\max}$ の近似式を用いて、

$$-\frac{dE}{d\rho x} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \left(\frac{z}{\beta}\right)^2 \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

の形もよく用いられる。

電子のエネルギー損失は、最大移行エネルギーの形の差や同種粒子の効果を考慮する必要がる。しかし、式の形は異なるが Bethe-Bloch の式を用いても値に大きな差は無い。

対数項の中に含まれる I は標的物質の平均励起およびイオン化ポテンシャルを示し、それぞれの物質について個別に与えられる量であるが、近似的には $I \approx 16Z^{0.9}$ で与えられる。今回検出器に用いるガスに関しては、 $I(\text{Ar}) = 285$ eV、 $I(\text{CH}_4) = 131$ eV である。

物質	C	Cu	Al	Fe	Pb	Si	NaI	H ₂ O	Lucite	Plastic
密度 [g/cm ²]	2	8.92	2.70	7.86	11.34	2.33	3.67	1	1.18	1.03
I [eV]	78	322	166	286	823	173	452	75	74	64.7

表：平均イオン化ポテンシャル。

図 3.1 は dE/dx を、入射粒子の運動量と速度の関数で示したものである。

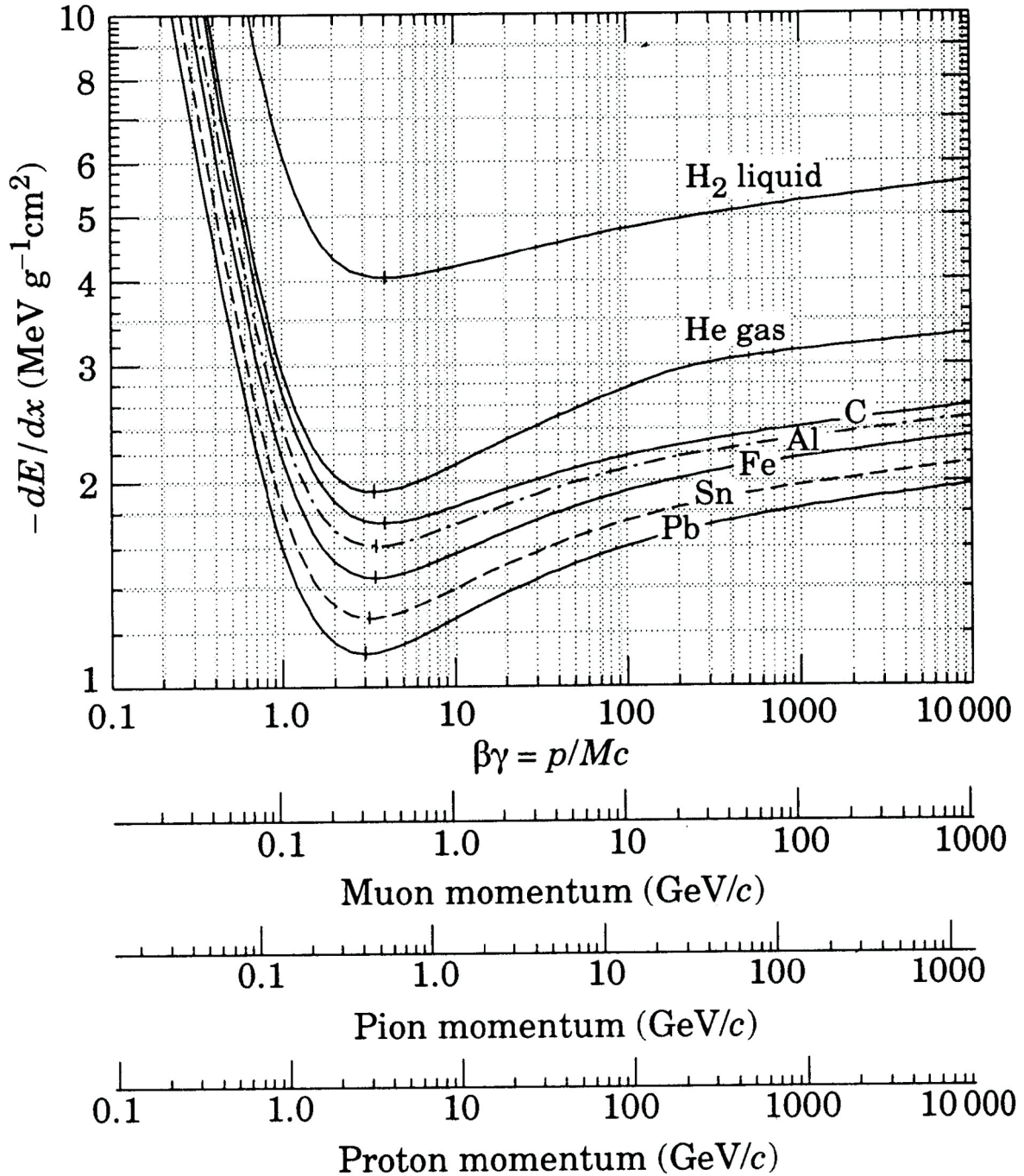


図 3.1 : エネルギー損失の速度と運動量依存性

エネルギー損失 dE/dx の特徴としては、

- (1) $\beta\gamma < 1$ の領域では、 $dE/dx \propto z^2/\beta^2$ と近似できる。
- (2) $\beta\gamma \approx 3.4$ 付近でエネルギー損失の最小値をとる。このエネルギー損失が最少になる領域での値を最少電離 (Minimum Ionization) と呼び、水素分子以外の物質については 1 g/cm^2 あたり 1.8 MeV (炭素)、 1.5 MeV (鉄)、 1.1 MeV (鉛) という値をとる。
- (3) $\gamma > 3$ の領域では非常に緩やかに増加する。

次の表に色々な物質の定数をまとめる。

PARTICLE DETECTORS, ABSORBERS, AND RANGES (Cont'd)

Atomic and Nuclear Properties of Materials*

Material	Z	A	Nuclear ^a total cross section σ_T [barn]	Nuclear ^b inelastic cross section σ_I [barn]	Nuclear ^c collision length λ_T [g/cm ²]	Nuclear ^c interaction length λ_I [g/cm ²]	dE/dx min ^d $\left[\frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2} \right] \left[\frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \right]$		Radiation length ^e L_{rad} [g/cm ²] [cm]		Density ^f [g/cm ³] () is for gas [g/l]	Refractive index n; ^f () is (n-1)×10 ⁶ for gas
H ₂	1	1.01	0.0387	0.032	43.3	52.4	4.12	0.292	63.05	890	0.0708(0.090)	1.112(140)
D ₂	1	2.01	0.073	0.062	45.7	53.8	2.07	0.342	126.1	764	0.165	1.28
He	2	4.00	0.136	0.109	49.9	60.9	1.94	0.243	94.32	755	0.125(0.178)	1.024(35)
Li	3	6.94	0.216	0.158	53.8	72.9	1.58	0.843	82.76	155	0.534	--
Be	4	9.01	0.268	0.199	55.8	75.2	1.61	2.97	65.19	35.3	1.848	--
C	6	12.01	0.331	0.231	60.2	86.3	1.78	4.03	42.70	18.8	2.265 ^g	--
N ₂	7	14.01	0.379	0.262	61.4	88.8	1.82	1.47	37.99	47.0	0.808(1.25)	1.205(300)
O ₂	8	16.00	0.420	0.288	63.2	92.2	1.82	2.07	34.24	30.0	1.14(1.43)	1.22(266)
Ne	10	20.18	0.502	0.340	66.7	98.5	1.73	2.09	28.94	24.0	1.207(0.90)	1.092(67)
Al	13	26.98	0.634	0.421	70.6	106.4	1.62	4.37	24.01	8.9	2.70	--
Ar	18	39.95	0.850	0.554	78.0	119.7	1.51	2.11	19.55	14.0	1.40(1.78)	1.233(283)
Fe	26	55.85	1.113	0.703	83.3	131.9	1.48	11.6	13.84	1.76	7.87	--
Cu	29	63.54	1.232	0.782	85.6	134.9	1.44	12.9	12.86	1.43	8.96	--
Sn	50	118.69	1.967	1.191	100.2	165.5	1.26	9.2	8.82	1.21	7.31	--
W	74	183.85	2.767	1.649	110.3	185.1	1.16	22.4	6.76	0.35	19.3	--
Pb	82	207.19	2.960	1.776	116.2	193.7	1.13	12.8	6.37	0.56	11.35	--
U	92	238.03	3.378	1.983	117.0	199.3	1.09	≈20.7	6.00	≈0.32	≈18.95	--
Air (20°C)					62.0	90.0	1.82	0.0022	36.66	30423	0.001205(1.29)	1.000273(293)
H ₂ O					60.1	84.9	2.03	2.03	36.08	36.1	1.00	1.33
Shielding concrete ^h					67.4	99.9	1.70	4.25	26.7	10.7	2.5	--
SiO ₂ (quartz)					67.0	99.2	1.72	3.78	27.05	12.3	2.2	1.458
H ₂ (bubble chamber 26°K)					43.3	52.4	4.12	≈0.26	63.05	≈1000	≈0.063 ⁱ	1.112
D ₂ (bubble chamber 31°K)					45.7	53.8	2.07	≈0.29	126.1	≈900	≈0.140 ⁱ	1.110
H-Ne mixture (50 mole percent) ^j					65.0	94.5	1.84	0.75	29.70	73.0	0.407	1.092
Propane (C ₃ H ₈) ^k					56.5	77.2	2.25	0.92	45.38	111	0.41(2.0)	1.25(1005)
Freon 13B1 (CF ₃ Br) ^k					76.8	117	1.56	≈2.34	16.53	≈11.0	≈1.50(8.71)	1.238(750)
Ilford emulsion G5					82.0	134	1.44	5.49	11.02	2.89	3.815	--
NaI					94.8	152	1.32	4.84	9.49	2.59	3.67	1.775
LiF					62	89.2	1.63	4.30	39.25	14.9	2.64	1.394
BGO (Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂)					97.4	156	1.27	9.0	7.98	1.12	7.1	2.15
Polystyrene, scintillator (CH) ^f					58.4	82.0	1.95	2.01	43.8	42.4	1.032	1.581
Lucite, Plexiglas (C ₅ H ₈ O ₂)					59.2	83.6	1.95	≈2.30	40.55	≈34.4	1.16-1.20	≈1.49
Polyethylene (CH ₂)					56.9	78.8	2.09	≈1.95	44.8	≈47.9	0.92-0.95	--
Mylar (C ₅ H ₄ O ₂)					60.2	85.7	1.86	2.58	39.95	28.7	1.39	--
Borosilicate glass (Pyrex) ^m					66.2	97.6	1.72	3.84	28.3	12.7	2.23	1.474
CO ₂					62.4	90.5	1.82	0.0033	36.2	20220	(1.79)	(410)
Methane CH ₄					54.7	74.0	2.41	0.0017	46.5	64850	0.423(0.717)	(444)
Isobutane C ₄ H ₁₀					56.3	77.4	2.22	0.0059	45.2	16930	(2.67)	(1270)
Freon 12 (CCl ₂ F ₂) ⁿ					70.6	106	1.62	0.0080	23.7	4810	(4.93)	(1080)
Freon 13 (CClF ₃) ⁿ					68.1	101	1.64	0.0070	27.15	6370	(4.26)	(720)
Silica Aerogel ^o					65.5	95.7	1.83	≈0.36	29.85	≈150	0.1-0.3	1.0+0.25p
Spark or proportional chamber ^p					0.028%	0.020%	--	0.034	0.067%		0.019	

