

行政院國家科學委員會專題研究計劃成果報告

濕式蝕刻理論研究與實驗驗證

Theoretic Development of Wet Etching and Experimental Verification

計劃編號：NSC-89-2212-E-002-100

執行期間：89年8月1日至90年7月31日

主持人：張家歐 國立台灣大學應用力學研究所

共同主持人：羅一中 行政院同步輻射研究中心

中文摘要

本文蝕刻理論首先提出晶格面的長度變化率與蝕刻速率的關係的概念，亦首先建立長度變化率與蝕刻速率的數學方程式。此理論可應用於量測蝕刻速率，或分析晶體被蝕刻後的幾何形狀之尺寸大小，任何複雜的幾何形狀都適用，亦可應用於電腦軟體。本文中也首先提出如何計算外凸角隅的底切面的蝕刻速率，這些成果在國內外文獻上都未曾見過。

關鍵字：內凹角隅，外凸角隅，法朗克理論，蝕刻速率，長度變化率

Abstract

In this paper the two-dimensional etching behavior of crystals is studied. The ideal of relating the rate of length change of the lattice planes, of which the polygonal convex (or concave) corner is composed, to the etch rate of those planes is proposed. Based on this idea we establish an etching theory which gives the equations expressing the rate of length change in terms etch rate. The converse use of this theory is to predict the etching rates once the rate of length change is known. The direct use is to determine the geometric shapes and size of the etched crystal with arbitrary complexity in its initial profiles if the etch rate diagram is given. This theory can also be implemented as a general-purpose simulation tool. We also present a systematic method of determining the

etch rate of the undercut plane of a convex corner, which is not reported in the literature.

Keywords: convex corner, concave corner, Frank's theory, etch rate, rate of length change.

一、前言

化學式溼式蝕刻在早期的半導體製程，已被廣泛使用製造微電子零件[1]與微電子裝置[2]上，而在現今的微機電系統領域裡，在製作感測器[3]，制動器[4]，微機械元件[5]或其他的精密裝置如印表機的噴嘴[6]，光學元件[7]等。早期解釋蝕刻行為是使用表面自由能[8]與 Wulff 畫圖法[9]，Wulff 畫圖法是源自於 Heering 的表面自由能[10]，但只能對內凹角隅蝕刻行為做合理解釋，對外凸角隅蝕刻行為就失效。法朗克 (Frank)[11]將微觀之晶體階梯表面以連續曲線取代，得到巨觀的晶體表面形狀，配和波形運動理論推展出一套單晶體的晶體成長與蝕刻的理論，這理論有幾個重要結論：(1) 蝕刻速率沿特徵曲線移動時是一個常數。(2) 晶體的蝕刻跡軌之方向平行於垂直這點位於極座標的速度倒數圖。法朗克理論只告訴我們晶格面上的點在蝕刻時，沿緩慢曲線 (slowness curve) 的法線方向前進才會保持晶面方向且等速，而沿晶格面法線移動的點，其法線會隨時間而改變，且非等速，可惜法朗克的理論並未求出沿緩慢曲線 (slowness curve) 法線方向前進的速率大小值，但法朗克的

理論不適用於角隅(內凹角或外凸角)的蝕刻行為。

Séquin[12]根據法朗克的結論發展出緩慢圖加上畫圖法可以解釋一個內凹或外凸角隅經過蝕刻後的幾何形狀變化情形。Danel[13]改進Wulff畫圖法缺點發展出Wulff-Jacodine畫圖法，相同的，也是在解釋一個內凹或外凸角隅經過蝕刻後的幾何形狀變化情形，但這兩種方法在三維空間很難使用，事實上，這兩種方法其理論基礎是相同的，其證明見張簡文添[14]，而這兩種方法都需借用劃圖法才能使用，並沒有建立起分析的數學公式如長度的變化與蝕刻速率的關係之數學式，角隅蝕刻變化與蝕刻速率的關係之數學式等。

