

第一原理計算ソフトウェア Advance/PHASE の並列化計算

岡崎 一行* 井手 善広**

Parallel Computing using Software of First-Principles Calculation, Advance/PHASE

Kazuyuki Okazaki-Maeda* and Yoshihiro Ide**

Advance/PHASE は密度汎関数理論に基づき、物質の性質を原子・分子レベルから解析する第一原理計算ソフトウェアである。当社では、本ソフトウェアを含む当社のソフトウェアを国内の複数のスーパーコンピュータ環境で活用するための共同研究を実施した。本稿ではその実施内容である、前述の環境における本ソフトウェアの動作確認と、その大規模並列計算性能に関する評価について報告する。なお、この共同研究の成果はアドバンス／スーパーコンピューティング・サービスとしてすでに提供中である。

Key word: 電子状態計算、密度汎関数理論、平面波基底、擬ポテンシャル

1. はじめに

材料の微細化などにより、近年の材料開発では、その特性を原子・分子レベルから解明するための研究が必要となってきた。また、計算機技術の発展により、原子・分子レベルの計算が可能となってきた。さらに、実験技術も発展しており、計算によって求められた原子・分子レベルの結果と実験による観察結果とが直接比較できるようになってきている。このような背景により、材料研究・開発の分野で第一原理計算が用いられる場面が多くなってきている。

本章では、最もよく使われている第一原理計算手法の一つである密度汎関数理論 (DFT) や実際の計算を実行する上で必要な手法や近似について簡単に述べる。さらに、弊社で開発・販売している第一原理計算ソフトウェア Advance/PHASE について紹介する。

2. 理論概要

Advance/PHASE は DFT に基づいており、交換・相関エネルギー汎関数には局所密度近似 (LDA) や一般化勾配近似 (GGA) を用いている。また、平面波基底を用いて波動関数や電子密度を展開しており、イオン核のポテンシャルには擬ポテンシャルを用いている。本節では、基礎理論の概要を述べ、さらにいくつかの機能に関する理論を簡単に解説する。

2.1. 密度汎関数理論

DFT は、基底状態のエネルギーを多電子波動関数による期待値として考えるのではなく、エネルギー汎関数の極小値であるとするによって、多電子系の計算コストを削減することを基本概念としている。2.1.1 では、DFT の基礎となっている Hohenberg-Kohn(HK)の定理について簡単に述べる。2.1.2 では、DFT において解くべき方程式群の紹介を行う。

2.1.1. Hohenberg-Kohn の定理 [1]

HK 定理は、縮退していない基底状態の電子に対する 2 つの定理からなる。

(1) 電子密度 $\rho(\mathbf{r})$ から、外部ポテンシャル $v(\mathbf{r})$ が一意に決定される。ただし、エネルギーの原点の

*アドバンスソフト株式会社 第 1 事業部

1st Computational Science and Engineering
Group, AdvanceSoft Corporation

**アドバンスソフト株式会社 第 4 事業部

4th Computational Science and Engineering
Group, AdvanceSoft Corporation

とり方を除く。

- (2) 基底状態の全エネルギーは ρ の汎関数として一意に求めることができ、 ρ によって最小化することによって与えられる。

この2つの定理の証明は、DFT に関して詳細に書かれたいくつかの書籍[2,3]を参照していただくことにして、本稿では省略する。

2.1.2. Kohn-Sham 方程式 [4]

HK 定理は、電子密度に基づく量子論の基本定理であるが、実際に物質の電子状態を求める方法は、Kohn と Sham により提案された。その方法は、Kohn-Sham(KS)方程式と呼ばれる方程式群をセルフコンシステントに解く(SCF 計算)事になる。

$$h_{\text{eff}}\psi_i(\mathbf{r},\sigma)=\left[-\frac{1}{2}\nabla^2+v_{\text{eff}}(\mathbf{r})\right]\psi_i(\mathbf{r},\sigma)=\varepsilon_i\psi_i(\mathbf{r},\sigma) \quad (1)$$

$$v_{\text{eff}}(\mathbf{r})=v(\mathbf{r})+\int\frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}d\mathbf{r}'+v_{\text{xc}}(\mathbf{r}) \quad (2)$$

$$v_{\text{xc}}(\mathbf{r})=\frac{\delta E_{\text{xc}}[\rho]}{\delta\rho(\mathbf{r})} \quad (3)$$

$$\rho(\mathbf{r})=\sum_{i=1}^N|\psi_i(\mathbf{r},\sigma)|^2 \quad (4)$$

$$\int\psi_i^*(\mathbf{r},\sigma)\psi_j(\mathbf{r},\sigma)d\mathbf{r}d\sigma=\delta_{ij} \quad (5)$$