表：物質定数

3.2.2 Energy Straggling

エネルギー損失は物質中の電子との多数回の散乱によって引き起こされる。したがって、エネルギー損失は平均値のまわりに有限な幅をもった分布をする。電子との衝突回数 κ の目安は、(エネルギー損失の平均値) / (一回の衝突で失う最大エネルギー T_{max}) で与えられ、 $\kappa > 1$ の場合は対称なガウス分布、 $\kappa < 1$ の場合には大きなエネルギー損失側に尾を引く非対称な分布をする。

ガウス分布の場合には Bohr によって

$$\sigma^2 = \frac{1 - \frac{1}{2}\beta^2}{1 - \beta^2} \sigma_0^2, \quad \sigma_0^2 = 0.157 \frac{Z}{A} \rho x [\text{MeV}^2]$$

と計算された。

$\kappa < 0.01$ の場合は、Landau により計算され、

$$\Delta' \equiv 2\pi r_e^2 N_A m_e c^2 \frac{Z_m}{A_m} \frac{z^2}{\beta^2} \rho x = 0.15 [\text{MeV/g/cm}^2] \frac{Z_m}{A_m} \frac{z^2}{\beta^2} \rho x [\text{g/cm}^2]$$

$$\lambda \equiv \frac{1}{\Delta'} \left[\Delta E - \Delta' \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \Delta'}{I^2} - \beta^2 + 0.42 \right) \right]$$

と置くと、エネルギー損失 ΔE の分布は、

$$f(\Delta E) = \varphi(\lambda) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \exp(-u \ln u - u\lambda) \sin \pi u du$$

と表される。なお κ は、Bethe-Bloch で計算される値でなく、 $\kappa = \Delta/T_{\max}$ を用いる事が多い。この分布は、図 3.1A に示すように、大きなエネルギー損失側に尾を引く非対称な分布をし、Landau 分布と呼ばれる。この分布のピークに対応するエネルギー損失は、most probable energy loss と呼ばれ、その値は Bethe-Bloch の式で計算される mean energy loss より小さい事に注意する必要がある。

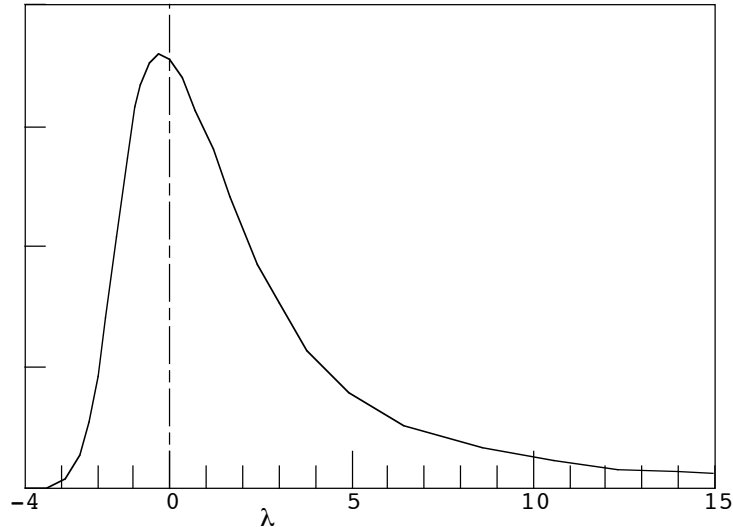


図 3.1A : Landau 分布

この分布の計算は面倒なので、近似の精度は悪い（ピーク位置、高エネルギー側の尾の形が合わない）が、 $\varphi(\lambda) = \exp\left(-\frac{\lambda + e^{-\lambda}}{2}\right)$ の形もよく使われる。

比例計数管の中での最少電離損失は、約 2.4 keV/cm 程度と小さく、又 $T_{\max}$ と比較しても非常に小さく $\kappa \approx 0$ であり Landau 分布になる領域である。しかし、エネルギー損失 Δ' は平均電離エネルギー I と同程度であり、分布の形を合わせる為には原子の構造を Landau による計算よりも正しく扱う必要がある。まあ、要するに、結構難しい。

3.2.3 飛程 (Range)

エネルギーが低い荷電粒子や、物質が厚い場合の物質中のエネルギー損失を議論する時には、飛程の概念を導入すると便利である。飛程 R はエネルギー E の粒子が物質中で電磁相互作用によってエネルギーを失って静止するまでの平均距離で、次のように定義される。

$$R(E) = \int_0^E \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dx$$

図 3.2 に鉛中の荷電粒子のエネルギー損失と飛程を示す。他の物質に関しては、図右下の補正分だけずらして値を読む必要がある。

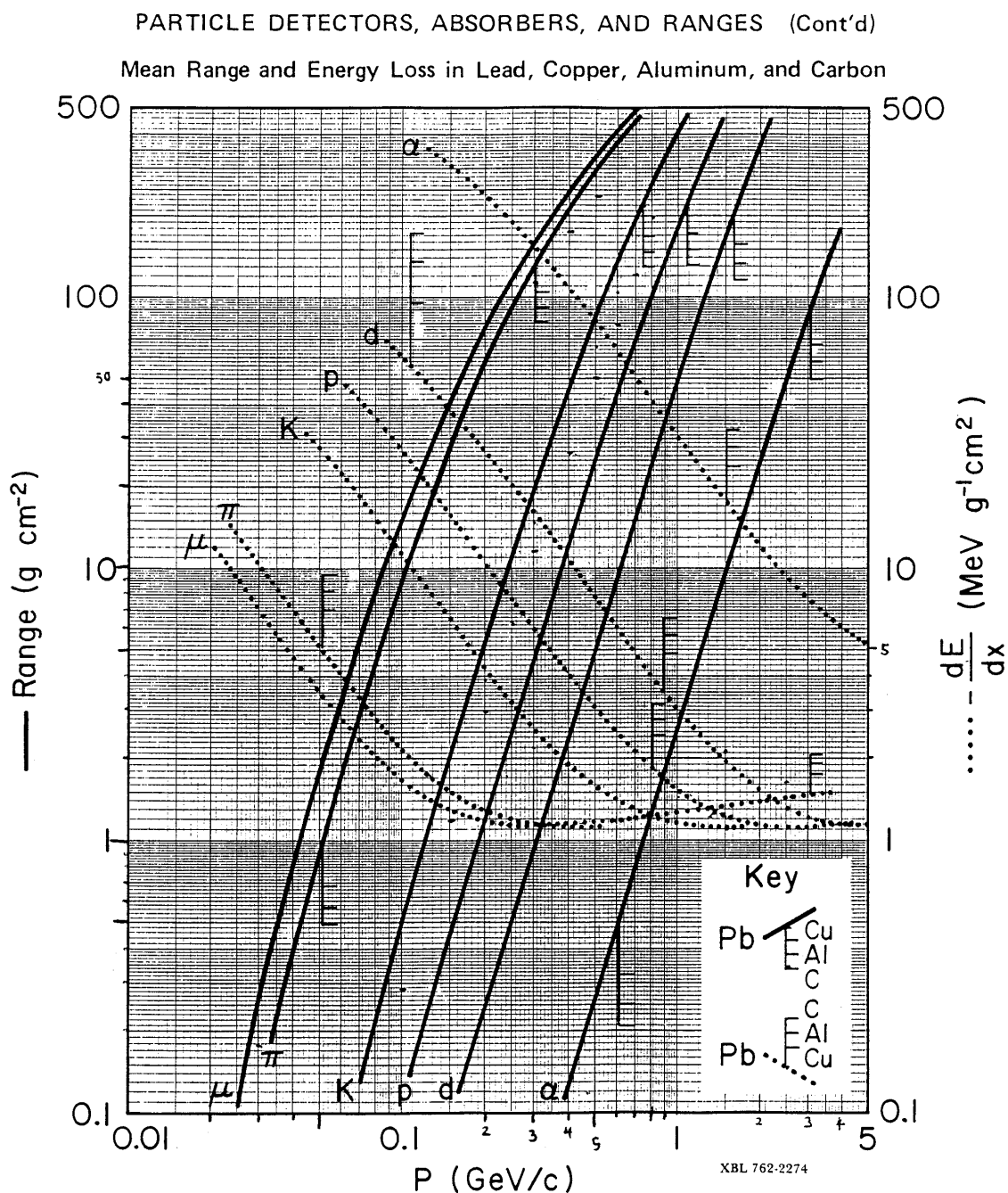


図 3.2 : 鉛中での荷電粒子のエネルギー損失と飛程

「3.3」 γ 線と物質の相互作用

X 線や γ 線は電荷を持たないため、クーロン相互作用で原子を電離する能力は無い。 γ 線は、電磁相互作用(光電効果、コンプトン散乱、電子対生成)により、1 つの電子または電子陽電子対にエネルギーを与え、この電子がさらに物質中の原子を電離する。

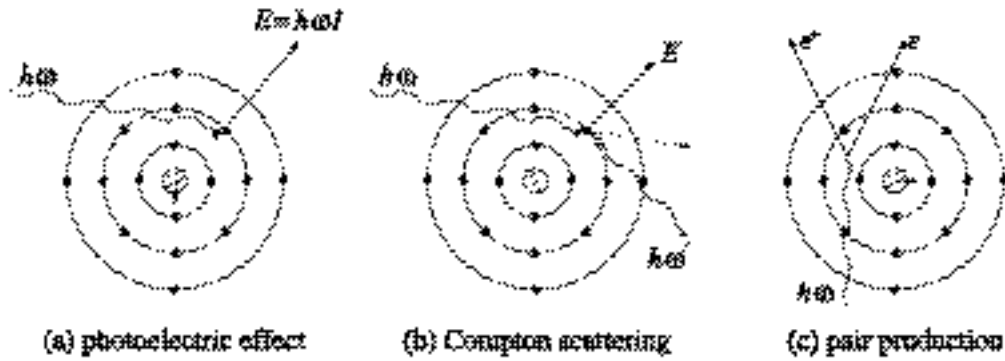


図 3.3 : ガンマ線と物質の相互作用

3.3.1 光電効果 (Photoelectric Effect)

γ 線が、全エネルギーを軌道（束縛）電子に与え、光電子を放出する。光電子の運動エネルギー T_e は、 I を電子の束縛エネルギーとして $T_e = E_\gamma - I$ となる。

低エネルギー領域での K 軌道電子による反応断面積は、W. Heitler らにより計算された。

$$\sigma_K = \frac{32\sqrt{2}\pi Z^5 r_0^2 \alpha^4}{3} \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{7/2} = 1.02 \times 10^{-33} \frac{Z^5}{E_\gamma^{7/2}} [\text{cm}^2 / \text{atom}]$$

ここで r_0 は電子の古典半径、 α は微細構造定数、 $m_e c^2$ は電子の静止質量である。光電効果の断面積は物質の原子番号 Z の 5 乗に比例し、 E_γ の 3.5 乗に反比例する。

3.3.2 コンプトン効果 (Compton Effect)