本文蝕刻理論是在討論單晶體的濕式蝕刻的行為，分析長度的變化與蝕刻速率的關係。Wulff-Jacodine畫圖法與Séquin畫圖法都有一個假設條件是蝕刻速率僅跟晶格面的方向有關與晶格面之面的大小無關。而法朗克理論有個結論是當起始面是平面時，在特徵曲線上移動速率等於蝕刻速率，且整個平面的每個質點的移動速率都是相同的，這樣結論跟Wulff-Jacodine畫圖法與Séquin畫圖法的假設條件是一致的。本文蝕刻理論同樣地有相同的基本假設條件：蝕刻速率僅跟晶格面的方向有關與晶格面之面的大小無關，而蝕刻速率定義在沿晶格面的負法線方向。

依假設條件的論點，一個平面經過蝕刻後仍維持平面其長度不會有變化如圖1所示，會有長度變化或幾何形狀改變是在兩個非平行晶格面相交之角隅如圖2所示。研究單晶體蝕刻行為，對於非連續曲線的蝕刻行為僅需討論角隅(內凹與外凸角隅)附近的變化情形就等於討論所有蝕刻行為。本文蝕刻理論建立由兩個或多個晶格面所組成的幾何形狀，在經過蝕刻後，其長

度變化率與蝕刻速率之關係的數學方程式(純量代數式)。在分析上，若知道晶格面的蝕刻速率時，就依本文的理論，可知在經過任意時間蝕刻後，其晶格面的面的長度大小。或者，在實驗上可量測晶格面的面的長度變化，依本文的理論，可計算出蝕刻速率。本文的蝕刻理論是我們首先提出，在國內外文獻上，從未有人發表過有相關於本文之理論。

二、內凹角隅的長度變化率

定理一. 內凹角隅的長度變化率(沒有新的面出現之情形)

AB晶格面與BC晶格面組成的內凹角隅如圖3所示，晶格面的法線夾角為 θ ，蝕刻速率分別為 R_{AB} 與 R_{BC} (其後各情形依此類推)。圖中 $d_{AB}=R_{AB}\Delta t$ 與 $d_{BC}=R_{BC}\Delta t$ 代表BA與BC晶格面在微小時間(Δt)的蝕刻所走的距離，圖中粗虛線表蝕刻後的情形，(其後各情形依此類推)。當微小時間趨近於零時，其中 L_{AB} 與 L_{BC} 分別代表AB與BC晶格面的長度(其後各情形依此類推)，則AB晶格面的長度變化率是

$$\frac{dL_{AB}}{dt} = \frac{R_{BC}}{\sin \theta} - \frac{R_{AB}}{\tan \theta} \quad (1)$$

而BC晶格面的長度變化率是

$$\frac{dL_{BC}}{dt} = \frac{R_{AB}}{\sin \theta} - \frac{R_{BC}}{\tan \theta} \quad (2)$$

證明如下：圖3知AB晶格面的長度變化(dL_{AB})是

$$dL_{AB} = \overline{BE} = \overline{eb} \quad , \quad \overline{eb} = \overline{fb} - \overline{fe}$$

$$\overline{fb} = \frac{d_{BC}}{\sin \theta} \quad , \quad \overline{fe} = \frac{d_{AB}}{\tan \theta}$$

$$dL_{AB} = \frac{R_{BC}\Delta t}{\sin \theta} - \frac{R_{AB}\Delta t}{\tan \theta}$$

$$\frac{dL_{AB}}{\Delta t} = \frac{R_{BC}}{\sin \theta} - \frac{R_{AB}}{\tan \theta}$$

當時間 Δt 趨近於零，AB 晶格面的長度變化率是

$$\frac{dL_{AB}}{dt} = \frac{R_{BC}}{\sin \theta} - \frac{R_{AB}}{\tan \theta} \quad (1)$$