これら KS 方程式の導出方法は、参考文献[2,3]を参照していただきたい。このとき求められる一電子波動関数 $\psi_i(\mathbf{r},\sigma)$ は、有効ポテンシャル $v_{\text{eff}}(\mathbf{r})$ を感じて運動する相互作用していない独立した一電子波動関数となっている。また、式(1)はシュレディンガー方程式と同じ形式の固有値方程式となっており、その固有値 ε_i は固体系のバンドの概念に相当する。

2.1.3. 交換・相関エネルギー汎関数

KS 方程式(1)~(5)を解くためには、式(3)にある交換・相関エネルギー汎関数 $E_{\text{xc}}[\rho]$ の詳細な形が必要である。 $E_{\text{xc}}[\rho]$ は、量子力学的な多体効果のすべてを含むものである。そのため、多体波動関数がわからなければ、 $E_{\text{xc}}[\rho]$ は正確に求めることができず、ここで何らかの近似を適用している。以下に代表的な近似方法を述べる。さらに詳しく知りたい読者には、文献[5]をお勧めする。

LDA は、各点での交換・相関エネルギー密度を一樣電子ガスで求められたエネルギー密度 $\varepsilon_{\text{xc}}(\rho)$ で表す近似である。

$$E_{\text{xc}}^{\text{LDA}}[\rho]=\int\varepsilon_{\text{xc}}(\rho)\rho(\mathbf{r})d\mathbf{r} \quad (6)$$

ここで、 $\varepsilon_{\text{xc}}(\rho)$ は ρ の汎関数ではなく、 $\rho(\mathbf{r})$ の $\mathbf{r}$ の値をパラメータとする関数である。これが LDA の「局所近似」と呼ばれる理由である。LDA はスピン分極した系にも拡張され、局所スピン密度近似(LSDA)と呼ばれている。 $\varepsilon_{\text{xc}}(\rho)$ の関数形は、一つに定まっておらず、複数の研究者によって提案された関数形がある。関数形については、いくつかの文献を挙げておく[6]。

L(S)DA はかなり大胆な近似であるにもかかわらず、物質の構造や電子状態を比較的良く再現する方法であるが、いくつかの問題点がある。

- (1) 中性原子において、 $r\rightarrow\infty$ の極限で電子の感じるポテンシャルが $-1/r$ より早くゼロになる。
- (2) 原子間の結合エネルギーを過大評価する。
- (3) 半導体や絶縁体のバンドギャップを過小評価する。

GGA は、空間の各点での密度に加えて、密度の1次の勾配まで考慮した改良を交換・相関エネルギー密度に行う。

$$E_{\text{xc}}^{\text{GGA}}[\rho]=\int\varepsilon_{\text{xc}}(\rho,\nabla\rho)\rho(\mathbf{r})d\mathbf{r} \quad (7)$$

固体物理の分野では、PBE 汎関数[8]と呼ばれる $\varepsilon_{\text{xc}}(\rho,\nabla\rho)$ の関数形がよく用いられる。revPBE 汎関数[9]や RPBE 汎関数[10]は、PBE 汎関数の交換汎関数を修正したものである。GGA は LDA より進んだ近似とされている。

KS 方程式における独立した電子の KS エネルギー(式(1)の ε_i)を完全に相互作用している場合のエネルギーに近づけるという断熱接続に基づいて、交換エネルギー汎関数に厳密な Hartree-Fock (HF)交換積分 E_{x}^{HF} を一定の割合で混合する方法が考えられた。これを Hybrid 汎関数と呼ぶ。分子系の計算では B3LYP 汎関数[11]がよく用いられている。Hybrid 汎関数を使うことにより、半導体のバンドギャップの計算値が実験結果に近づくことが知られ、固体の第一原理計算におい