γ 線が（自由）電子により弾性散乱される現象である。電子の束縛エネルギーを無視すると、散乱 γ 線のエネルギー E'_γ 及び反跳電子の運動エネルギー T_e は、

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + (1 - \cos\theta) E_\gamma / m_e c^2}$$

$$T_e = \frac{E_\gamma}{1 + m_e c^2 / (1 - \cos\theta) E_\gamma}$$

と表される。ここで $m_e c^2$ は電子の質量である。電子のエネルギーは、散乱 γ 線の方によって、

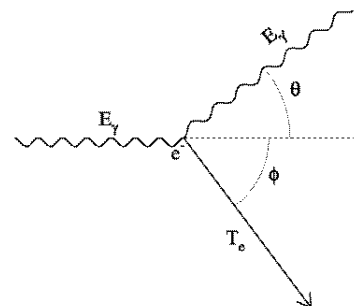


図 3.4 : コンプトン散乱の運動学

$T_e = 0$ から最大値である **Compton edge** すなわち、

$$T_e^{\max} = \frac{E_\gamma}{1 + m_e c^2 / 2E_\gamma} \text{ へかけて連続分布する。 従っ}$$

て、この過程によってエネルギースペクトル（図 3.5）には、0 から **Compton edge** にかけて連続

スペクトルが現れる。 $E_\gamma \gg m_e c^2$ の場合は、

$$T_e^{\max} \approx E_\gamma - \frac{m_e c^2}{2}$$

と近似できる。

コンプトン散乱微分断面積は **Klein-仁科** の式として知られているが、低エネルギー極限

（ $E_\gamma \ll m_e c^2$ 、Thomson 散乱）では、

$$\sigma_{\text{comp}} \approx \frac{8\pi}{3} r_0^2$$

高エネルギー極限（ $E_\gamma \gg m_e c^2$ ）では

$$\sigma_{\text{comp}} \approx \pi r_0^2 \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \left(\ln \left(\frac{2E_\gamma}{m_e c^2} \right) + \frac{1}{2} \right),$$

と近似される。 原子内の電子はそれぞれ単独に γ 線と散乱を起こす。 原子当たりのコンプトン散乱断面積は原子番号 Z に比例する。 また $E_\gamma \gg m_e c^2$ では E_γ に反比例して小さくなる。

3.3.3 電子対生成 (Electron pair creation)

γ 線が原子核の作るクーロン場の影響を受け、電子・陽電子対に転換する現象である。その運動エネルギーの和は、 $T_e^+ + T_e^- = E_\gamma - 2m_e c^2$ である。従って γ 線のエネルギーが **threshold** である $2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$ 以上の時のみこの過程が起こる。

電子対生成断面積は、**threshold** 以上で

$$\sigma_{\text{pair}} \approx 4\alpha r_0^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln \left(\frac{2E_\gamma}{m_e c^2} \right) - \frac{109}{54} \right) \quad m_e c^2 \ll E_\gamma \ll \frac{m_e c^2 Z^2}{\alpha}$$

と近似される。つまり、電子対生成効果断面積は Z^2 に比例し、 E_γ が高くなるに従い断面積が $\ln(E_\gamma)$ に比例してゆっくり大きくなる。 エネルギーが十分高くなると、一定の値

$$\sigma_{\text{pair}} \approx 4\alpha r_0^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln(183Z^2) - \frac{1}{54} \right) \quad E_\gamma \gg \frac{m_e c^2 Z^2}{\alpha}$$

になる。

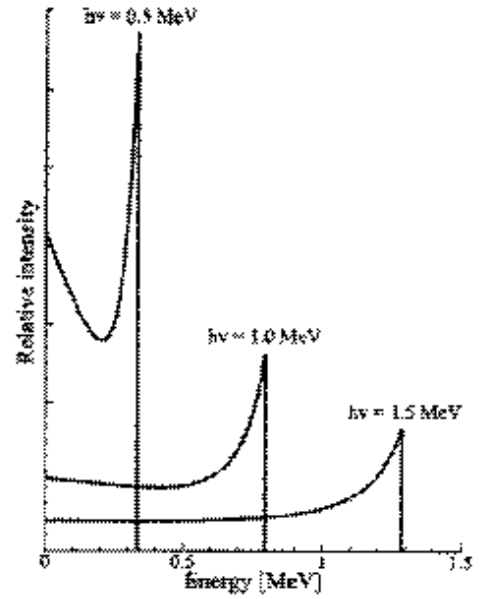


図 3.5 : 0.5, 1.0, 1.5 MeV γ 線のコンプトン散乱による反跳電子のエネルギー分布

3.3.4 吸収係数

γ 線束が物質を通過する時、 γ 線は前節で説明した相互作用を起こしながら失われていく。 I 個の γ 線が厚さ dx [cm] の層を通過した時に失われる数は、 I と dx に比例し、 $dI = -\mu I dx$ で与えられる。従って、物質 x を通過した後の個数は、初期値を I_0 とすると、 $I(x) = I_0 e^{-\mu x}$ となる。ここで μ は吸収係数と呼ばれ、前節の断面積と

$$\mu = \sigma \rho \frac{N_A}{A}, \quad \sigma = \sigma_{photo} + Z\sigma_{comp} + \sigma_{pair}$$

の関係にある。ここで、 ρ は密度 [g/cm³]、 N_A はアボガドロ数、 Z , A は物質を構成する分子の原子番号と質量数である。

吸収係数は、物質が同じでも密度が異なると変化するため不便なことがある。このため、吸収係数を密度で割った質量吸収係数の方が良く使われる。図 3.6 に、C、Al、Ar の質量吸収係数を示す。

3.3.5 物質へのエネルギー移行

一般に検出器では放射線のエネルギーを直接測定するのではなく、色々な相互作用を通じて電子に移行されたエネルギーを測定している。従って、検出器で得られたエネルギー分布から放射線のエネルギー分布を推定するには注意が必要である。

光電効果では、光電子は大抵の場合物質中に止まり物質に全エネルギーを与える。電子が抜けた原子は 2 次 X 線または Auger 電子を発生する。この X 線や電子がさらに他の原子を電離させるため、極めて薄い検出器を除いて最終的に検出器に与えられる全エネルギーは E_γ となる。検出器から 2 次 X 線が逃げた場合のピークをエスケープピークと呼ぶ。

Compton 効果では、多くの場合散乱光は物質から逃げるので、物質には Compton 電子のエネルギーが与えられる。つまり Compton 電子のエネルギー分布を測定する事になり、Compton Edge が観測される。もし検出器が十分大きな場合には、Compton 散乱を何度も繰り返し全エネルギーが物質に与えられることも可能である事に注意。

電子対生成では、 γ 線のエネルギーから 1.022 MeV を引いたエネルギーが電子と陽電子に与えられ、陽電子が消滅する際、511 keV の消滅 γ 線を 2 本放出する。電子対生成が検出器で起こり、消滅 γ 線が検出器内ですべて吸収された場合、スペクトルは E_γ の線スペクトルになる。ところが、消滅 γ 線のうち、1 本あるいは 2 本が検出器の外へ逃げた場合、消滅 $E_\gamma - 511$ keV、あるいは $E_\gamma - 1022$ keV にピークを作る。このピークを single escape peak、double escape peak と呼ぶ。

