Title	固体中のStarkラダー電子と光学的フオノンの弱結合理論
Author(s)	斉藤, 基彦
Citation	物性研究 (1971), 16(4): 474-486
Issue Date	1971-07-20
URL	http://hdl.handle.net/2433/88299
Right	
Type	Departmental Bulletin Paper
Textversion	publisher

固体中のStarkラダー電子と光学的フォノンの弱結合理論

東大教養物理　斉　藤　基　彦

（6月19日受理）

§1.　序

固体中の電子エネルギー準位は，外電場によって量子化されることがWannier[1]によって理論的に予言され，Stark ラダーと呼ばれている。この準位はx方向にかけられた電場を－F，電子の電荷を－e，x方向のBrillouin 域の周期を2π／a，x軸に垂直な方向の自由度によるエネルギーを$\epsilon_\perp$で表わす時，

$$\epsilon_\nu = eFa\nu + \epsilon_\perp \qquad (\nu：整数) \qquad (1.1)$$

で与えられる。この予言によると，完全結晶においては電場を作用させても，Bragg 反射のために電子の波動関数は$x=-a\nu$の近傍に局在して，電流は生じない。この著しい特徴のため，この準位を実験的に検証しようとする試みが数多くなされたが，いずれも十分な確証を得るに至っていない。[2]

最近Maekawa[3]は閃亜鉛鉱型のZnSの蒸着膜結晶を用い，〔1，1，1〕方向に強電場をかけ電気伝導率を測定したところ，伝導率は電場と共に振動する事を見出した。更に最近Yao, Inagaki, Maekawa[4]はこの実験を精密化したところ，ωを光学的フォノンの角振動数として，伝導率の山の起る電場は

$$F = \hbar\omega / ena \qquad (n：整数) \qquad (1.2)$$

である事を確認した。

この事は1個のフォノンの放出吸収によって$\nu \to \nu \pm n$のラダーの遷移が起り，そのために生ずる電流が観測されているものと考えられる。[5] ここではこのような1フォノン－多ラダー遷移に起因する電流を計算してみた。その結果（1．2）における山はStark ラダー電子の2次元的な状態密度の反映したものである事が判明した。そして定量的にも満足すべき結果を得たので報告

する。

§2. 電流の表式

現象が1個のフォノンの放出吸収に関するものであるから，電子格子相互作用を考えるのにTamm−Dankoff近似を用いるのが適当である。ハミルトニヤンHは電子系と格子系のハミルトニヤンH_e，H_Lと電子格子相互作用ハミルトニヤンH_{eL}の和

$$H = H_e + H_L + H_{eL} \tag{2.1}$$

で書かれる。電子系の固有函数を$|\alpha)$，固有値をε_α，フォノン系の固有関数を$|N_q>$，固有値を$N\hbar\omega$とする。全系の固有関数を

$$\Psi_\alpha = A\sum_\beta \{h_\beta + \sum_q g_\beta(\mathbf{q})|1_q>\}|\beta) \tag{2.2}$$

としよう。ただしAは規格化定数，h_β，$g_\beta(q)$は定められるべき定数で$h_\alpha \simeq 1$のごとく選ばれる。電子格子相互作用をフォノンの生成消滅演算子$b^+_{\mathbf{q}}$，$b_{\mathbf{q}}$を用いて

$$H_{eL} = \sum_q \{U_{\mathbf{q}}(\mathbf{r})b_{\mathbf{q}} + h.c.\} \tag{2.3}$$

と書く事にする。ただし

$$U_{\mathbf{q}}(\mathbf{r}) = \frac{c}{\sqrt{\Omega}q} e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} \tag{2.4}$$

で，Ωは系の体積，cは結合強度で，有効質量m，Fröhlich の結合強度αと

$$c^2 = 4\pi\alpha\hbar^2\omega^2(\hbar/2m\omega)^{\frac{1}{2}} \tag{2.5}$$

で結びついている。Ψ_αの固有値Eを定める永年方程式は　$(H-E)\Psi_\alpha=0$の左側から，$<0|(\mathbf{r}|$　と$<1_q|(\mathbf{r}|$　をかけて得られる。それらはそれぞれ

$$(\varepsilon_\gamma - E) h_\gamma + \sum_{\beta q} g_\beta(\mathbf{q})(\gamma | U | \beta) = 0, \qquad (2.6)$$

$$\sum_\beta (\gamma | U^* | \beta) h_\beta + (\varepsilon_\gamma + \hbar\omega - E) g_\gamma(\mathbf{q}) = 0 \qquad (2.7)$$