でも HF 交換積分を PBE 汎関数に 25% 混合した PBE0 汎関数[12]や HF 交換積分を短距離交換 $E_{\text{X}}^{\text{HF-SR}}$ にのみ混合する HSE06 汎関数[13] などが用いられるようになってきている。

DFT における LDA や GGA は、自己相互作用誤差のために電子を過剰に非局在化させる傾向がある。この問題は、遷移金属酸化物や希土類を含む材料(強相関系や重い電子系と呼ばれる)の d 電子や f 電子のように、電子の局在性が強い系では深刻となる。局在化した軌道内の電子間に強い相互作用が働く効果を基底状態エネルギーに付加的に取り入れた補正として、LDA+U や GGA+U と呼ばれる方法が開発された[14]。

KS-DFT の相関汎関数では、ほとんどの場合は van der Waals(vdW)力が電子相関として考慮されていない。分散力は、空間的に隔てられた 2 つの電子分布の揺らぎによって 2 体間に相互作用が生じるので、1 体の平均場近似では取り扱うことができない純粋な 2 体間の電子相関効果で、この効果はこれまでの相関汎関数による KS 計算法では取り扱うことができなかった。

最も簡単に分散力を補正する方法は、KS-DFT によって計算された全エネルギーに、London の古典的な分散力ポテンシャルを加えることによって補正する方法(DFT-D)である[16-19]。この方法は、エネルギーの補正だけでなく、ほとんど手間をかけることなく力の算出を行うことができることが特徴である。しかし、電子論的な保証がなく、分散力係数(s_n や C_{AB}^n)をパラメータとして実験結果に合うように設定する必要があり、その結果は使用する交換・相関エネルギー汎関数によって大きく異なることも報告されている。

KS 法に基づく厳密な分散力の補正として、線形応答理論に基づく断熱接続・揺動散逸定理法がある[20]が、実在の材料に適用しようとするときさまざまな近似を必要とし、膨大な計算時間を要することが知られている。Lundqvist らによって提案された汎関数(vdW-DF)は、2 電子の空間座標、2 電子の電子密度と密度勾配からなる関数 $\phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ を使った複雑な式を用いる[21,22]。

2.2. 平面波基底

一電子波動関数 $\psi_i^\sigma(\mathbf{r})$ を解くときに、 $\psi_i^\sigma(\mathbf{r})$ を基底関数によって展開する。この基底関数の違いによって多くの方法がある。周期的な結晶を扱うことが多い固体物理では、周期関数である平面波 $\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ を基底関数として用いることが便利である。

$$\psi_i(\mathbf{r}, \sigma) = \sum_{\mathbf{k}} c_{i,\mathbf{k}}^\sigma \frac{1}{\sqrt{\Omega}} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \equiv \sum_{\mathbf{k}} c_{i,\mathbf{k}}^\sigma |\mathbf{k}\rangle \quad (11)$$

式(1)に式(11)を代入($\mathbf{k}$ についての和を $\mathbf{k}'$ についての和に変更)して、 $\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \equiv |\mathbf{k}\rangle$ を左から掛けて積分すると、Fourier 空間での方程式

$$\sum_{\mathbf{k}'} \langle \mathbf{k} | h_{\text{eff}} c_{i,\mathbf{k}'}^\sigma | \mathbf{k}' \rangle = \epsilon_{i,\mathbf{k}}^\sigma \sum_{\mathbf{k}'} \langle \mathbf{k} | c_{i,\mathbf{k}'}^\sigma | \mathbf{k}' \rangle = \epsilon_{i,\mathbf{k}}^\sigma c_{i,\mathbf{k}}^\sigma \quad (12)$$

が得られる。

平面波基底を用いることは、周期性をもった材料の計算では高速フーリエ変換が利用可能であるため有効である。孤立分子系を計算する場合には、ガウス関数基底や原子軌道基底などの局在基底を用いる方が便利である。しかし、局在基底は平面波基底と異なり、基底関数が原子核の位置に依存する。そのため、原子に働く力を計算するとき、基底関数の原子位置による微分が計算として必要となる。このことから、原子位置の最適化を行うような計算は、平面波基底を用いる方が適している。表面・界面や孤立分子系の計算には、大きな真空層を挟んで計算対象が周期的に並んでいるスラブモデルを用いることによって、平面波基底を用いた計算が可能である。この点から、平面波基底を用いた計算は、孤立分子系 (0 次元)、チューブや原子チェーン (1 次元)、表面・界面 (2 次元)、結晶 (3 次元) を同じスキームで行うことができる手法であると言える。