いずれにせよ、反応で生じる全ての粒子や光子を物質中に止めないと、ガンマ線のエネルギーは正しく測定できない。

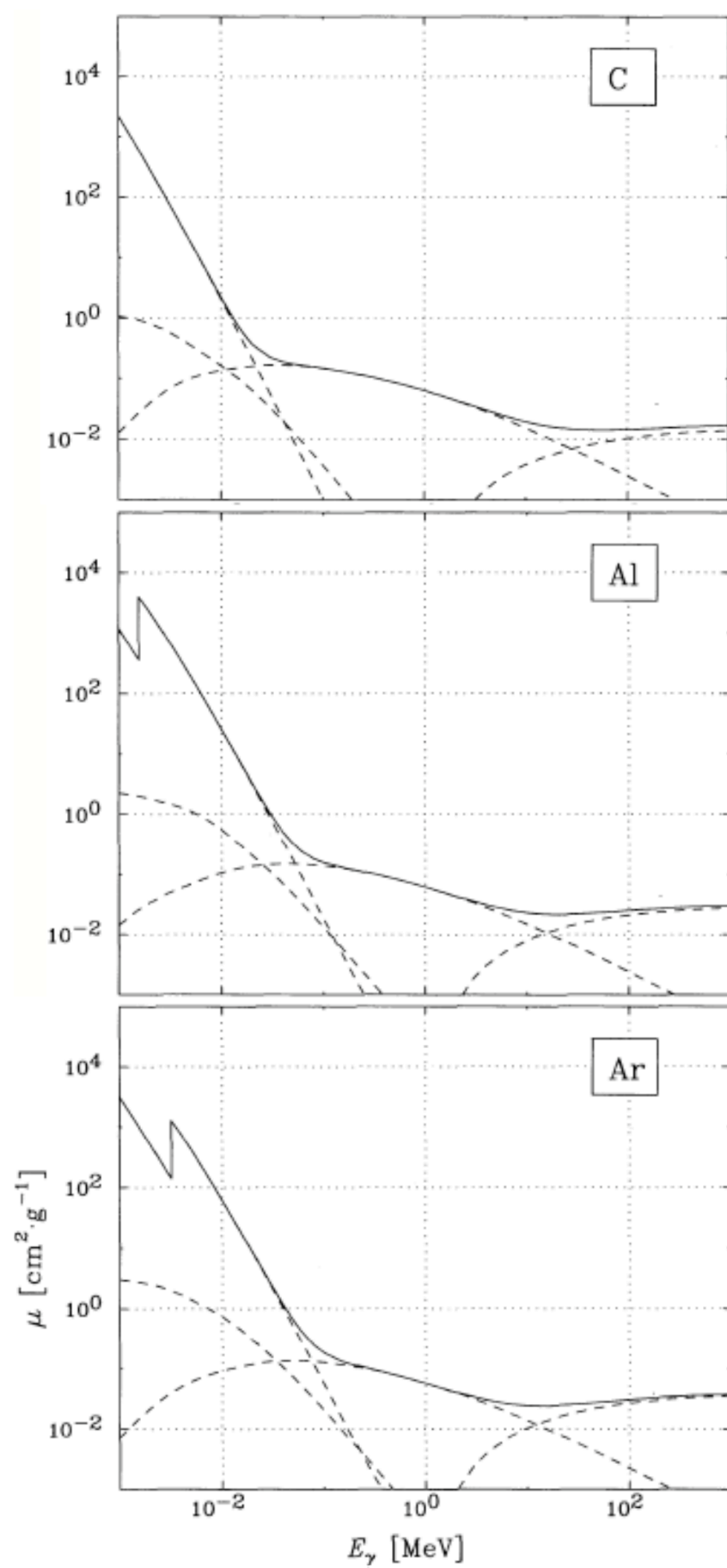


図 3.6 : 物質の質量吸収係数

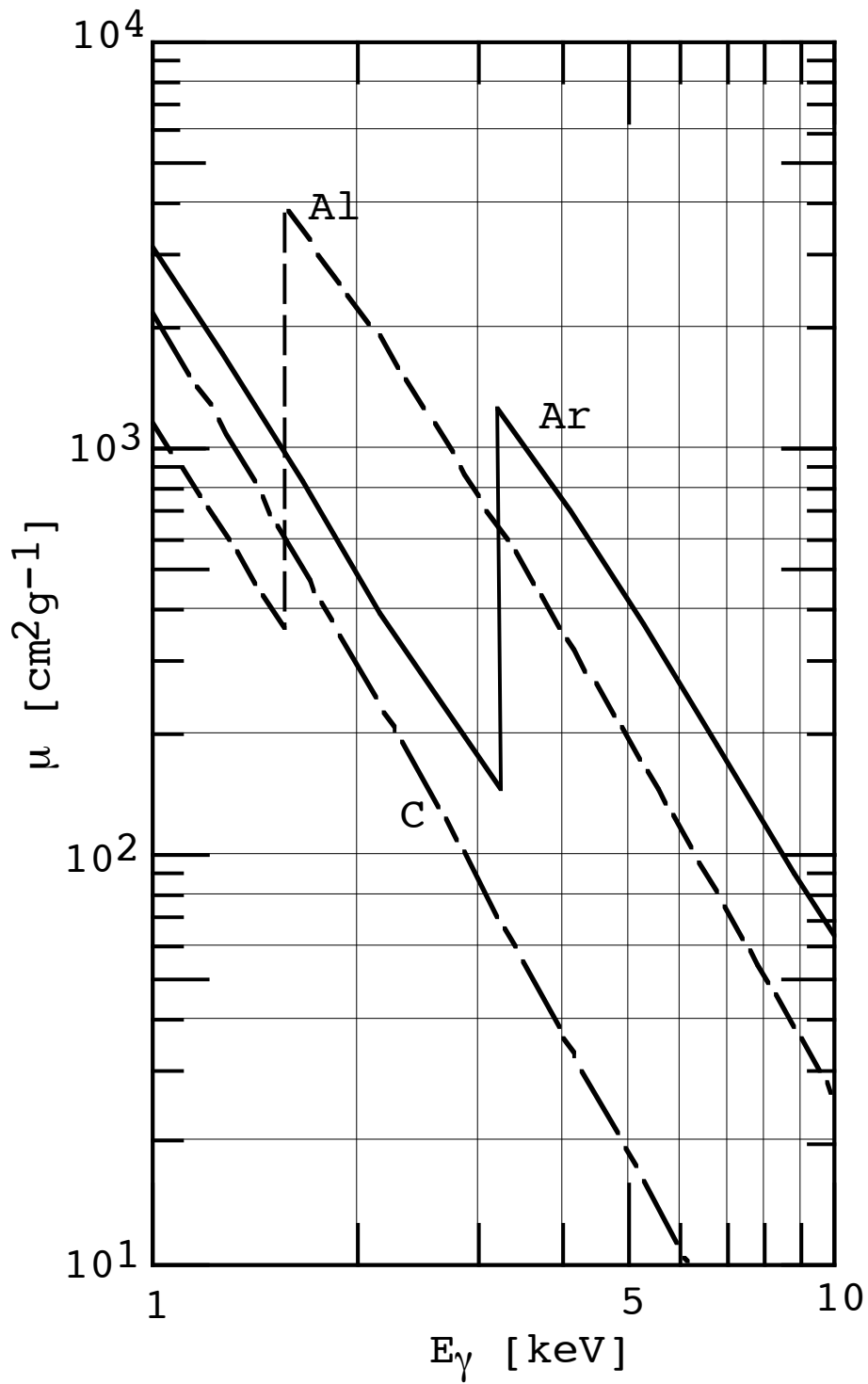


図 3.6A : 物質の質量吸収係数 (拡大図)

参考 : 特性 X 線のエネルギー (K 吸収端エネルギー)

^{55}Mn : 5.90 keV (6.53 keV)

^{40}Ar : 2.96 keV (3.20 keV)

「3.4」原子核の崩壊と放射線源

実験には、X 線、 β 線、 γ 線を使用する。これらの放射線は放射性原子核の崩壊に伴って放出される。

3.4.1 原子核の崩壊

① β^- 崩壊：崩壊様式は ${}^A_Z\text{X} \rightarrow {}^A_{(Z+1)}\text{Y} + e^- + \bar{\nu}_e$ で、原子核中の中性子が β 崩壊して陽子に変わり、 β 線（電子）とニュートリノが放出される。終状態は3体の為、電子の運動エネルギーは0から最大値（Q value）の間に連続的に分布する。 β 線のエネルギー分布は、許容遷移の場合には $dN/dE_e \propto F(\pm z, E_e) p_e E_e (Q - E_e)^2$ で与えられる。ここで、 Q は反応の Q value、 $F(\pm z, E_e)$ は Fermi 関数と呼ばれるクーロン場内の電子波動関数の歪みの補正である。

② β^+ 崩壊：崩壊様式は ${}^A_Z\text{X} \rightarrow {}^A_{(Z-1)}\text{Y} + e^+ + \nu_e$ で、原子核中の陽子が β 崩壊して中性子に変わり、 β 線（陽電子）とニュートリノが放出される。終状態は3体の為、陽電子の運動エネルギーは0から最大値（Q value）の間に連続的に分布する。

③ 電子捕獲：崩壊様式は ${}^A_Z\text{X} + e^- \rightarrow {}^A_{(Z-1)}\text{Y} + \nu_e$ で、原子核中の陽子が軌道電子を吸収して中性子に変わりニュートリノを放出する。崩壊後、孔の開いた K 殻へ上の電子軌道から電子が脱励起し特性 X 線が放出される。なお終状態が2体の為、ニュートリノの運動エネルギーは単色である。

④ α 崩壊：崩壊様式は ${}^A_Z\text{X} \rightarrow {}^{A-4}_{(Z-2)}\text{Y} + \alpha$ で、単色の α 粒子が放出される。

⑤ γ 崩壊： α 崩壊や β 崩壊で、娘核の励起状態に崩壊する場合、ひき続いて励起状態や基底状態への γ 崩壊が起こる。内部転換電子 (conversion electron) 放出により崩壊する場合もある。

3.4.2 放射線源

実験には ${}^{55}\text{Fe}$ 、 ${}^{90}\text{Sr}$ 、 ${}^{60}\text{Co}$ の放射線源を用いる。これらの線源は容器内に密封されている。容器が壊れない限り飛散することは無い。万一破損してしまった場合には、線源が拡散しないよう配慮した上で、担当教官に連絡すること。

図 3.7 に崩壊様式を示す。

① ${}^{60}\text{Co}$

${}^{60}\text{Co}$ は、5.26 年の半減期で、 ${}^{60}\text{Ni}$ の 2.5058 MeV 4^+ 励起状態に β^- 崩壊する。この励起状態は直ちに、1.3325 MeV 2^+ 状態、続いて 0^+ 基底状態にカスケード崩壊し、1.173, 1.332 MeV の2本の γ 線を放出する。

② ${}^{137}\text{Cs}$

${}^{137}\text{Cs}$ は、30.0 年の半減期で β^- 崩壊し、93.5 % の分岐比で ${}^{137}\text{Ba}$ の 0.6617 MeV $11/2^-$

励起状態に遷移する。この準位は半減期 2.55 分で $3/2^+$ 基底状態へ γ 崩壊し、0.6617 MeV の γ 線を放射する。この γ 崩壊の競争過程として ^{137}Ba K 殻電子の内部転換が起こり、それに伴い 32.2 keV の Ba KX-線が発生する。

③ ^{90}Sr

^{90}Sr は、28.8 年の半減期で ^{90}Y の基底状態に β^- 崩壊する。この時、最大エネルギー 546keV の β 線が放出される。 ^{90}Y は 64 時間の半減期で β^- 崩壊し、99.99 % の分岐比で ^{90}Zr の基底状態に崩壊する。この時、最大エネルギー 2.28MeV の β 線が放出される。電子のエネルギー分布は約 1MeV にピークをつ。なお、両者は通常放射平衡になっている。

④ ^{55}Fe

^{55}Fe は 2.7 年の半減期で ^{55}Mn の基底状態へ電子捕獲反応で崩壊する。崩壊後、 ^{55}Mn の K 殻に空孔があき、5.9keV の K-X 線が放出される。

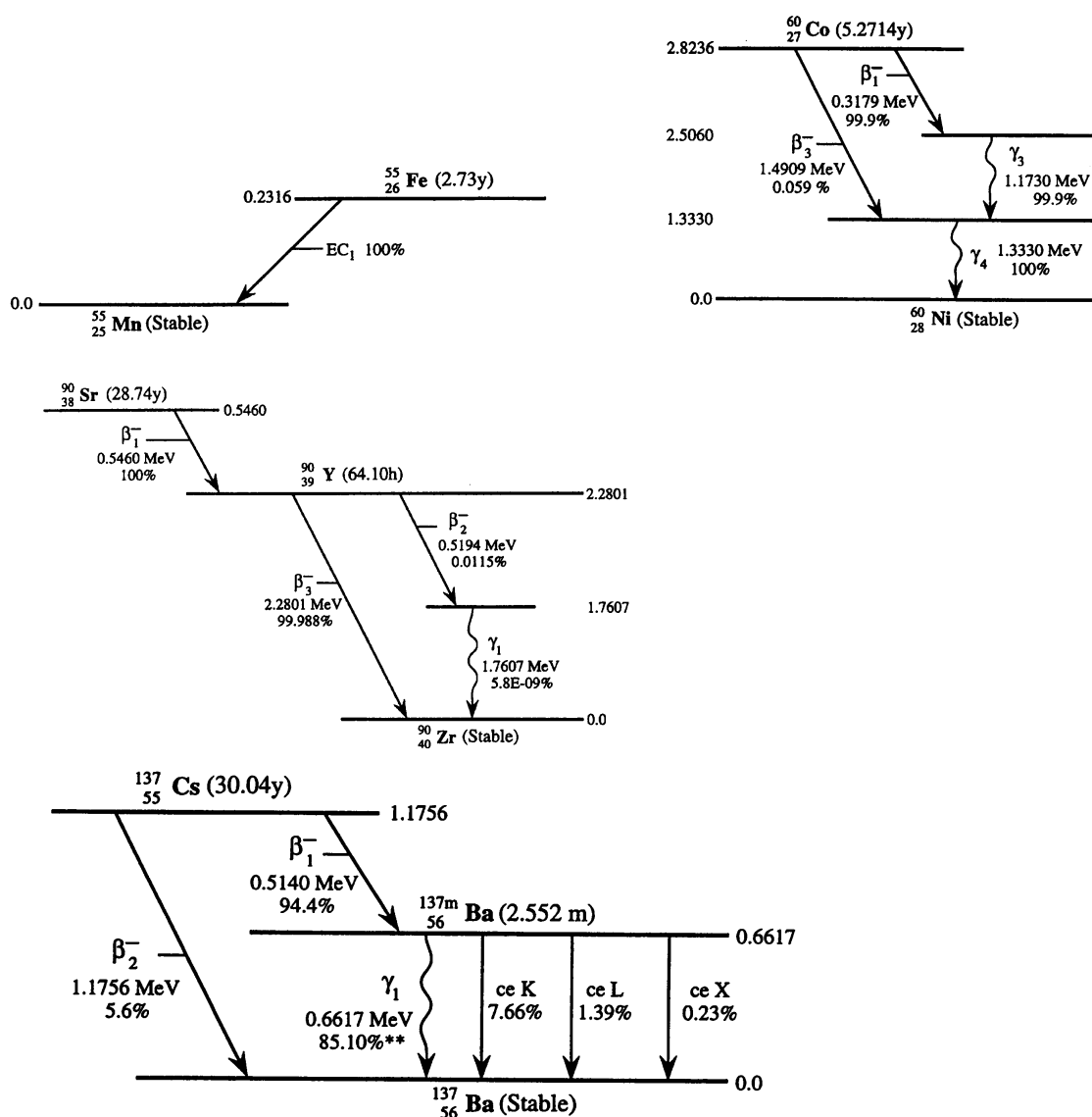


図 3.7：放射線源と崩壊様式

3.4.3 宇宙線

地球外からの1次宇宙線（主に陽子）が地球大気で反応し、2次宇宙線を生成する。2次宇宙線の主成分はミューオンであり、強度はほぼ $1\text{--}2/100\text{cm}^2/\text{sec}$ 程度である。海面でのミューオンの運動量分布を図 3.8 に示す。