而 BC 晶格面的長度變化 (dL_{BC}) 是

$$dL_{BC} = \overline{BD} = \overline{bd} \quad , \quad \overline{bd} = \overline{gb} - \overline{gd}$$

$$\overline{gb} = \frac{d_{AB}}{\sin \theta} \quad , \quad \overline{gd} = \frac{d_{BC}}{\tan \theta}$$

$$dL_{BC} = \frac{R_{AB}\Delta t}{\sin \theta} - \frac{R_{BC}\Delta t}{\tan \theta}$$

$$\frac{dL_{BC}}{\Delta t} = \frac{R_{AB}}{\sin \theta} - \frac{R_{BC}}{\tan \theta}$$

當時間 Δt 趨近於零，BC 晶格面的長度變化率是

$$\frac{dL_{BC}}{dt} = \frac{R_{AB}}{\sin \theta} - \frac{R_{BC}}{\tan \theta} \quad (2)$$

從方程式 (1) 與 (2) 可知，當 $R_{BC} > R_{AB}\cos\theta$ 時，則 AB 晶格面的長度是增長。當 $R_{AB} > R_{BC}\cos\theta$ 時，則 BC 晶格面的長度是增長，當 θ 大於 90° 時 L_{AB} 與 L_{BC} 兩者一定都會增長。當 $R_{AB}\cos\theta = R_{BC}$ 時， L_{AB} 的長度是不變。相同地， $R_{BC}\cos\theta = R_{AB}$ 時， L_{BC} 的長度是不變。

推論一、三個晶格面構成兩個內凹角隅之長度變化率

如圖 4 所示，BA 晶格面與 BC 晶格面的法線夾角為 α ，BC 晶格面與 CD 晶格面的法線夾角為 β ，則 AB 晶格面的長度變化率是

$$\frac{dL_{AB}}{dt} = \frac{R_{BC}}{\sin \alpha} - \frac{R_{AB}}{\tan \alpha} \quad (3)$$

BC 晶格面的長度變化率是

$$\frac{dL_{BC}}{dt} = \frac{R_{AB}}{\sin \alpha} - \frac{R_{BC}}{\tan \alpha} + \frac{R_{CD}}{\sin \beta} - \frac{R_{BC}}{\tan \beta} \quad (4)$$

CD 晶格面的長度變化率是

$$\frac{dL_{CD}}{dt} = \frac{R_{BC}}{\sin \beta} - \frac{R_{CD}}{\tan \beta} \quad (5)$$

證明見張簡文添[14]，當 BC 晶格面的長度的變化率大於零時 ($dL_{BC}/dt > 0$) L_{BC} 是增長的， $dL_{BC}/dt < 0$ 時， L_{BC} 是縮短的， $dL_{BC}/dt = 0$ 時， L_{BC} 是不會有變化的。三個晶格面以上，依此類推。
推論二、內凹角隅經過蝕刻後有新的面出現的情形之長度變化率

BA 晶格面與 BC 晶格面組成的內凹角隅如圖 5 所示，兩晶格面的法線夾角為 θ ，BA 晶格面與 DE 晶格面的法線夾角為 α ，BC 晶格面與 DE 晶格面的法線夾角為 β 。則 AB 晶格面的長度變化率是

$$\frac{dL_{AB}}{dt} = \frac{R_{DE}}{\sin \alpha} - \frac{R_{AB}}{\tan \alpha} \quad (7)$$

BC 晶格面的長度變化率是

$$\frac{dL_{BC}}{dt} = \frac{R_{DE}}{\sin \beta} - \frac{R_{BC}}{\tan \beta} \quad (8)$$

DE 晶格面的長度變化率是

$$\frac{dL_{DE}}{dt} = \frac{R_{AB}}{\sin \alpha} - \frac{R_{DE}}{\tan \alpha} + \frac{R_{CD}}{\sin \beta} - \frac{R_{DE}}{\tan \beta} \quad (9)$$

方程式 (7) 至 (9) 與方程式 (3) 至 (5) 是相同的，若圖 4 中 BC 晶格面的起始長度趨近零，就等於如圖 5 之情形，所以方程式 (7) 至 (9) 與方程式 (3) 至 (5) 相同的是合理的。但此情形 DE 晶格面的長度的長度的變化率僅能大於零，否則 DE 面是不會出現的(長度維持趨近零)，換句話說，出現新面時(新的面可以多個)，新的面的長度的變化率都是要大於零。

