誘電体中の複数金属ナノ構造における局在プラズモンの理論

Theory of Localized Plasmons for Multiple Metal Nanostructures in Dielectrics

東大院工，○ 市川 昌和

The University of Tokyo, ○Masakazu Ichikawa

E-mail: ichikawa@ap.t.u-tokyo.ac.jp

本発表では、誘電体中に存在する複数の金属ナノ構造における局在プラズモンの理論と、この理論の複数金属ナノ球への応用に関して報告する。

これまで、誘電分極が無視できる真空中や空気中における金属ナノ構造に対する局在プラズモンの理論とその応用に関して報告し [1]、前回、誘電分極が無視できない誘電体中に単一の金属ナノ構造がある場合の局在プラズモンの理論を報告した[2]。ここでは、この理論を複数の金属ナノ構造に適用するために、ナノ構造の局所電子密度 $n(\boldsymbol{r}_1)$ と局所誘電率 $\varepsilon_\mathrm{d}(\boldsymbol{r}_1,\omega)$ を、下記のように位置 $\boldsymbol{R}_n$ にある各金属ナノ構造の和として表す。

$$n(\boldsymbol{r}_1)=\sum_{\boldsymbol{R}_n} n_0(\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{R}_n),\quad \varepsilon_\mathrm{d}(\boldsymbol{r}_1,\omega)=\sum_{\boldsymbol{R}_n}\varepsilon_\mathrm{d}^0(\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{R}_n,\omega),$$

これらを、前回報告の有効スカラーポテンシャル $\varphi_\mathrm{eff}(\boldsymbol{r},\omega)$ が満たす積分方程式に代入すると

$$\left[\varepsilon_\mathrm{d}^0(\boldsymbol{r},\omega)-\frac{\omega_\mathrm{p}^2(\boldsymbol{r})}{\omega^2}\right]\varphi_\mathrm{eff}(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{R}_s,\omega)+\frac{1}{4\pi}\int \mathrm{d}\boldsymbol{r}'\varphi_\mathrm{eff}(\boldsymbol{r}'+\boldsymbol{R}_s,\omega)\nabla_{\boldsymbol{r}'}\frac{1}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}\cdot\nabla_{\boldsymbol{r}'}\left[\frac{\omega_\mathrm{p}^2(\boldsymbol{r}')}{\omega^2}-\varepsilon_\mathrm{d}^0(\boldsymbol{r}',\omega)+1\right]$$
$$+\frac{1}{4\pi}\sum_{\boldsymbol{R}_n\neq\boldsymbol{R}_s}\int \mathrm{d}\boldsymbol{r}'\varphi_\mathrm{eff}(\boldsymbol{r}'+\boldsymbol{R}_n,\omega)\nabla_{\boldsymbol{r}'}\frac{1}{|\boldsymbol{r}+\boldsymbol{R}_s-\boldsymbol{R}_n-\boldsymbol{r}'|}\cdot\nabla_{\boldsymbol{r}'}\left[\frac{\omega_\mathrm{p}^2(\boldsymbol{r}')}{\omega^2}-\varepsilon_\mathrm{d}^0(\boldsymbol{r}',\omega)+1\right]=\varphi_\mathrm{ext}(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{R}_s,\omega),$$

が得られる。ここで、$\omega_\mathrm{p}(\boldsymbol{r})$ は位置 $\boldsymbol{r}$ におけるバルクプラズモンの振動数である。

上式を球面調和関数により展開し、表面において局所電子密度の階段関数的な変化を仮定すると、金属ナノ球（半径 a ）の２量体（間隔 R ）に対して下記の表面プラズモン振動数が得られる。

$$\omega=\omega_\mathrm{p}\sqrt{\frac{\left[1-2a^2/R^2\right]}{2\varepsilon_\mathrm{d}^0(\omega)+1+2a^2\left[\varepsilon_\mathrm{d}^0(\omega)-1\right]/R^2}}.$$

また、 z 方向にチェーン状に等間隔 R で配列した金属ナノ球（半径 a ）に対して、表面プラズモン振動数と z 方向の波数 k_z に関する下記の分散関係が得られる。

$$\omega_{k_z}=\omega_\mathrm{p}\sqrt{\frac{1-\left[(k_zR-\pi)^2-\pi^2/3\right]a^2/R^2}{2\varepsilon_\mathrm{d}^0(\omega_{k_z})+1+\left[\varepsilon_\mathrm{d}^0(\omega_{k_z})-1\right]\left[(k_zR-\pi)^2-\pi^2/3\right]a^2/R^2}}.$$

当日は、これらの構造中の局在プラズモンからの光放出に関しても報告する。

参考文献：

[1] M. Ichikawa, J. Phys. Soc. Jpn. **80**, 044606 (2011), Condensed Matter **1**, 9 (2016),
e-J. Surf. Sci. Nanotech. **12**, 431 (2014), **13**, 391 (2015), **15**, 103 (2017).

[2] M. Ichikawa, e-J. Surf. Sci. Nanotech. **16**, 329 (2018).