2.3. 擬ポテンシャル

一電子波動関数を計算する方法で選択する必要があるものに、前節で述べた基底関数のほかに、一電子ポテンシャルがある。全電子ポテンシャル (Full-Potential) のように、近似を与えることな

く全電子に対して KS 方程式を解く方法が、最も計算精度が高い手法である。その一方で、複雑な系の計算のために原子数が増加したり、大きな原子番号の元素を扱ったりすると、計算量が大幅に増加することになる。また、内殻の電子のエネルギー固有値は、大きな絶対値を持つ負の値となる。そのため全エネルギーも大きな絶対値を持つようになり、計算機精度に大きな桁数が必要となる。

原子内に強く束縛された内殻電子は、そのほとんどが原子核近傍に局在しており、隣にある原子による影響をほとんど受けない(frozen core 近似)。一方で、価電子は主に原子と原子の間に存在しているので、物質の組成や構造に大きく依存している。また、物質の構造や反応性、さらには電氣的、磁氣的、光学的特性といった物理的・化学的性質は価電子の状態によって支配されることが多い。そこで、価電子だけを取り扱って計算を行うことで、計算量を減少させ、より大きな規模の計算が可能となる。価電子だけを取り扱う際に、内殻電子の寄与はポテンシャルとして取り扱う。このような方法を擬ポテンシャル法という。擬ポテンシャルには、経験的擬ポテンシャルと非経験的ポテンシャルがある。近年では、原子の電子状態を第一原理計算により求め、擬波動関数と擬ポテンシャルを作成する非経験的擬ポテンシャル（第一原理擬ポテンシャル）がよく用いられている。

第一原理擬ポテンシャルは、「形が矛盾しない」「ノルム保存」と呼ばれる擬ポテンシャルから発展した[22]。

平面波基底を用いた計算で、擬ポテンシャルを使用する大きな理由の一つは、できる限り滑らかで正確な擬波動関数を作ることによって、擬波動関数の展開に必要な基底関数の数を減らすことである。しかし、ノルム保存擬ポテンシャルは高い精度を保証するために、擬波動関数が滑らかであることを少し犠牲にしている。

滑らかな擬波動関数を作成するときに困難な状態は、1s, 2p, 3d などのそれぞれの角運動量をもつ最低エネルギーの価電子である。このような状態では、内殻に同じ角運動量をもつ波動関数が存在しないので、波動関数に節がなく、内殻にま

表 1 速度向上率の測定に用いた計算モデル

項目	説明
系	Si 結晶
計算内容	SCF + Force
原子数	512
k 点サンプリング	2×2×2
バンド数	1600
平面波数	146116
射影演算子数	2048

で広がることになる。その結果として、ノルム保存擬ポテンシャルでは、擬波動関数は真の全電子波動関数からわずかに滑らかなになるだけとなる。Vanderbilt [24]と Blöchl [25]は、非局所ポテンシャルをノルムが保存しない滑らかな関数に置き換えることを提案した。ノルム保存波動関数(全電子波動関数または擬波動関数)からの差分を補助関数として定義する。このようにノルム保存条件を考慮せずに作成した擬ポテンシャルをウルトラソフト擬ポテンシャルという。

擬ポテンシャルを用いた電子状態計算は価電子のみを扱う手法であるので、内殻励起や内殻準位シフトのような内殻電子を扱わなければならない問題には適用できない。また、高圧のように内殻電子が物性に影響を与える(内殻電子の価電子化)ような条件下では擬ポテンシャルは無力である。

3. 並列化効率

すべてのエネルギー準位 i とサンプリング k 点とについて、式(12)を解くことが必要となる。そのため、Advance/PHASE ではエネルギー準位 i とサンプリング k 点のそれぞれに対して並列計算ができるようにしている。エネルギー準位 i に関する並列をバンド並列、サンプリング k 点に関する並列を k 点並列と呼ぶ。