三、外凸角隅的長度變化率

定理二、外凸角隅的長度變化率(沒有出現新的面的情形)

BA 晶格面與 BC 晶格面組成的外凸角隅如圖

6 所示，兩晶格面的法線夾角為 θ ，則 AB 晶格面的長度變化率是

$$\frac{dL_{AB}}{dt} = \frac{R_{AB}}{\tan \theta} - \frac{R_{BC}}{\sin \theta} \quad (10)$$

而 BC 面的長度變化率

$$\frac{dL_{BC}}{dt} = \frac{R_{BC}}{\tan \theta} - \frac{R_{AB}}{\sin \theta} \quad (11)$$

證明如下：從圖 6 知 AB 晶格面的長度變化

$$dL_{AB} = \overline{BD} = \overline{bd} \quad , \quad \overline{bd} = \overline{Gd} - \overline{Gb}$$

$$\overline{Gd} = \frac{d_{AB}}{\tan \theta} \quad , \quad \overline{Gb} = \frac{d_{BC}}{\sin \theta}$$

$$dL_{AB} = \frac{R_{AB} \Delta t}{\tan \theta} - \frac{R_{BC} \Delta t}{\sin \theta}$$

$$\frac{dL_{AB}}{\Delta t} = \frac{R_{AB}}{\tan \theta} - \frac{R_{BC}}{\sin \theta}$$

當時間 Δt 趨近於零，BC 晶格面的長度變化率是

$$\frac{dL_{AB}}{dt} = \frac{R_{AB}}{\tan \theta} - \frac{R_{BC}}{\sin \theta} \quad (10)$$

而 BC 面的長度的變化

$$dL_{BC} = -\overline{DE} = -\overline{be} \quad , \quad \overline{be} = \overline{Fb} - \overline{Fe}$$

$$\overline{Fb} = \frac{d_{AB}}{\sin \theta} \quad , \quad \overline{Fe} = \frac{d_{BC}}{\tan \theta}$$

$$dL_{BC} = \frac{R_{BC} \Delta t}{\tan \theta} - \frac{R_{AB} \Delta t}{\sin \theta}$$

$$\frac{dL_{BC}}{\Delta t} = \frac{R_{BC}}{\tan \theta} - \frac{R_{AB}}{\sin \theta}$$

當時間 Δt 趨近於零，BC 晶格面的長度變化率是

$$\frac{dL_{BC}}{dt} = \frac{R_{BC}}{\tan \theta} - \frac{R_{AB}}{\sin \theta} \quad (11)$$

從方程式 (10) 與 (11) 可知 L_{AB} 要增長的條件是 $R_{BC} \cos \theta > R_{AB}$ (θ 必須小於 90° 才有可能)， L_{BC} 要增長是 $R_{BC} \cos \theta > R_{AB}$ ，因此 L_{AB} 與 L_{BC} 兩者僅有一個可能會增長。 θ 大於 90° 時， L_{AB} 與 L_{BC} 兩者都縮短。當 $R_{BC} \cos \theta = R_{AB}$ 時， L_{AB} 是不變。相同地， $R_{BC} \cos$

$\theta = R_{AB}$ 時， L_{BC} 是不變。

推論三、三個晶格面構成多個外凸角隅之長度變化率

如圖 7 所示，AB 晶格面與 BC 晶格面的法線夾角為 α ，BC 晶格面與 CD 晶格面的法線夾角為 β ，則 AB 晶格面的長度變化率是

$$\frac{dL_{AB}}{dt} = \frac{R_{AB}}{\tan \alpha} - \frac{R_{BC}}{\sin \alpha} \quad (12)$$

BC 晶格面的長度變化率是

$$\frac{dL_{BC}}{dt} = \frac{R_{BC}}{\tan \alpha} - \frac{R_{AB}}{\sin \alpha} + \frac{R_{BC}}{\tan \beta} - \frac{R_{CD}}{\sin \beta} \quad (13)$$