である。ここで$U_{\mathbf{q}}(\mathbf{r})$をUと略記した。

(2.7)よりただちに

$$g_\beta(\mathbf{q}) = \frac{1}{E - \varepsilon_\beta - \hbar\omega} \sum_\delta (\beta | U^* | \delta) h_\delta \qquad (2.8)$$

が得られ，これを(2.6)に代入すれば

$$(E - \varepsilon_\gamma) h_\gamma - \sum_{\beta\delta q} \frac{(\gamma | U | \beta)(\beta | U^* | \delta)}{E - \varepsilon_\beta - \hbar\omega} h_\delta = 0 \qquad (2.9)$$

が得られる。従って固有値は

$$\det \left| (E - \varepsilon_\gamma) \delta_{\gamma\delta} - \sum_{\beta q} \frac{(\gamma | U | \beta)(\beta | U^* | \delta)}{E - \varepsilon_\beta - \hbar\omega} \right| = 0 \qquad (2.10)$$

の解として得られる。

ここではこの解をU^2まで正しく求めてみよう。このとき

$$h_\delta = \delta_{\alpha\delta} + O(U) \qquad (2.11)$$

だから，(2.9)より

$$h_\gamma = \frac{1}{E - \varepsilon_\gamma} \sum_\beta \frac{(\gamma | U | \beta)(\beta | U^* | \alpha)}{E - \varepsilon_\beta - \hbar\omega}, \qquad (2.12)$$

また(2.8)より

$$g_\beta(\mathbf{q}) = \frac{(\beta | U^* | \alpha)}{E - \varepsilon_\beta - \hbar\omega} \qquad (2.13)$$

が得られる。これらを(2.2)代入すれば固有函数Ψ_αが求められる。

次に得られたΨ_αで速度の期待値を求めよう。Ⅰと同じく，考えているエネルギー帯は

$$\varepsilon(\mathbf{k})=\frac{\hbar^2 k_\perp^{\,2}}{2m}-W\cos a k_x \qquad (2.14)$$

の形をとる事としよう。ただし$k_\perp$は電場Fと垂直な方向の波数ベクトル，2wは電場方向の帯巾である。そうするとStark ラダーの波動関数は

$$(\mathbf{r}\,|\,\alpha)\equiv(\mathbf{r}\,|\,\nu,\,k_\perp)$$

$$=L^{-1}\exp(\,i\mathbf{k}_\perp\cdot\mathbf{r}\,)\varphi_\nu(x), \qquad (2.15)$$

$$\varphi_\nu(x)=\sqrt{a}\int_{-\pi/a}^{\pi/a}\frac{dk_x}{2\pi}\exp\left[i(x+\nu a)k_x+\frac{iw}{eFa}\sin a k_x\right] \qquad (2.16)$$

の形をとる。$\varphi_\nu(x)$は$x=-\nu a$を中心としてw/eFa程度のところに局在する波動関数である。また電場方向の速度演算子は考えているエネルギー帯では

$$v=\frac{aW}{\hbar}\sin a k_x$$

で与えられるから，Stark ラダー間の行列要素は

$$(\nu,\,k_\perp\,|\,v\,|\,\nu',\,k_\perp')$$

$$=\Delta(k_\perp-k_\perp')\frac{a^2W}{2\pi\hbar}\int_{-\pi/a}^{\pi/a}dk_x\sin a k_x$$

$$\times\exp\left[ia(\nu'-\nu)k_x\right]$$

となる。ただしΔはKronecker のデルタである。従って

$$<\nu_1\,k_\perp\,|\,v\,|\,\nu\pm1,\,k_\perp>=\pm\frac{aWi}{2\hbar}, \qquad (2.17)$$

