

ナノ球プラズモンにおける訂正 Mie 散乱理論

Corrected Mie's Scattering Theory for the Nanospherical Plasmons

富山大工¹ ○藤井 雅文¹, 安藤 彰男¹, 田原 稔¹Univ. of Toyama, Graduate Research Division of Science and Engineering¹○Masafumi Fujii¹, Akio Ando¹, Minoru Tahara¹

E-mail: mfujii@eng.u-toyama.ac.jp

1 まえがき

球による電磁波の散乱問題に適用される従来の Mie 理論は、金属ナノ球におけるプラズモン共鳴周波数の解析において物理的に不合理な複素解を与える。この従来の解に複素共役な解を採用することによりこの問題を解決することができ、金属の負の誘電率と整合する訂正理論が得られることを示す。また、従来の Mie 理論から求めた金属ナノ球の散乱断面積は、実周波数に対して合理的な値をとり、訂正理論と符号だけが異なる同一の絶対値を与える。これらの理解には、負の誘電率を持つ媒質に対し、負の位相速度、すなわち仮想的に時間反転した電磁界を導入すればよいことを示す。

2 理論

金属ナノ球の理論解析には、Mie の解より得られた電磁波の分散方程式 [1, 2] を訂正する必要がある。すなわち、球外部の電磁界を従来の第一種ハンケル関数 $h^{(1)}$ から第二種ハンケル関数 $h^{(2)}$ に変更しなければならない [3]。時間依存性を [1, 2] と同様に $e^{-i\omega t}$ とすると、球の m, n 番目の TM モードにおける径方向成分は球の外部 $R \geq a$ (上付き e によって示す) において

$$E_R^e(R, \theta, \phi, t) = -n(n+1) Y_{mn}^e \frac{h_n^{(2)}(k_2 R)}{k_2 R} e^{-i\omega t}, \quad (1)$$

である。ただし、 $k_2 = \omega \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}$ (球外部)、 Y_{mn}^e は球面調和関数である [1, 2]。この解において、径方向の距離依存性を第二種ハンケル関数 $h_n^{(2)}$ とすることにより分散関係式

$$\frac{[N\rho j_n(N\rho)]'}{N^2 j_n(N\rho)} = \frac{\mu_0 [\rho h_n^{(2)}(\rho)]'}{\mu_1 h_n^{(2)}(\rho)}, \quad (2)$$

を得る。

分散関係式 (2) を、周波数依存性を考慮した銀の誘電率を用いて解いた結果の複素周波数を

球の半径の関数として図 1 に示す。複素周波数の実部 ω' および虚部 ω'' について、第二種ハンケル関数 $h^{(2)}$ を適用した場合、FDTD 法の結果と良く一致する。第一種ハンケル関数を適用した場合 (図 1 の細線) 半径 $a < 50\text{nm}$ の領域で虚部 $\omega'' > 0$ となり、時間と共に電磁界が増大する非合理的な結果となる。この訂正理論では金属ナノ球内部でベッセル関数、外部で第二種ハンケル関数を適用しているが、これは内部と外部の電磁解の伝搬に関して位相速度が逆向きであることに相当する。これは誘電率が負の媒質における負の位相速度の効果であり、ナノスケールの金属粒子では粒子内部まで電磁界が浸透するため顕著になると考えられる。

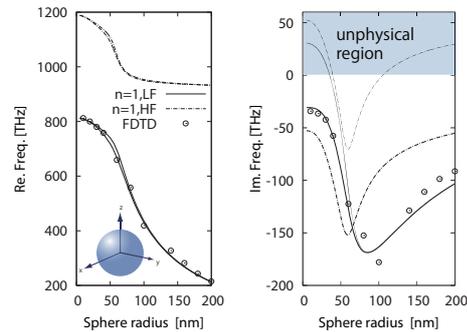


図 1: 銀ナノ球の低周波 (LF) および高周波 (HF) モードに対する $n = 1$ のプラズモン共鳴複素周波数 $\omega = \omega' + i\omega''$ 。太線は第二種ハンケル関数 $h^{(2)}$ 、細線は第一種ハンケル関数 $h^{(1)}$ 、白丸は FDTD 法による LF モードの解析結果。

参考文献

- [1] J. A. Stratton, *Electromagnetic Theory*, McGraw Hill, 1941, p.557.
- [2] C. G. Bohren and D. R. Huffman, *Absorption and scattering of light by small particles*, John Wiley and Sons, Inc., 1983.
- [3] M. Fujii, *Phys. Rev. A*, vol. 89, pp. 0033805, 2014.