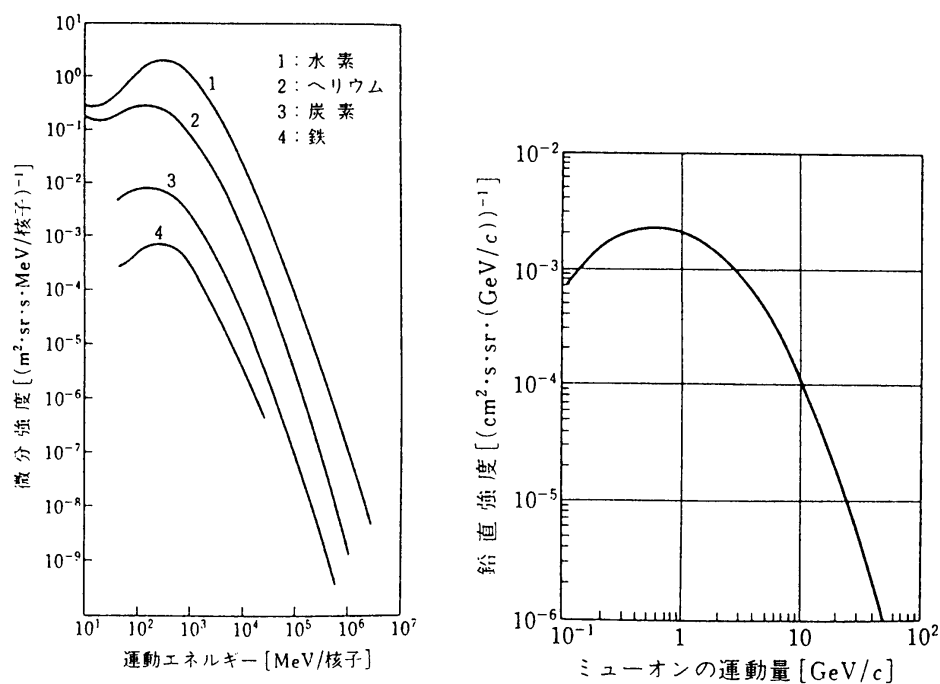


図 3.8： 1次宇宙線と2次宇宙線であるミューオンの運動量分布

「3.5」 比例計数管

3.5.1 概略

比例計数管はガス入りの放射線検出器で、検出器中に稀ガスが詰められ、細い陽極（アノード）と陰極（カソード）の間に高電圧がかけられている。放射線とガス分子との相互作用によりガスが電離され、放射線の失ったエネルギーに比例した数の1次電子／イオン対が作られる。このイオン対は電場の中を陽極／陰極へ移動する。電子が陽極へ近づくと、陽極付近の高い電場により加速され、電子雪崩を起こし2次イオン対を生成して数を増やす。検出器からの信号は高電圧の範囲によっては放射線の失ったエネルギーに比例する。これが比例計数管の名前の由来である。

今回製作する円筒形比例計数管は、カソードは内径23mmのアルミパイプ、アノードは外径20ミクロンの金メッキW/Re線を用い、有効長は約150mmである。検出器ガスとして、アルゴン／メタンの混合ガス（90%Ar+10%CH₄）であるPR(P10)ガスを用いる。

3.5.2 比例計数管中での現象

比例計数管中を、荷電粒子、X線、 γ 線などの放射線が通過すると次の現象が起こる。

- ① 放射線が検出器に入射する。
- ② 放射線により主に稀ガスであるアルゴンガスが電離され、電子／陽イオン対（以下イオン対）が生成される。

荷電粒子の場合は粒子軌跡に沿って電離が起こる。荷電粒子のエネルギー損失は、粒子の速度と電荷のみの関数であり、その値はBethe-Blochの式を用いて計算できる。X線や γ 線の場合は、光電効果やコンプトン散乱により空間のほぼ1点で電離が起こる。

イオン対の数は、エネルギー損失を、イオン対を1個作るのに必要なエネルギー（W値）で割って求められる。Ar/CH₄のW値は約26eVである。

- ③ 電離電子（イオン）は電場により陽極（陰極）へ移動（drift）する。

移動速度をdrift速度と呼ぶ。電子のdrift速度は1-10cm/ μ sec程度であり、イオンのdrift速度は電子のdrift速度よりはるかに遅い。

- ④ 陽極付近へドリフトした電子は、ワイヤー付近の強い電場で加速され、電子雪崩（avalanche）により2次電子を増殖する。

平均自由行程（平均衝突距離）の間に電子が電場により得るエネルギーがイオン化エネルギーより大きくなる場合、電子はガス分子をさらに電離可能となり、新たな2次電子／イオン対を作る。この現象を電子雪崩と呼ぶ。1次電子数と2次電子数の比をガス増幅率Mといい、Mは10⁴-10⁶にも及ぶ。

- ⑤ 電子雪崩により陽極付近に作られた電子とイオンが電場により移動し、陽極に電荷が誘起される。

電場により、電子は陽極へ、イオンは陰極へ動き、陽極に正電荷を誘起する。誘起電荷の量と時間変化は、空間的に変化する電場の中を移動する電子とイオンの速度で決まる。電場が空間的に変化する為、平行平板型電離箱の信号の形に較べて複雑になるが計算は可能である。

- ⑥ 電子雪崩により分子が励起されると紫外光が発生し新たな電子雪崩を起こす。この現

象を防ぐ為に、クエンチガスと呼ばれる多原子分子を主成分の稀ガスに混ぜて用いる。

3.5.3 電子／イオン対生成

電子／イオン対(pair)生成に必要な平均エネルギーを W 値と呼び、気体に対しては種類によらず約30eV/pairである。これは、明らかに電離エネルギーと異なり、放射線のエネルギー損失が電離以外にも励起に使われている事を示している。表に色々なガスの励起と電離に関する量を示す。

Table Excitation and ionization characteristics of various gases

	Excitation potential [eV]	Ionization potential [eV]	Mean energy for ion-electron pair creation [eV]
H ₂	10.8	15.4	37
He	19.8	24.6	41
N ₂	8.1	15.5	35
O ₂	7.9	12.2	31
Ne	16.6	21.6	36
Ar	11.6	15.8	26
Kr	10.0	14.0	24
Xe	8.4	12.1	22
CO ₂	10.0	13.7	33
CH ₄		13.1	28
C ₄ H ₁₀		10.8	23

表 3.10：色々なガスの励起／電離に関する性質

3.5.4 電場中での電子／イオンのドリフト速度

イオンが電場中を移動するドリフト速度 v は、電場 E に比例、圧力 P に反比例し、 $v=\mu E/P$ で与えられる。係数 μ を移動度(mobility)といい、1[cm²·atm/(V·s)]程度の値をとる。1kV/cm程度の電場中ではドリフト速度は1cm/msec程度の値であり、電子のドリフト速度に較べて非常に遅い。

電子が電場中を移動するドリフト速度も同様に E/P に依存する。アルゴン／メタンの混合ガスの場合を図3.11に示す。今回使用するP10の場合のドリフト速度は、 $E>0.15$ kV/cm以上ではほぼ一定になり、約5 cm/ μ secの値を持つ

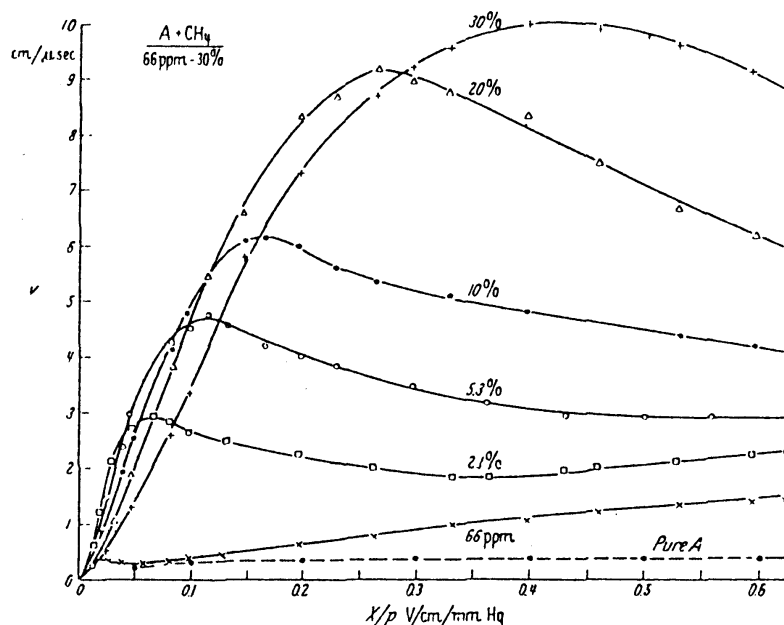


図3.11： アルゴン／メタン混合ガス中の電子の移動速度

3.5.5 比例計数管中での信号生成

円筒型比例計数管のジオメトリを
図 3.9 に示す。 アノード半径 a
(0.01mm) とカソード半径 b (11.5mm)
の同軸円筒で、陰極を接地し陽極に $+V_0$
をかけた場合、中心から r の位置での電場
 E は、

$$E(r) = \frac{V_0}{\ln(b/a)} \frac{1}{r}$$

で与えられる。 $V_0 = 1.5\text{kV}$ の場合、アノ
ード表面から 0.01mm の位置での電場は、 $E = 210\text{kV/cm}$ と非常に高い。

PRガスの平均電離エネルギーは約 26 eV であり、そのエネルギーでの電離断面積
から電子の平均自由行程 λ_e を計算すると約 $2.5\text{ }\mu\text{m}$ となる。 これから電子雪崩を起こす
のに必要な電場は 110 kV/cm となり、アノード付近では十分条件が満たされている事が
わかる。

電子雪崩の現象で重要な量は第一タウンゼント係数 α と呼ばれる量であり、“電子に
より作られる単位長さ当たりのイオン対の数”と定義される： x でのイオン対の数を
 $N(x)$ とすると、 $dN/dx = \alpha(x)N(x)$ となる。 電場が一様な場合は $N(x) = N_0 e^{\alpha x}$ となり、電
子の数は距離の関数として指数関数的に増加する。 円筒電場の場合は電場が位置の関
数として与えられるので、ガス増幅率は、

$$M = \exp\left(\int_{r_{min}}^a \alpha(r) dr\right) = \exp\left(\int_{E_{min}}^{E_a} \frac{\alpha(E)}{dE/dr} dE\right) = \exp\left(\int_{E_{min}}^{E_a} \frac{V_0}{\ln b/a} \frac{\alpha(E)}{E^2} dE\right)$$