その他の行列要素は0である。すなわちStark ラダー電子は電流を運ばない。

また同様の計算により

$$(\nu k_\perp | U_{\mathbf{q}}(\mathbf{r}) | \nu', k'_\perp) = \frac{c}{\sqrt{\Omega}\, q} \Delta(\mathbf{k}_\perp - \mathbf{q}_\perp - \mathbf{k}'_\perp)$$

$$\times \exp\left[-\frac{i}{2}\{(\nu+\nu') a q_x + (\nu-\nu')\pi\}\right]$$

$$\times J_{\nu-\nu'}\left(\frac{2w}{eFa} \sin\frac{a q_x}{2}\right)$$

$$(2.18)$$

がわかる。ただしJ_nはn次の第一種のBessel関数である。

速度演算子の期待値は $(\alpha | v | \alpha) = 0$ である事に注意すると，

$$V_\alpha \equiv (\Psi_\alpha | v | \Psi_\alpha)$$

$$= \sum_{\beta \gamma q} \left\{ \frac{(\alpha|v|\beta)(\beta|U|\gamma)(\gamma|U^*|\alpha)}{(E-\varepsilon_\beta)(E-\varepsilon_\gamma-\hbar\omega)} + c.c. \right.$$

$$\left. + \frac{(\alpha|U|\beta)(\beta|v|\gamma)(\gamma|U^*|\alpha)}{(E^*-\varepsilon_\beta-\hbar\omega)(E-\varepsilon_\gamma-\hbar\omega)} \right\}$$

$$(2.19)$$

となる。ただしv_αは已にUの2次であるから規格化因子は1にした。(2.17)，(2.18)を利用して(2.19)をあらわに計算すると，単純だが長い計算の後に，

$$v_\alpha = \sum_{n q} \sum_{m=\pm 1} \frac{a c^2 W}{\Omega \hbar q^2} J_n(\xi) J_{n-m}(\xi) \sin\frac{a q_x}{2}$$

$$\times \frac{\Gamma_\alpha}{(\tilde{\varepsilon}+eFan)^2+\Gamma_\alpha^2} \times \frac{1}{m} \left[\frac{\tilde{\varepsilon}+eFan+eFam+\Delta_\alpha}{(eFam+\Delta_\alpha)^2+\Gamma_\alpha^2} \right.$$

$$\left. + \frac{2(\tilde{\varepsilon}+eFan)+eFam}{(eFa)^2+4\Gamma_\alpha^2} \right]$$

$$(2.20)$$

を得る。ただし

$$\xi=\frac{2W}{eFa}\sin\frac{aq_x}{2}, \qquad (2.21)$$

$$E=\varepsilon_\alpha+\Delta_\alpha+i\Gamma_\alpha \qquad (2.22)$$

$$\tilde{\varepsilon}=\frac{\hbar^2 k_\perp{}^2}{2m}-\frac{\hbar^2(\mathbf{k}_\perp-\mathbf{q}_\perp)^2}{2m}+\Delta_\alpha-\hbar\omega. \qquad (2.23)$$

ここでエネルギーのずれΔ_αはeFaに較べて無視して良いとし，更に$\tilde{\varepsilon}+eFan\approx 0$　のみが和に寄与する事に注意すると，十分良い近似で

$$v_\alpha=\sum_{nq}\frac{nac^2}{\Omega\hbar q^2}J_n{}^2(\xi)\frac{\Gamma_\alpha}{(\tilde{\varepsilon}+eFan)^2+\Gamma_\alpha{}^2}$$

$$\times\left[\frac{(eFa)^2}{(eFa)^2+\Gamma_\alpha{}^2}+\frac{(eFa)^2}{(eFa)^2+4\Gamma_\alpha{}^2}\right] \qquad (2.24)$$

が得られる。ただし(2.24)を得るには，Bessel 関数の公式

$$J_{n-1}(\xi)+J_{n+1}(\xi)=(2n/\xi)J_n(\xi)$$

を利用した。

(2.24)の物理的な意味は次のように理解される。状態αにある電子の寿命は

$$\Gamma_\alpha=\sum_{nq}\frac{c^2}{\Omega q^2}J_n{}^2(\xi)\frac{\Gamma_\alpha}{(\tilde{\varepsilon}+eFan)^2+\Gamma_\alpha{}^2}$$

$$(2.25)$$

で表わされる。簡単のためにこのΓ_αを(2.25)の右辺で$\Gamma_\alpha\to 0$とした極限の値

$$\gamma_n=\pi\sum_q\frac{c^2}{\Omega q^2}J_n{}^2(\xi)\delta(\tilde{\varepsilon}+eFan) \qquad (2.26)$$