CD 晶格面的長度變化率是

$$\frac{dL_{CD}}{dt} = \frac{R_{CD}}{\tan \beta} - \frac{R_{BC}}{\sin \beta} \quad (14)$$

證明 [14]，當 L_{BC} 的長度的變化率大於零時 ($dL_{BC}/dt > 0$) L_{BC} 是增長的， $dL_{BC}/dt < 0$ 時， L_{BC} 是縮短的， $dL_{BC}/dt = 0$ 時， L_{BC} 是不會有變化的。三個晶格面以上，依此類推。

推論四、外凸角隅經過蝕刻後有新的面出現的情形之長度變化率

BA 晶格面與 BC 晶格面組成的外凸角隅如圖 8 所示，兩晶格面的法線夾角為 θ ，則 AB 晶格面的長度變化率是

$$\frac{dL_{AB}}{dt} = \frac{R_{AB}}{\tan \alpha} - \frac{R_{DE}}{\sin \alpha} \quad (15)$$

BC 晶格面的長度變化率是

$$\frac{dL_{BC}}{dt} = \frac{R_{BC}}{\tan \beta} - \frac{R_{DE}}{\sin \beta} \quad (16)$$

DE 晶格面的長度變化率是

$$\frac{dL_{DE}}{dt} = \frac{R_{DE}}{\tan \alpha} - \frac{R_{AB}}{\sin \alpha} + \frac{R_{DE}}{\tan \beta} - \frac{R_{BC}}{\sin \beta} \quad (17)$$

方程式 (15) 至 (17) 與方程式 (12) 至 (14) 是相同的，若圖 7 中 BC 晶格面的起始長度趨近零，就等於圖 8 的情況，所以方程式 (12) 至 (14)

與方程式 (15) 至 (17) 是相同的是合理的。但方程式 (17) 情形 L_{DE} 的長度的變化率僅能大於零，否則 DE 面是不會出現的(長度維持趨近零)，亦既，當出現新面時(新的面可以多個)，新的面的長度的變化率都是大於零。

推論五、晶體的幾何形狀含有內凹與外凸角隅如圖 9 所示其 BC 晶格面的長度變化率是

$$\frac{dL_{BC}}{dt} = \frac{R_{BC}}{\tan \alpha} - \frac{R_{AB}}{\sin \alpha} + \frac{R_{CD}}{\sin \beta} - \frac{R_{BC}}{\tan \beta} \quad (18)$$

依上述的討論，任何複雜的形狀其晶格面的長度的變化率，都可以用內凹與外凸角隅的長度變化率來組合。假若已知角隅內(內凹或外凸)所有晶格面的蝕刻速率，可分析出角隅的變化情形後，就可計算任意時間其晶格面的長度。一個任意形狀若知道某一時間內其晶格面的長度的變化時，可以利用本文的理論求各個晶格面的蝕刻速率。反之，若知道晶格面的蝕刻速率時，可知任意時間晶格面的長度大小。

四、理論之實驗證明

在 (110) 矽晶片上開一個門字形的圖案如圖 10 所示，使用 KOH+IPA (KOH:HO₂=3:7, IPA 飽和狀態) 溶液，溫度 70±°C，蝕刻 50 分鐘，A 點蝕刻後出現三個新的面(618)、(012)、($\bar{5}$ 79) [15]如圖 11 所示，其中 CD 線段是(110)與(012)面相交線，其餘線段，依此類推。依本文理論，用三種方法求 (101) 面蝕刻速率。依據定理二可寫出如下的關係式

$$\frac{dL_{BC}}{dt} = \frac{R_{BC}}{\tan 11.4^\circ} - \frac{R_{BC}}{\sin 11.4^\circ}$$