それぞれの並列化効率を測定するために、表 1 にあるような計算モデルを用いて速度向上率を調べた。図 1 にバンド並列における速度向上率を示す。この測定では、 k 点並列数を 1 に固定して

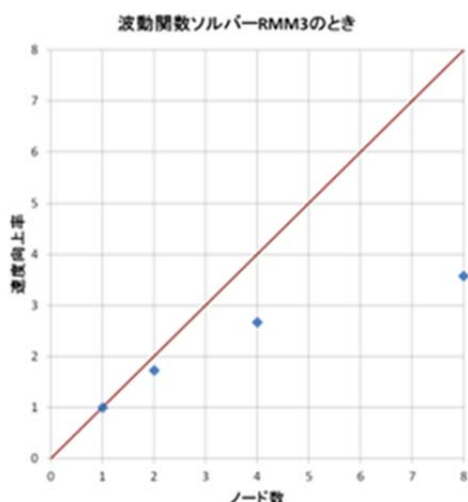


図 1 UV2000 でのバンド並列の速度向上率
います。ノード数が 4 を超えると速度向上率が理想値から大きくずれ始め、ノード数が 8 を超えると向上率は飽和し、これ以上の速度向上が見られなくなる。次に、k 点並列における速度向上率を図 2 に示す。この測定では、バンド並列数を 60 に固定し、k 点並列数を 1 から 8 まで変化させました。k 点並列をバンド並列と異なり、ノード数が 48 まで理想値と一致する速度向上率が得られている。

今回の並列化効率を測定するために用いた計算モデルでは、k 点並列は理想に近い向上率が見られたが、バンド並列ではあるノード以上になると向上が見られないことがわかった。スーパーコンピュータを必要とする計算は、多くの場合、計算セル内に多数の原子を含む系であるが、そのような系では計算すべきエネルギー準位 i が増加する。この場合はバンド並列における速度向上率が

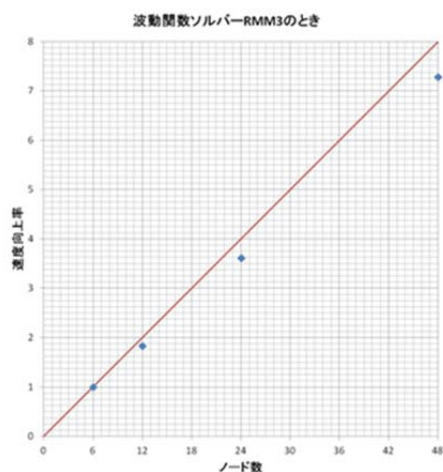


図 2 UV2000 での k 点並列の速度向上率

表 2 4H-SiC 中の欠陥形成エネルギー

原子空孔	欠陥形成エネルギー [eV]
h サイトの C	4.38
h サイトの Si	8.05
k サイトの C	4.51
k サイトの Si	7.99

重要であり、バンド並列における並列化効率にはさらなる改善が必要である。

4. 計算事例

計算セル内に多くの原子数を含む計算事例として、パワーデバイスとして用いられる 4H-SiC 中の原子空孔に関する計算事例を紹介する。離散的な原子空孔由来のエネルギー準位を得るためには、隣接したセルにある原子空孔の影響を排除するために、大きなセルを用いた計算が必要となる。図 3 に、 $3 \times 5 \times 3$ 倍に拡張した 4H-SiC のスーパーセルを示す。この計算セルには 720 原子含まれている。4H-SiC には h サイトと k サイトが存在(図 3(b))しており、考える欠陥サイトは、

- (1) h サイトの C 原子欠陥
- (2) h サイトの Si 原子欠陥
- (3) k サイトの C 原子欠陥
- (4) k サイトの Si 原子欠陥