を用いて

$$\Gamma_\alpha = \sum_n \gamma_n \tag{2.27}$$

と近似しよう。γ_n は ν には依存せず n と $|k_\perp|$ のみの関数である。ここでラダー ν から $\nu-n$ に距離 na だけ跳びフォノンを１個放出する事による電流の寄与を

$$v_n = na/\tau_n \tag{2.28}$$

と書けば（２．２４）は

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{\gamma_n}{\hbar}\left[\frac{(eFa)^2}{(eFa)^2+\Gamma_\alpha{}^2} + \frac{(eFa)^2}{(eFa)^2+4\Gamma_\alpha{}^2}\right] \tag{2.29}$$

を意味する。すなわち伝導率の緩和時間は $\hbar/\gamma_n$ に（２．２９）のカギカッコのような補正が必要である。

§３．緩和時間の計算

緩和時間を（２．２６）によって具体的に計算しよう。そのために q の和を電場方向を極軸とする回転座標系の積分に直すと，

$$\gamma_n = \frac{\pi c^2}{8\pi^3}\int_{-\pi/a}^{\pi/a} dq_x \int_0^\infty dq_\perp\, q_\perp \frac{J_n{}^2(\xi)}{q^2}\int_0^{2\pi} d\theta$$

$$\times\,\delta\left(eFan-\hbar\omega+\frac{\hbar^2 k_\perp}{m}q_\perp\cos\theta-\frac{\hbar^2 q_\perp{}^2}{2m}\right), \tag{3.1}$$

ただし ξ は（２．２１）に定義されている。これを θ について積分し，被積分関数が q_x の偶関数である事に注意すると，

$$\gamma_n = \frac{c^2}{2\pi^2}\int_0^{\pi/a} dq_x \int_* \frac{dq_\perp q_\perp}{q^2}\frac{J_n{}^2(\xi)}{\sqrt{\left(\frac{\hbar^2 k_\perp q_\perp}{m}\right)^2-\left(eFan-\hbar\omega-\frac{\hbar^2 q_\perp{}^2}{2m}\right)^2}} \tag{3.2}$$

ただし＊印は$q_\perp$の積分が平方根の引数が正となる範囲に限られる事を意味する。ここで計算を見易くするために

$$q_x=\frac{2p}{a}, \quad q_\perp=\frac{2Q}{a}, \quad k_\perp=\frac{2k}{a} \tag{3.3}$$

によって変数変換し，無次元の量

$$D=\frac{ma^2}{2\hbar^2}(eFan-\hbar\omega) \tag{3.4}$$

を定義すると，（3．2）は

$$\gamma_n=\frac{mac^2}{2\pi^2\hbar^2}\int_* \frac{dQQI_n(Q)}{\sqrt{4K^2Q^2-(D-Q^2)^2}} \tag{3.5}$$

と簡単化される。ただし

$$I_n(Q)=\int_0^{\pi/2}\frac{dP}{P^2+Q^2}J_n{}^2(t\sin P), \tag{3.6}$$

$$t=2W/eFa. \tag{3.7}$$

$I_n(Q)$は厳密に評価する事はむずかしいが，付録に示した計算によって近似的に

$$I_n(Q)=\frac{A_nQ_n{}^2}{Q^2+Q_n{}^2} \tag{3.8}$$

として良い事がわかる。ただし

$$A_n=\frac{e^2t}{8\pi n^2}\ \frac{2n+1}{2n-1}, \tag{3.9a}$$

$$Q_n{}^2=\frac{(2n-1)}{2n+1}\ln\left(\frac{\pi e t}{4n}\right)\frac{8n^2}{e^2t^2}. \tag{3.9b}$$