其中 R_{BC} 表示 BC 線段在 (110) 面上移動速率(其餘線段，依此類推)，因 $R_{111}=0$ ，所以 $R_{BC}=0$ ， $dL_{BC}/dt = -dL_{AB}/dt$ ，如此

$$\frac{dL_{AB}}{dt} = \frac{R_{BC}}{\sin 11.4^\circ} \quad (19)$$

利用推論四可寫出如下的關係式

$$\frac{dL_{BC}}{dt} = \frac{R_{BC}}{\tan 11.4^\circ} + \frac{R_{BC}}{\tan 23.8^\circ} - \frac{R_{CD}}{\sin 23.8^\circ} \quad (20)$$

$$\frac{dL_{CD}}{dt} = \frac{R_{CD}}{\tan 23.8^\circ} - \frac{R_{BC}}{\sin 23.8^\circ} + \frac{R_{CD}}{\tan 43.3^\circ} - \frac{R_{DE}}{\sin 43.3^\circ} \quad (21)$$

$$\frac{dL_{DE}}{dt} = \frac{R_{DE}}{\tan 43.3^\circ} - \frac{R_{CD}}{\sin 43.3^\circ} + \frac{R_{DE}}{\tan 11.4^\circ} - \frac{R_{DE}}{\sin 11.4^\circ} \quad (22)$$

$$\frac{dL_{EF}}{dt} = \frac{R_{EF}}{\tan 11.4^\circ} - \frac{R_{DE}}{\sin 11.4^\circ}$$

因 $dL_{EF}/dt = -dL_{AH}/dt$ ，上式寫成為如下

$$\frac{dL_{AH}}{dt} = -\frac{R_{EF}}{\tan 11.4^\circ} + \frac{R_{DE}}{\sin 11.4^\circ} \quad (23)$$

$$\frac{dL_{HE}}{dt} = R_{EF} \quad (24)$$

實驗上可以量測 $\overline{AB}=L_{AB}$ ， $\overline{BC}=L_{BC}$ 等交線的長度，其結果如下(單位 μm)， $\overline{AB}=99$ ， $\overline{BC}=75$ ， $\overline{CD}=4$ ， $\overline{DE}=27$ ， $\overline{HE}=17$ ， $\overline{AH}=36$ 。將這些長度依序代入方程式 (19) 至 (24) 中，計算 R_{BC} ， R_{CD} ， R_{DE} ， R_{EF} 等交線移動速率，其結果如下

$$R_{BC} = \frac{99}{50} \sin 11.4^\circ = 0.39$$

$$R_{CD} = \sin 23.8^\circ \left(\frac{0.39}{\tan 11.4^\circ} + \frac{0.39}{\tan 23.8^\circ} - \frac{75}{50} \right) = 0.53$$

$$R_{DE} = \sin 43.3^\circ \left(\frac{0.53}{\tan 23.8^\circ} - \frac{0.39}{\sin 23.8^\circ} + \frac{0.53}{\tan 43.3^\circ} - \frac{4}{50} \right) = 0.49$$

從方程式 (22) 得到 R_{EF} (第一種方法)

$$R_{EF} = \sin 11.4^\circ \left(\frac{0.49}{\tan 43.3^\circ} - \frac{0.53}{\sin 43.3^\circ} + \frac{0.49}{\tan 11.4^\circ} - \frac{27}{50} \right) = 0.32 \quad (25)$$

從方程式 (23) 得到 R_{EF} (第二種方法)

$$R_{EF} = \tan 11.4^\circ \left(\frac{0.49}{\sin 43.3^\circ} - \frac{36}{50} \right) = 0.35 \quad (26)$$

從方程式 (24) 得到 R_{EF} (第三種方法)