の 4 つになる。

まず、それぞれのサイトの欠陥形成エネルギーを調べた。その結果を表 2 に示す。この結果から、Si 原子欠陥よりも C 原子欠陥の方が形成されや

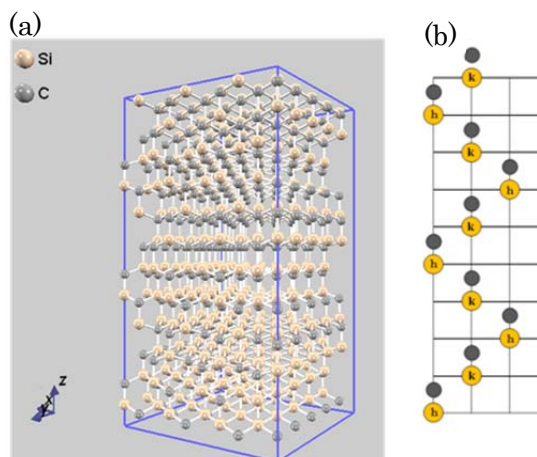


図 3 (a) $3 \times 5 \times 3$ に拡張したスーパーセルと (b) 4H-SiC のサイト

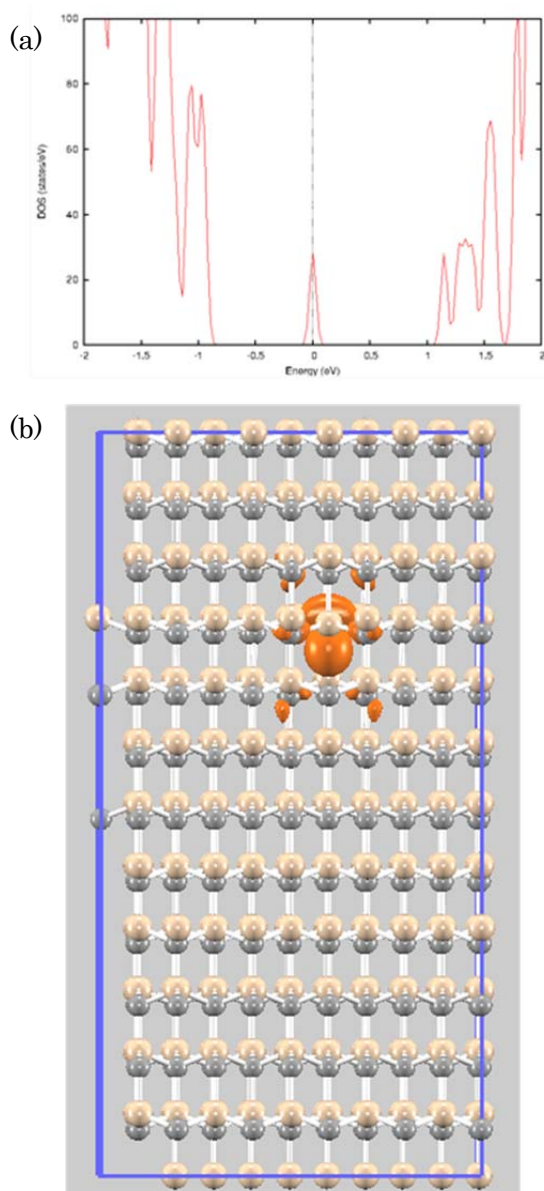


図4 4H-SiCのhサイトC原子欠陥が形成されたときの状態密度(a)とその空間分布(b)

すく、C原子欠陥の中でもhサイトの方が形成されやすいことがわかる。これらの結果は、実験による測定[26]や他の計算の結果[27]と一致している。

次に、最も欠陥が形成されやすいhサイトのC原子欠陥の場合の状態密度とその空間分布を調べた。結果を図4に示す。hサイトの原子欠陥由来のエネルギー準位は、価電子帯の上端から0.78eVに位置しており、その空間分布は欠陥の周りに局在している。わずかに欠陥の隣の原子サイトに欠陥が形成された影響がみられるが、スーパーセルを使用することによって、隣接セルの原子空孔の影響はほとんどないと考えられる。このよ

うな大きなセルを用いた場合には、スーパーコンピュータを使用した大規模並列計算が必要である。

5. さいごに

Advance/PHASEは、文部科学省の国家プロジェクト「戦略的基盤ソフトウェアの開発」[28]とそれに続く「革新的シミュレーションソフトウェアの研究開発」[29]によって開発された第一原理計算ソフトウェアを基に、アドバンスソフト株式会社で独自に改良・開発し、販売をしているソフトウェアである。まだまだ発展途中の計算ソフトであり、これからもさらなるバージョンアップを行い、より使いやすく、より広い分野の材料開発に適用できる第一原理計算ソフトウェアを目指している。