（3．5）のQの積分範囲は，平方根の中身が正となる条件

$$(Q-K)^2<D+K^2<(Q+K)^2 \tag{3.10}$$

で定められる。従って

$$D + K^2 > 0 \tag{3.11}$$

のときにのみ積分は値を持つ。そのとき

$$|K - \sqrt{K^2+D}| < Q < K + \sqrt{K^2+D} \tag{3.12}$$

が積分範囲となる。ここで

$$Q^2 - (D + 2K^2) = 2K\sqrt{K^2+D}\ u$$

によって変数変換すると，uの変域は－１から１になり積分は簡単に実行できて，結果は

$$\gamma_n = \frac{mac^2}{4\pi\hbar^2} A_n Q_n{}^2 \frac{\theta(D+K^2)}{\sqrt{(Q_n{}^2+D)^2 + 4Q_n{}^2K^2}} \tag{3.13}$$

となる。ただし$\theta(x)$は階段関数で

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & (x>0) \\ 0 & (x<0) \end{cases}$$

一般にK（あるいは$k_\perp$）の値は温度によっていろいろの値を取り得るから，熱平均

$$\langle \gamma_n \rangle = \int_0^\infty dKK\,\gamma_n(K)\exp\left(-\frac{2\hbar^2K^2}{ma^2k_\beta T}\right) \tag{3.14}$$

をとると，これは十分低温では

$$\langle \gamma_n \rangle = \alpha\hbar\omega\left(\frac{ma^2\omega}{2\hbar}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{A_n Q_n^2}{Q_n{}^2 + |D|}$$

$$\times \exp\left\{\frac{\hbar^2}{ma^2k_\beta T}(D - |D|)\right\} \tag{3.15}$$

で与えられる。T＝0ではこれは勿論（3．13）でK＝0としたものに等しい。

§4. 実験との比較

以後では話を簡単にするためにT＝0で考えよう。γ_nの電場依存性を考えると，　$eFa=\hbar\omega/n$　で

$$\frac{\alpha e^2}{8\pi}\ \frac{2n+1}{2n-1}\left(\frac{ma^2\omega}{2\hbar}\right)^{\frac{1}{2}}\ \frac{2W}{n}\simeq\frac{3\alpha e^2}{8\pi}\left(\frac{2ma^2W^2}{\hbar^3\omega}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{\hbar\omega}{n} \tag{4.1}$$

なる値に跳び　$eFa>\hbar\omega/n$　ではほぼこの値に等しい（弱い電場依存性はあるが）。従って（2．27）によってΓ_αは $\ln F$ 程度の弱い電場依存性しか持たないから，これを弱電場における準位の巾　$\hbar/2\tau$　で代表して良かろう。緩和時間τには光学的フォノン以外（例えば音響型フォノン，不純物）との相互作用も考慮しなければならない。このとき因子 $(eFa)^2/\{(eFa)^2+\hbar^2/4\tau^2\}$ はFについてほぼ単調増加の関数で，$eFa\sim\hbar/2\tau$ の程度の電場までは　$(2eFa\tau/\hbar)^2$ で近似できる。このため電流（2．24）を考えると

$$v\simeq\sum_n Ba\omega\left(\frac{eFa\tau}{\hbar}\right)^2\theta(eFan-\hbar\omega) \tag{4.2}$$

$$B=\frac{15\alpha e^2}{8\pi}\left(\frac{2ma^2W}{\hbar^3\omega}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{4.3}$$

として良い事がわかる。従ってvは電場 $eFa=\hbar\omega/n$　で　$Ba\omega(\omega\tau/n)^2$ だけ不連続に跳ぶ階段状の関数となる。この電場における易動度の跳び$\Delta\mu_n$を弱電場の易動度　$\mu_0(=e\tau/m)$　と比較すると，その比は

$$\frac{\Delta\mu_n}{\mu_0}=\frac{B}{n}\ \frac{ea^2}{\hbar\mu_0}(\omega\tau)^2 \tag{4.4}$$

となるが　$\mu_0\simeq 10\ \mathrm{cm^2/V.S}$ とすれば，ZnSの諸定数[5]を用いると，$B=14.2$，$\omega\tau=0.15$　となり　$\Delta\mu_n/\mu_0=0.06n^{-1}$ となる。これは実験の観察[4]と完全に一致する。

温度を高くするとどのように変化するだろうか。それは（3．14）にもどって考えれば良いが，（3．15）の形より推察されるようにγ_nは電場巾

$\Delta F \sim k_B T / ean$ 程度のぼけを持つなだらかな階段状の関数になると考えられる。一方階段の平坦部の領域は $\hbar\omega / ean^2$ の程度であるから $n > \hbar\omega / K_B T$ になると伝導率の振動を観測するのはむずかしくなる。実験では窒素温度で n ～3あたりまで観測されているからこの関係は満されている。