6. E. Bassous and E. F. Baran, "The fabrication of high precision nozzles the anisotropic etching of (100) silicon," Journal of the Electrochemical Society, Vol. 125, No. 8, pp. 1321-1327 (1978).
7. Ylva Bäcklund and L. Rosengren, "New shapes in (100) Si using KOH and EDP etches," Journal of Micromechanics and Microengineering. Vol. 2, pp. 75-79 (1992).
8. R.J. Jaccodine, "Use of modified free energy theorem to predict equilibrium growing and etching shapes," Journal of Applied Physics, Vol. 8, No. 8, pp. 2643-2647 (1962).
9. Don W. Shaw, "Morphology analysis in localized crystal growth and dissolution," Journal Crystal Growth, Vol. 47, pp.509- (1979).
10. Conyers Herring, "Some theorem on the free energies of crystal surfaces," Physical Review, Vol. 82, No. 1, pp. 87-93 (1951).
11. F. C. Frank, "Growth and perfection of crystal," John Wiley and Sons, New York, pp. 411-419 (1958).
12. Carlo H. Séquin, "Computer simulation of anisotropic crystal etching," Sensors and Actuators A, Vol. 34, pp. 225-241 (1992).
13. J. S. Danel and G. Delapierre, "Anisotropic crystal etching," Sensors and Actuators A, Vol. 31, pp. 267-274 (1992).
14. 張簡文添,「單晶體溼式蝕刻理論」, 國立台灣大學應用力學研究所博士論文, 台北 (2000)。
15. 張簡文添, 張家歐, 羅一中,「使用立體投影圖決定外凸角隅之底切面的米勒指標」, 本研討會。