となる。 α が電場 E に比例すると仮定した場合、つまり $\alpha = \frac{\ln 2}{\Delta V} E$ と置いた場合は
Diethornの式として知られ、

$$M = \exp\left[\frac{V_0}{\ln(b/a)} \frac{\ln 2}{\Delta V} \left(\ln \frac{V_0}{a \ln(b/a)} - \ln K\right)\right]$$

で与えられる。 ここで ΔV と K はガスに依存するパラメータで、P10の場合は $\Delta V = 24$
[V]、 $K = 50\text{ kV/cm/atm}$ であることが知られている。 K はガス増幅が始まる電場、 ΔV
はW値という意味を持つ。 この式から、ガス増幅率 M は高電圧 V_0 の関数としてほぼ指数
関数的 $M \propto e^{V_0}$ に増加することがわかる。 比例領域とは、ガス増幅率が1次電離電子数
に依存せず一定となる領域の事をいう。

円筒型比例計数管の出力信号について考える。 より簡単でかつ教育的な例として
はガス増幅の無い平板型電離箱の出力信号の形があり、参考書などで各自調べておくこ
と： 大切な部分は、気体中を電子とイオンが動く事によって電極に電荷が誘起され電
流が流れる事と、信号の大きさは移動速度と移動時間の積に比例する事である。 比例
計数管の場合は、電子雪崩で作られた2次電子／イオン対の数は、放射線の電離により
作られた1次電子／イオン対に較べて非常に多い。 又、2次イオン対はアノード表面
付近 $r = a + \delta$ で作られる。 その為、2次電子がアノード表面付近からアノード $r = a$ ま
で移動することによって作られる信号 ΔV^- と、2次イオンがアノード表面からカソード

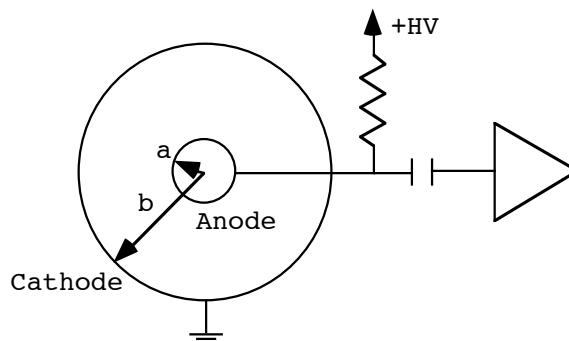


図 3.9： 円筒型比例計数管

$r=b$ まで移動することによって作られる信号 ΔV^+ を比較すると、 $\Delta V^+/\Delta V^- \approx \ln[b/a]/\ln[(a+\delta)/a]$ であり、イオンによる信号が主である事がわかる。イオンの移動速度は一般に遅いが、最初イオンは非常に大きな電場中にあり信号の早い立ち上がりをもたらす。しかしイオンがアノードから遠ざかるにつれて移動速度は遅くなり信号の後半は非常にゆっくりした立ち上がりとなる。信号の立ち上がりの形を計算

すると、 $V(t) = \frac{Q}{C} \frac{1}{\ln(b/a)} \ln \left(\frac{2\mu V_0}{a^2 p \ln(b/a)} t + 1 \right)^{1/2}$ となる。ここで、 C 、 μ 、 p は各々検出器

の静電容量、移動度(mobility)、圧力である。これから、信号が最大値の50%になる時間は $t_{1/2} \approx abp \ln(b/a)/(2\mu V_0)$ となり、数 μ sec である：この値はイオンの全ドリフト時間である約1msecに較べると非常に小さい。この信号立ち上がり時間より短い時定数で信号を微分した場合は、出力振幅は小さくなってしまふことに注意。

3.5.6 クエンチガス

電子雪崩では電子により気体分子が励起され脱励起時に紫外光が放出される。紫外光はガス原子や陰極から光電効果によって光電子を放出することが可能で、その電子はアノードに移動してガス増幅をくり返す。この効果を避ける為に、紫外光を吸収するクエンチガスを加えて用いる事が多い。クエンチガスとしては、メタン、エタン、イソブタンなどの多原子分子の有機ガスが多く使われる。

3.5.7 エネルギー分解能

エネルギー分解能を決める原因は、(1) 電離により作られたイオン対 n の分散、(2) ガス増幅率の分散、(3) 回路雑音、等が考えられる。今、(2) と (3) を無視する事にしよう：例えば (3) は回路に一定の信号を入れる事により測定可能である。

イオン対の分散による寄与は通常 $\sigma_n = \sqrt{n}$ で与えられ、エネルギー分解能は $\sigma_E/E = \sqrt{n}/n = 1/\sqrt{n}$ となる。しかし実際には、イオン対の分散は $\sqrt{n}$ より小さく、 $\sigma_n = \sqrt{Fn}$ となっている： F は 1 より小さい数であり、Fano 因子と呼ばれる。

なお、エネルギー分解能は、FWHM(Full Width at Half Maximum)で言う場合とRMS(Root Mean Square)で言う場合があり、ガウス型の場合は $\Gamma = 2.35\sigma$ で与えられる。

「3.6」 電子回路

3.6.1 オペアンプ (OP Amp、Operational Amp)

オペアンプは+と-の2つの差動入力と1つの出力端子を持ったリニアアンプで、直流からかなり高い周波数帯までの増幅が可能である。実際の回路の中身は複雑であるが、以下のような理想的な“増幅回路”と考えてさしつかえない場合が多い。

- ①. オープンループゲイン G （負帰還をかけない時の電圧増幅率）が非常に大きい。
- ②. +と-の入力電圧を各々 V_p 、 V_n 、出力電圧を V_o とすると、 $V_o = G(V_p - V_n)$ 。
- ③. 入力インピーダンスが非常に高い：つまり電流は流れ込まない。
- ④. 出力インピーダンスが非常に低い：つまり任意の電流を流すことができる。
- ⑤. 周波数帯域幅が非常に広い。
- ⑥. +端子と-端子は常に同電位に保たれる：これを仮想接地と呼ぶ。しかし両極間に電流は流れない。

$V_n = 0$ の時は $V_o = GV_p$ となり極性が変化しないので、+入力を非反転入力端子と呼ぶ。一方、 $V_p = 0$ の時は $V_o = -G V_n$ となり極性が反転するので、-入力を反転入力端子と呼ぶ。

オープンループゲイン G は10万から100万と非常に大きく、このままでは回路が安定に動作しない。そこで実際には帰還をかけて増幅率を調整する。帰還とは出力と入力の一つを抵抗で接続する事と考えてよい。

増幅回路には、図3.12に示すように非反転増幅と反転増幅の2種類がある。条件①から⑤を使って入力と出力の関係を考えると、各々、

$$V_{out} = \frac{1}{\frac{R_1}{R_1 + R_2} + \frac{1}{G}} V_{in}, \quad V_{out} = -\frac{R_2}{\frac{R_1 + R_2}{G} + R_1} V_{in}$$

となり、オープンループゲイン G が十分大きい、つまり $G \gg 1$ 、 $G \gg R_1 + R_2$ の場合には、

$$V_{out} = \frac{R_1 + R_2}{R_1} V_{in}, \quad V_{out} = -\frac{R_2}{R_1} V_{in}$$

となり、増幅率が抵抗の比で決まる事がわかる。同じ結論は、仮想接地の条件⑥を使うとより簡単に求める事ができる。詳細は一般物理学実験の電磁波の伝播特性の中のオペアンプに関する部分を参照のこと。

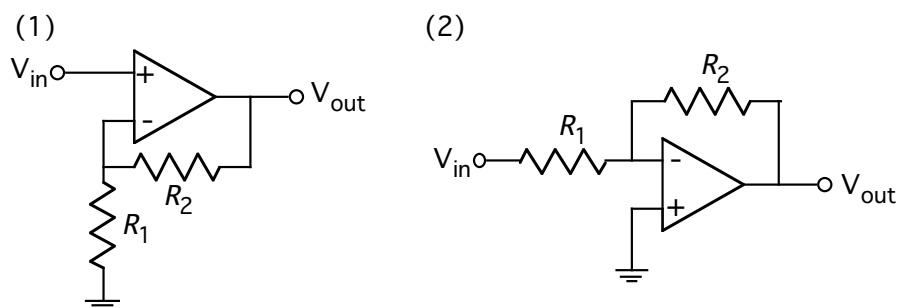


図3.12： (1) 非反転増幅回路と、(2) 反転増幅回路

実際のオペアンプでは、スルーレートとオープンループゲインの周波数依存性に注意する必要がある。スルーレートとは、オペアンプの出力電圧が単位時間(通常 $1 \mu\text{sec}$)に変化できる電圧の事で、LF353では約 $8\text{V}/\mu\text{sec}$ である。オープンループゲインは低周波では

非常に大きい、周波数が高くなるにつれて小さくなる：LF353では、オープンループゲインは、1kHzで70dB(x3000)から1MHzで10dB(x3)まで下がり、もはやゲインは抵抗の比だけでは表せない。なお、ゲインを表すデシベルは $20 \cdot \log_{10} |V_{out}/V_{in}|$ で定義される：6dB=x2、10dB=x3、20dB=x10など。詳細についてはオペアンプ資料を参照のこと。

今回の整形増幅回路は、図2.4に示したように、CR微分回路、増幅回路1、RC積分回路、増幅回路2の構成で用いる。増幅回路の方式は非反転方式を用い、増幅回路はインピーダンス変換回路も兼ねている。通常、NIM規格の整形増幅回路は価格が30万円程するが、今回は機能は限定されているが殆ど同じ機能を持つ回路を500円程度で製作する。

3.6.2 フィルター回路（微分／積分回路）

① CR微分回路

CR微分回路を図3.13に示す。入力電圧 E_{in} と出力電圧 E_{out} の関係は $CR = \tau$ と置くとき、

$$E_{out} + \tau \frac{dE_{out}}{dt} = \tau \frac{dE_{in}}{dt}$$

となり、時定数 τ が小さい場合には出力波形はほぼ入力波形の時間微分に比例する。図のようなステップ電圧入力に対しては、出力は $E_{out} = Ee^{-t/\tau}$ となり、早い立ち上りの階段関数が、

早い立ち上りを持ち、時定数 τ の立ち下りを持つ信号に変換される。言い換えると、信号の早い立ち上り部分をそのまま残し、非常に時間変化が緩やかな部分を微分して除くフィルター回路とすることができる。なお微分時定数 τ が立ち上りの時定数に対して長い限り、出力の高さ E は影響を受けない。

又この場合、後段に注入される全電荷は $Q = CE_{in}$ となる。この種の回路は、例えばPreAmpに決まった電荷を注入し、PreAmp自体の増幅率を求めるような場合に使用できる。

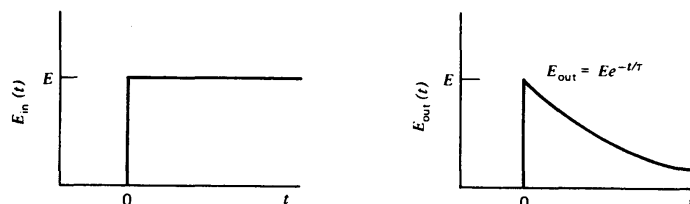
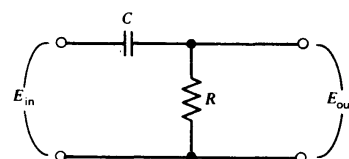