微分伝導率は(4.2)より明らかなように $eFa = \hbar\omega / n$ で $n^{-1}\delta(eFan - \hbar\omega)$ に比例するするどい山を持つ。この結果も実験的観測と一致する。

§5. 結　論

以上の諸考察により Yao, Inagaki, Maekawa の実験[4] は Stark ラダー電子の存在を確証するものであると結論する事ができる。

(4.2)にみられるような階段状の電流変化は Stark ラダー電子の2次元的な状態密度の反映である。定量的，定性的に理論の予想と完全に一致する。

最後に有益な討論，重要な示唆をしていただいた水野幸夫助教授に感謝の意を表する。

付　録

積　分

$$I_n(Q) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{dP}{P^2 + Q^2} J_n^2(t \sin P) \qquad (A.1)$$

を考えよう。この積分は厳密に評価する事が困難なので近似的に計算する。Bessel 関数の近似形として，

$$J_n^2(x) = \begin{cases} \dfrac{1}{\pi x_n}\left(\dfrac{x}{x_n}\right)^{2n} & x < x_n \qquad (A.2a) \\ \dfrac{1}{\pi x} & x > x_n \qquad (A.2b) \end{cases}$$

$$x_n = \left[2^{2n}(n!)^2 / \pi\right]^{\frac{1}{2n+1}} \qquad (A.3)$$

を採用する。x_n は $n!$ に対して Stirling の公式を用いると，ほぼ $2n/e$

に等しい。更に（A．1）でBessel関数の引数をｔＰで近似すると，（A．1）は

$$I(Q)=\int_0^{\beta_n}\frac{dP}{P^2+Q^2}\ \frac{1}{\pi x_n}\left(\frac{P}{\beta_n}\right)^{2n}+\int_{\beta_n}^{\frac{\pi}{2}}\frac{dP}{P^2+Q^2}\ \frac{1}{\pi tP}\ ,\tag{A.4}$$

$$\beta_n=x_n/t\tag{A.5}$$

となる。今の場合β_nはほぼ（$2/e$）（$\hbar\omega/2w$）に等しいから，１より十分小さいとして良い。（A．4）の第１項はQの小さい場合と大きい場合に応じてそれぞれ

$$\begin{cases}\dfrac{1}{\pi t\beta_n^2}\cdot\dfrac{1}{2n-1} & (Q\ll\beta_n)\\[2ex] \dfrac{1}{\pi tQ^2}\cdot\dfrac{1}{2n+1} & (Q\gg\beta_n)\end{cases}$$

となり，また第２項は

$$\frac{1}{2\pi tQ^2}\ \ln\ \frac{1+(Q/\beta_n)^2}{1+(2Q/\pi)^2}$$

となり，従ってI（Q）の近似形として$Q\ll\beta_n$と$Q\gg\beta_n$で正しいふる舞いをする関数

$$I_n(Q)=\frac{1}{2\pi t\beta_n^2}\ \frac{2n+1}{2n-1}\ \frac{Q_n^2}{Q^2+Q_n^2}\tag{A.6}$$

$$Q_n^2=\frac{2(2n-1)}{2n+1}\left(\ln\ \frac{\pi}{2\beta_n}\right)\beta_n^2\tag{A.7}$$

を選ぶ事が出来る。（A．5）を用いれば（3．9a）（3．9b）を得る。

参 考 文 献

1) G.H.Wannier : Elements of Solid State Theory (Cambridge Univ. Press, N.Y., 1959) p. 190.
G.H.Wannier : Phys. Rev. 117 (1960) 452.

2) 前川禎 : 物理学会誌 25 (1970) 313.

3) S. Maekawa : Phys. Rev. Letters 24 (1970) 1175.

4) 八百隆文，稲垣勝哉，前川禎：1971年春の分科会（東大教養）7aF9.

5) 斉藤基彦 : 物性研究 15 (1971) 417.
ここでは 2)によって予想された多フォノン－1ラダー遷移の過程が計算されているが，2)の予想は否定的であった。
以後Ⅰと引用される。