参考文献

- [1] P. Hohenberg, W. Kohn, Phys. Rev. **136** (1964) B864.
- [2] 里子允敏、大西梢平「密度汎関数法とその応用—分子・クラスターの電子状態—」講談社サイエンティフィク(1994).
- [3] R. M. Martin, “Electronic Structure: Basic Theory and Practical Methods”, Cambridge University Press (2008). [訳：寺倉清之、寺倉郁子、善甫康成、「物質の電子状態」丸善出版 (2012)]
- [4] W. Kohn, L. J. Sham, Phys. Rev. **140** (1965) A1133.
- [5] 常田貴夫「密度汎関数法の基礎」講談社 (2012).
- [6] E. P. Wigner, Theor. Chim. Acta **46** (1977) 1; U. von Barth, L. Hedin, J. Phys. C **5** (1972) 1629; J. F. Janak, V. L. Moruzzi, A. R. Williams, Phys. Rev. B **12** (1975) 1257; O. Gunnarsson, B. I. Lundqvist, Phys. Rev. B **13** (1976) 4274; J. P. Perdew, A. Zunger, Phys. Rev. B **23** (1981) 5048; S. H. Vosko, L. Wilk, M. Nusair, Can. J. Phys. **58** (1980) 1200; J. P. Perdew, Y. Wang, Phys.

- Rev. B **45** (1992) 13244.
- [7] J. P. Perdew, Y. Wang, Phys. Rev. B **45** (1992) 13244.
- [8] J. P. Perdew, K. Burke, M. Ernzerhof, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 3865.
- [9] Y. Zhang, W. Yang, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 890.
- [10] B. Hammer, L. B. Hansen, J. K. Nørskov, Phys. Rev. B **59** (1999) 7413.
- [11] A. D. Becke, J. Chem. Phys. **98** (1993) 5648.
- [12] C. Adamo, V. Barone, J. Chem. Phys. **110** (1999) 6158.
- [13] J. Heyd, G. E. Scuseria, M. Ernzerhof, J. Chem. Phys. **118** (2003) 8207; **124** (2006) 219906.
- [14] V. I. Anisimov, F. Aryasetiawan, A. I. Lichtenstein, J. Phys.: Condensed Matter **9** (1997) 767.
- [15] J. Hubbard, Proc. Roy. Soc. London, A **276** (1963) 238; **277** (1964) 237; **281** (1965) 401.
- [16] M. Elstner, P. Hobza, T. Frauenheim, S. Suhai, E. Kaxiras, J. Chem. Phys. **114** (2001) 5149.
- [17] E. R. Johnson, A. D. Becke, J. Chem. Phys. **124** (2006) 174104.
- [18] S. Grime, J. Comput. Chem. **28** (2007) 555.
- [19] S. Grime, J. Antony, S. Ehrlich, H. Krieg, J. Comp. Phys. **132** (2010) 154104.
- [20] J. F. Dobson, J. Wang, B. P. Dinte, K. McLennan, H. M. Le, Int. J. Quantum Chem. **101** (2005) 579.
- [21] M. Dion, H. Rydberg, E. Schröder, D. C. Langreth, B. I. Lundqvist, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 246401.
- [22] K. Lee, E. D. Murray, L. Kong, B. I. Lundqvist, D. C. Langreth, Phys. Rev. B **82** (2010) 081101(R).
- [23] D. R. Hamann, M. Schlüter, C. Chiang, Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 1494.
- [24] D. Vanderbilt, Phys. Rev. B **41** (1990) 7892.
- [25] P. E. Blöchl, Phys. Rev. B **50** (1994) 17953.
- [26] V. V. Konovalov, M. E. Zvanut, J. van Tol, Phys. Rev. B **68** (2003) 012102.
- [27] M. Bockstedte, M. Heid, O. Pankratov, Phys. Rev. B **67** (2003) 193102.
- [28] <http://www.ciss.iis.u-tokyo.ac.jp/fsis/index.html>
- [29] <http://www.ciss.iis.u-tokyo.ac.jp/rss21/index.html>
- ※ 技術情報誌アドバンスシミュレーションは、アドバンスソフト株式会社 ホームページのシミュレーション図書館から、PDF ファイルがダウンロードできます。(ダウンロードしていただくには、アドバンス/シミュレーションフォーラム会員登録が必要です。)