図 3.13 : CR 微分回路

② RC積分回路

RC積分回路を図3.14に示す。回路を表す方程式は、

$$\frac{dE_{out}}{dt} + \frac{1}{\tau} E_{out} = \frac{1}{\tau} E_{in}$$

数 τ が大きい場合には、出力波形はほぼ入力波形の時間積分に比例する。逆に時定数 τ が小さい場合には入力波形はそのまま通過する。図のようなステップ電圧入力に対しては、出力は

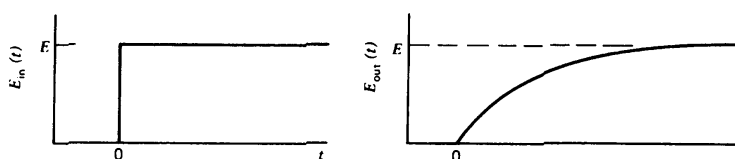
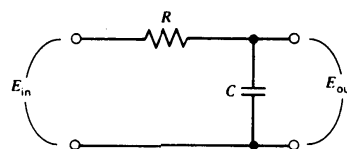


図 3.14 : RC 積分回路

$E_{out} = E(1 - e^{-t/\tau})$ となり、近似的に積分の動作をする。

③ CR-RC 整形回路

PreAmpは、早い立上がりとゆるやかな立下がりを持つ信号を出力する。信号を後段のADCで処理しやすく、信号のバイラップやノイズを減らす為に、通常は微分回路、積分回路、増幅回路を組み合わせた整形増幅回路を用いる。その最も簡単な回路は図3.15に示すCR-RC

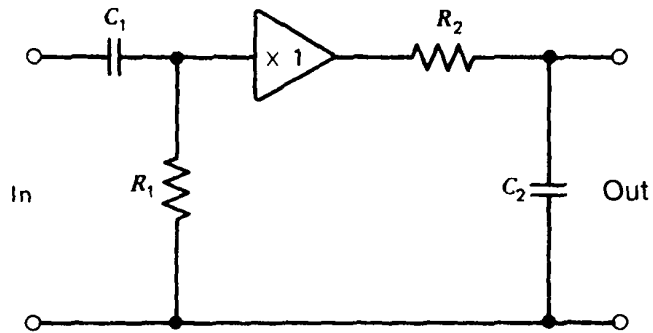


図 3.15 : CR-RC 整形回路

整形回路である。CR微分回路とRC積分回路を切り離す為、間に無限大の入力インピーダンスとゼロの出力インピーダンスを持っている理想的なオペアンプをはさんである。

ステップ電圧入力に対しての出力波形は、 $\tau_1 \neq \tau_2$ の時 $E_{out} = \frac{E\tau_1}{\tau_1 - \tau_2} (e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_2})$ 、

$\tau_1 = \tau_2 = \tau$ の時 $E_{out} = E \frac{t}{\tau} e^{-t/\tau}$ となる。放射線計測回路では等しい微分／積分時定数を用いたCR-RC回路がよく用いられる。

この出力波形は非対称な形をしている為、信号の長さをさらに短く対称な形にする目的で、CR-(RC)ⁿ整形回路がよく用いられる。全ての時定数が同じ場合には、ステップ入力に対する出力は $E_{out} = E \left(\frac{t}{\tau} \right)^n e^{-t/\tau}$ となり、n=4程度で十分ガウス型に近い形に整形が可能である。

3.6.3 電荷有感型PreAmp (Charge Sensitive Preamplifier)

放射線検出器は出力として電荷 Q を出力する。検出器容量とPreAmpまでの種々の浮遊容量を C_d とすると、検出器からは Q/C_d が出力電圧となる。検出器容量や浮遊容量が一定の場合は、PreAmpとして電圧有感型を用いても電荷有感型を用いても構わない。シンチレーション検出器に用いられる光電子増倍管は両方ともほぼ一定なので、電圧有感型PreAmpが通常用いられる。半導体検出器の場合は高電圧によって容量が変化する為、電圧有感型PreAmpではなく、電荷有感型が用いられる。図3.16のような電荷有感型PreAmpを考えると、 C_f をfeedback capacitorとして、出力電圧は、

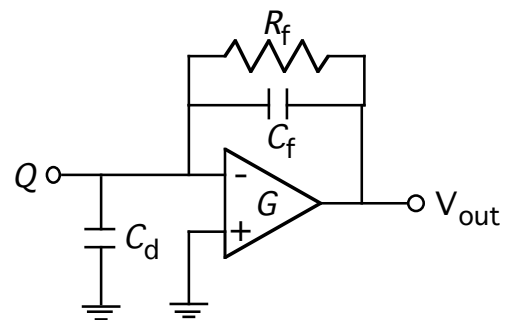


図 3.16 : 電荷有感型 PreAmp

$V_{out} = -\frac{Q}{C_f} \frac{1}{1 + \frac{1}{G} \frac{C_d + C_f}{C_f}}$ で与えられる。 オープンループゲイン G が十分大きな

$G \gg \frac{C_d + C_f}{C_f}$ の場合、出力電圧は $V_{out} = -\frac{Q}{C_f}$ となり検出器容量／浮遊容量に依存しなくなる。

別な見方をすると、検出器からの電荷 Q は、オペアンプの入力インピーダンスが高い為オペアンプに流れ込まず、Feedback Capacitor C_f を通って流れ、電圧 V_{out} を生じる。

コンデンサーだけで帰還をかけると、電荷を積分し終わった段階で出力電圧は最大になり一定の値になる。 次の信号が来ると同じ事が繰り返され、出力はさらに大きくなる。これを避ける為、抵抗をcapacitorに並列につけてある減衰時間で電荷を逃がす方法が取られる。 実際には、 $\tau = C_f \cdot R_f$ の減衰時定数で指数関数的に減衰する。

比例計数管のPreAmpには、どちらの型を用いても良いが、今回は主にノイズ特性と周波数特性の点から電荷有感型PreAmpを用いることにする。

3.6.4 論理信号の規格

論理信号は、IC(Integrated Circuit)の種類で分類すると、バイポーラー／飽和型の TTL(Transistor-Transistor Logic)、バイポーラー／非飽和型の ECL(Emitter-Coupled Logic)、MOS 型の CMOS(Complementary Metal Oxide Semiconductor)などがある。 TTL(CMOS)では、論理1が+5V(2.5V 以上)、論理0が0V (0.8V 以下)、ECL では、論理1が-0.9V、論理0が-1.75V である。

民生用ではないが、素粒子原子核では高速論理回路としてNIM規格(Nuclear Modules Standard)がある。1966 年に原子力エネルギー委員会(AEC)で採用された、信号レベル、信号線、コネクタ、電源、回路を収めるケースなどについての世界標準規格である。 NIM 規格では、同軸ケーブルの特性インピーダンスは50 Ω を使用することになっており、論理”1” は- 0.7 V(即ち、50 Ω の負荷に14 mAの電流)、論理”0” は0 V と定められていて、この論理レベルをNIM レベルと通称する。 また、回路は規格化された箱の中に納められ、NIM ビンと呼ばれる電源箱に差して使用する。 ビンの電源は普通±24V, ±12V, ±6V を供給する。

今回、PreAmpや整形増幅回路の電源である±12Vは、NIM Binから供給される。

3.6.5 抵抗とコンデンサーの値と精度の表示

(1) 抵抗

4桁表示では有効数字2桁、乗数、許容差の4本のカラー表示が、より高精度表示用の5桁表示では、有効数字3桁、乗数、許容さの5本のカラー表示が用いられる。

(2) コンデンサー

通常3桁（2桁の有効数字と乗数）の数字で表され、単位は **pF** 単位である。例えば、102 と書いてある物は、 $10 \times 10^2 = 1000 \text{ pF}$ となる。

色	有効数字	乗数	許容値
黒	0	10^0	
茶	1	10^1	$\pm 1\%$
赤	2	10^2	$\pm 2\%$
橙	3	10^3	
黄	4	10^4	
緑	5	10^5	$\pm 0.5\%$
青	6	10^6	$\pm 0.25\%$
紫	7	10^7	$\pm 0.1\%$
灰	8	10^8	
白	9	10^9	
金		10^{-1}	$\pm 5\%$
銀		10^{-2}	$\pm 10\%$

表：抵抗のカラーコード

「3.7」 オシロスコープ

オシロスコープは波形の観測に使われる測定器である。信号を写し出すブラウン管は、電子銃、水平偏向板、垂直偏向板からなり、入力信号に従って電子を曲げブラウン管上に表示させる。垂直偏向板には入力信号を加え、水平偏向板には信号の入った基準時間からノコギリ波を加えて信号を **sweep** する。我々が観測したい波形は、放射線が

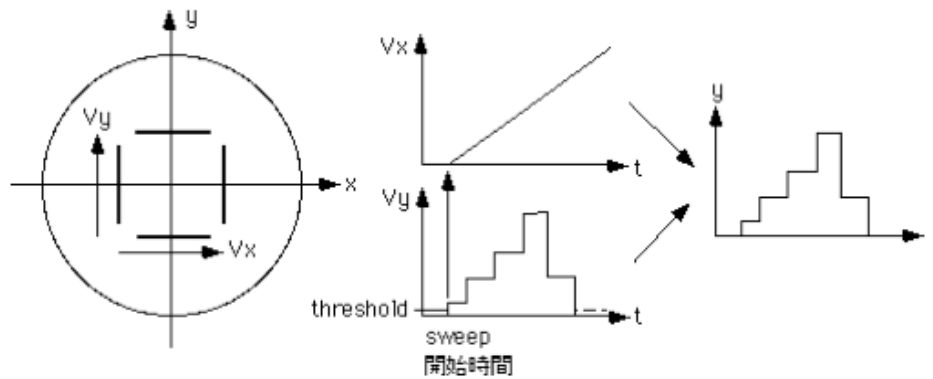


図 3.17 : オシロスコープの概略

検出器を通過するような時間的にランダムに起こる現象であり、信号が入った基準時間が重要になる。この **sweep** 開始時間を決める信号をトリガーと呼ぶ。トリガーは幾つかの入力信号の1つから作る。トリガーができると、数個の信号を同時に観測する事ができる。

(1) トリガーの調整／設定

トリガーを発生させる際には、以下のパラメーターを調節して信号の観測を最適化する。

① **種類** : Normal、Auto

通常、Normal を用いる。

② **Source** : CH1, CH2, CH3, CH4

トリガーを作る入力を選択する。

③ **Coupling** : DC, AC

入力信号の結合方式で、DC/AC を選択する。AC 方式の場合には大きなコンデンサーを通して入力される。

④ **Slope** : +, -

トリガー発生時刻が、トリガー入力信号電圧が上昇中 (+) か下降中 (-) かを選択。

⑤ **Level** : 任意

トリガー入力信号のどの電圧値でトリガーを発生させるか調節。

Slope と Level の2つの例を図 3.18 に示す

Slope: -
Level:

Slope: +
Level:

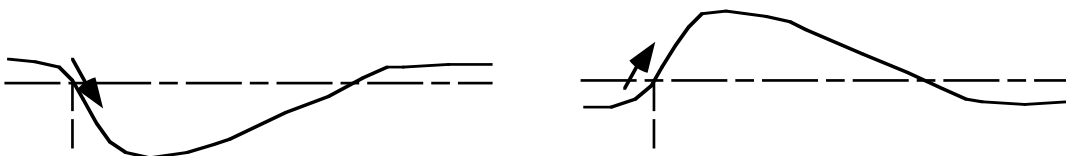


図 3.18 : Slope と Trigger の例

(2) 他の設定可能なパラメータ

- ① X 軸スケール： 時間軸のスケール (**sec/div**) の調節
- ② Y 軸スケール： 信号電圧のスケール (**V/div**) の調節
- ③ 入力インピーダンス： **50 Ω 、1M Ω**
- ④ **Coupling**： **AC/DC**
- ⑤ **Ground**： 入力を **ground** に落として Y 軸の原点確認をする。

その他にも設定可能な項目が幾つかある。 オシロスコープは、検出器からなどの微弱信号の観測上重要な測定器なので、使い方をぜひマスターして欲しい。

「3. 8」 MCA (Multi Channel Analyzer)

整形増幅回路からの信号の高さを ADC (Analog to Digital Converter) を用いてデジタル量に変換し、波高分布を得る為の測定回路一式を、MCA (MultiChannel Analyzer) 又は PHA (Pulse Height Analyzer) と呼ぶ。実際には ADC、ADC と PC のインターフェース回路、PC 側のプログラムの 3 つの部分からできている。

ここでは、一般物理学実験のガンマ線測定と同じシステムを用いる。以下に簡単な使用法をまとめるが、詳細は一般物理学実験テキストの“ガンマ線測定”を参照のこと。

① 計算機へのログイン

ADC とのインターフェースが接続された PC に login する。

Account は third、password は cosmic0。

適当な directory を作って作業を行う。データファイル保存先は ~/work になっているので、各自 directory を作りリンクしておく。

```
>cd ~<cr>
>mkdir work_***<cr>
>ln -s work_*** work<cr>
```

② 初期化

>mca_daq<cr>で表示されるパネルの<Init>をクリックすると、パネルとコマンド一覧が表示される。

③ データ収集

<Start>ボタン： データ収集の開始。収集中は<Stop>と<Scale 変更>ボタンのみが使用可能。

<Stop>ボタン： データ収集の停止。停止中は、<Reset>、<Save>、<Print>、<Quit>ボタンが使用可能。

④ データ表示

*マウスをヒストグラム上へ移動すると十字カーソルが表示される。

*縦軸スケール： 3つの縦軸表示がトグルする。

<FIX>： リニア固定スケール表示

<AUTO>： リニア自動スケール表示

<Log>： 対数自動スケール表示

*ズーム表示：

ヒストグラムの一部分を拡大表示する場合、マウス左ボタンで拡大したい部分の対角の2点をクリック

マウスボタン右クリックで解除。

*データ表示

希望のチャンネルの十字カーソルを移動し中ボタンをクリックすると、チャンネルとデータを表示。

*ROI (Region of Interest) 表示

マウス中ボタンを押したまま移動する事により領域 (ROI) を指定すると、領域に含

まれるデータの和を表示。

⑤ データ保存

<Save>ボタン：データ収集停止中のみ可。

メニューにより、ファイル名、コメントを指定し、**<Save>**をクリック。

ファイル名デフォルトは、**out.hist**。

保存先は~/work なので、各自 **directory** からリンクする。

ファイルはアスキー形式。 **Gnuplot** などで表示可。

データ表示例

```
>gnuplot
```

```
>plot "out.hist"
```

⑥ データ解析

測定分布の印刷、ピークの中心値、幅に関しては測定中に値を求め、データを整理しながら実験を進めることを推奨する。

なお、保存したデータファイルを用いて分布の表示やピークフィットをすることも可能。 詳細は一般物理学実験の“計算機システムの使い方”を参照する。

PC はデータ収集用以外に 4 台ほどあるので使用してよい。 アカウント／パスワード等は同じである。

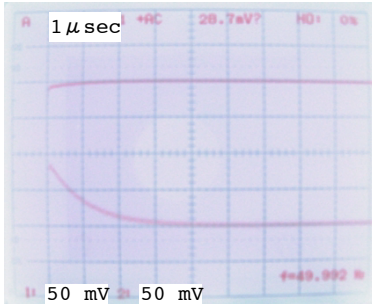
⑦ 困った時に

何らかの原因で **MCA** の **process** が残ってしまったばあい、**MCA_KILL** で **process** を殺すことができる。

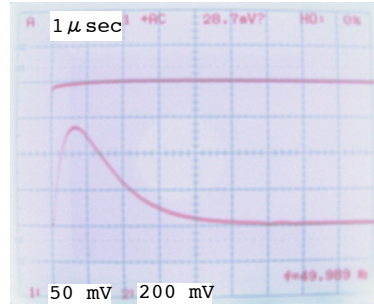
「3. 9」信号観測の例（参考資料）

(3-9-1) Pulser による信号波形の観測例

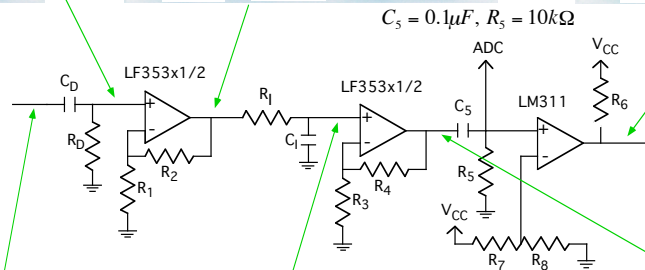
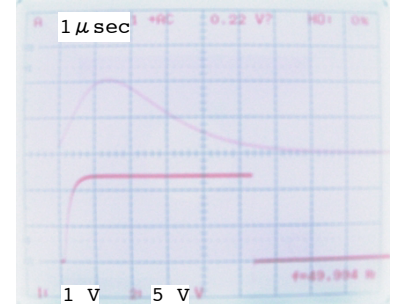
微分： $C_d = 1000\text{pF}$, $R_d = 1\text{k}\Omega$



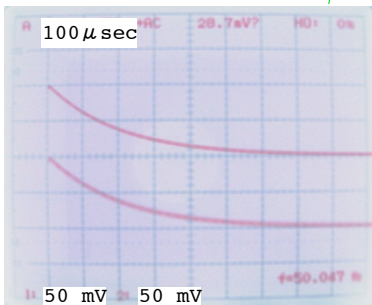
微分後増幅： $R_1 = 1\text{k}\Omega$, $R_2 = 10\text{k}\Omega$



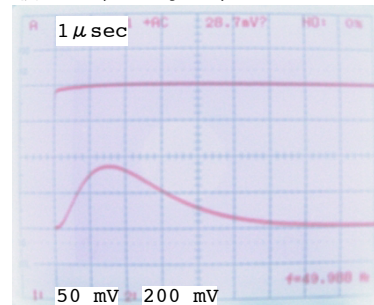
アナログ波形と論理出力：



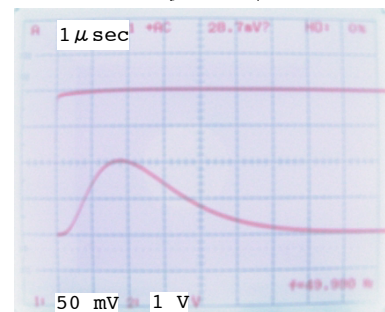
Pulser入力



積分： $C_i = 1000\text{pF}$, $R_i = 1\text{k}\Omega$

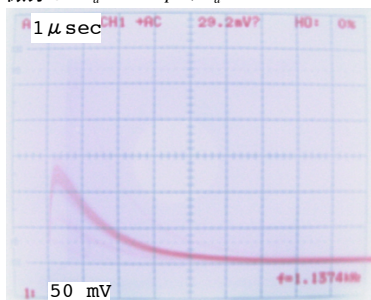


積分後増幅： $R_3 = 1\text{k}\Omega$, $R_4 = 5\text{k}\Omega$

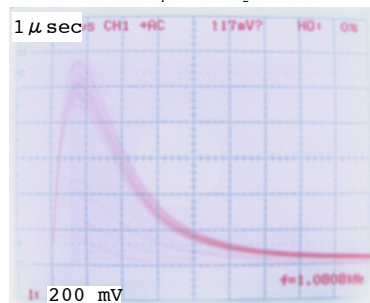


(3-9-2) X線による信号波形の観測例

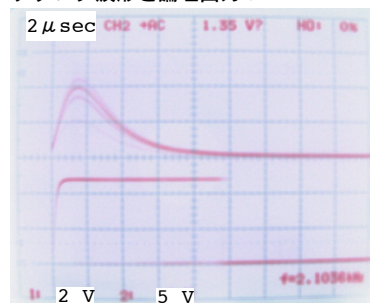
微分 : $C_d = 1000\text{ pF}$, $R_d = 1\text{ k}\Omega$



微分後増幅 : $R_1 = 1\text{ k}\Omega$, $R_2 = 10\text{ k}\Omega$

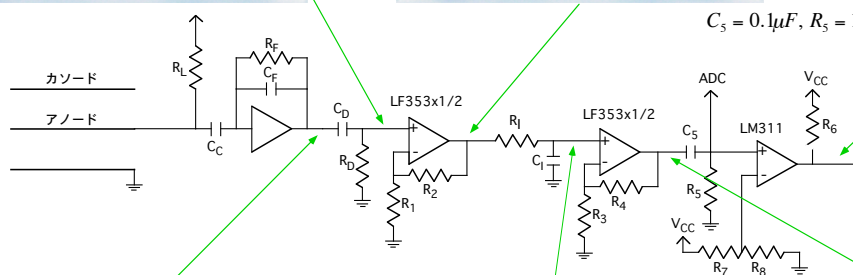


アナログ波形と論理出力 :

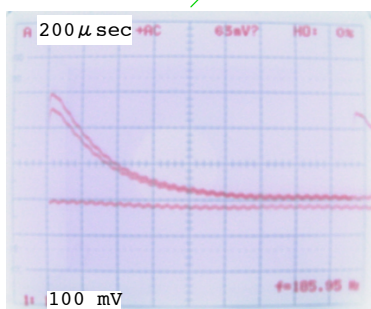


$C_3 = 0.1\text{ }\mu\text{F}$, $R_5 = 10\text{ k}\Omega$

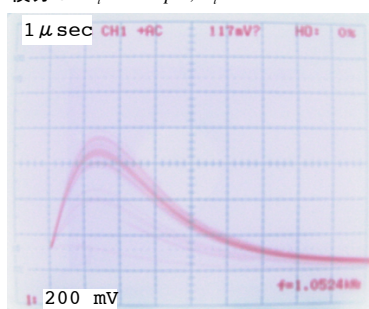
$R_7 = 50\text{ k}\Omega$, $R_8 = 1\text{ k}\Omega$



PreAmp出力



積分 : $C_i = 1000\text{ pF}$, $R_i = 1\text{ k}\Omega$



積分後増幅 : $R_3 = 1\text{ k}\Omega$, $R_4 = 5\text{ k}\Omega$