八、圖表彙整

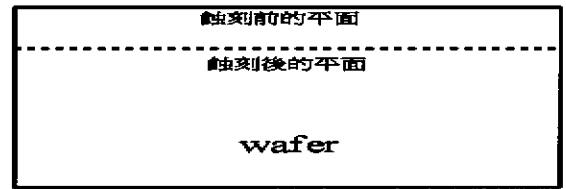


圖 1 平面蝕刻後仍維持平面其長度不變。

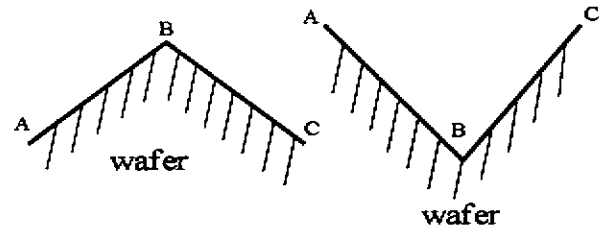


圖 2 兩個晶格面構成一個角隅，左圖是外凸角隅右圖是內凹角隅。

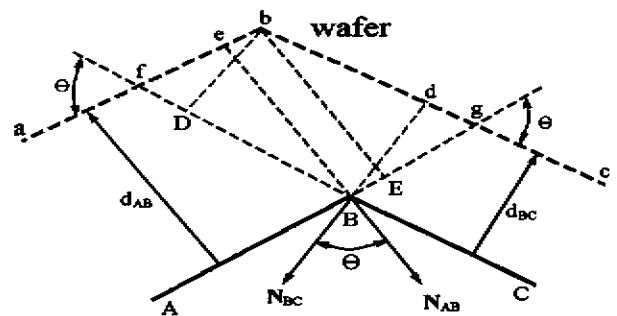


圖 3 內凹角隅經過微小時間蝕刻後其長度變化之示意圖 (無新的面出現)。

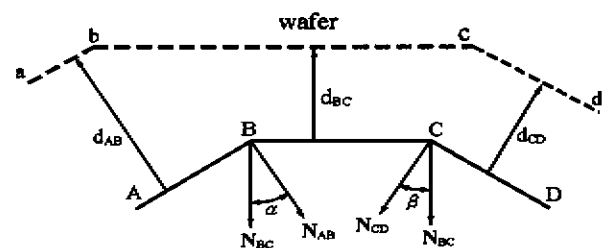


圖 4. 多個內凹角隅經過微小時間蝕刻後其長度變化之示意圖 (無新的面出現)。

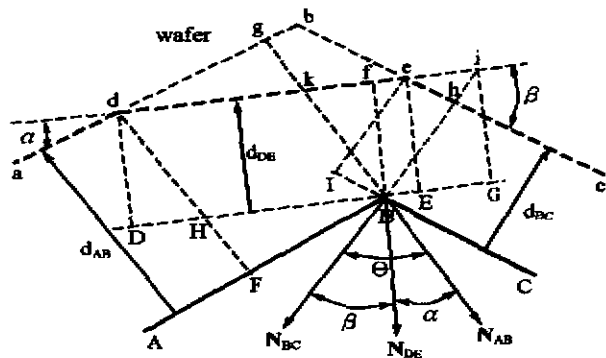


圖 5 內凹角隅經過微小時間蝕刻後之長度變化之示意圖 (有新的面出現)。

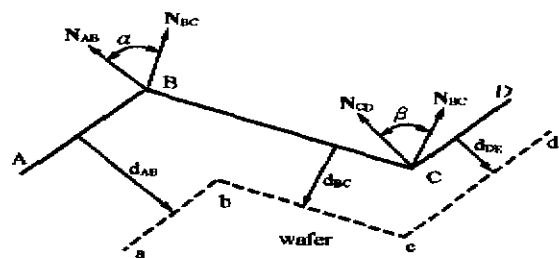


圖 9 含有內凹與外凸角隅的幾何形狀經過微小時間蝕刻後其長度變化之示意圖。

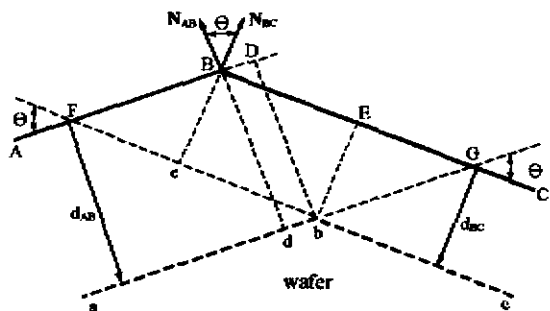


圖 6 外凸角隅經過微小時間蝕刻後其長度變化之示意圖 (無新的面出現)。

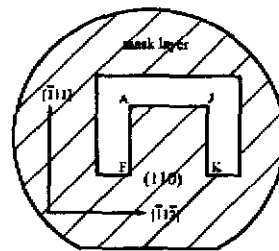


圖 10 (110)矽晶圓上門字形圖案示意圖。

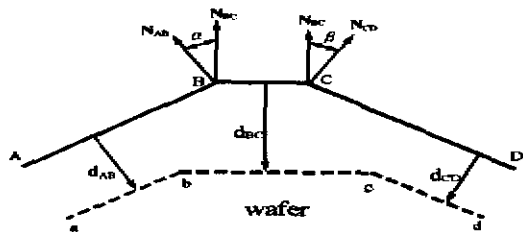


圖 7 多個外凸角隅經過微小時間蝕刻後其長度變化之示意圖 (無新的面出現)。

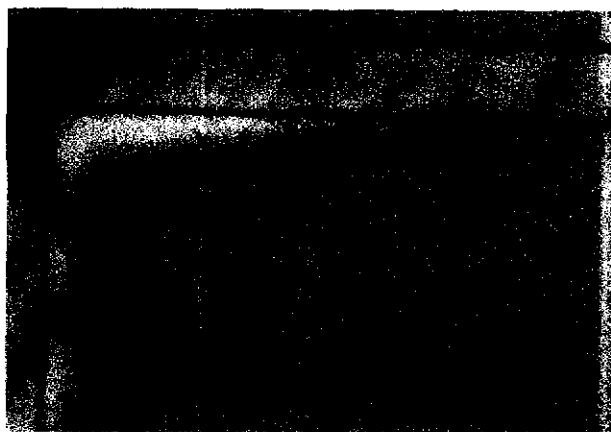


圖 11 A點經過蝕刻後出現三個新的面。

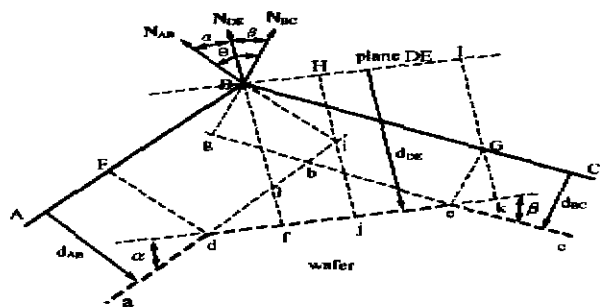


圖 8 外凸角隅經過微小時間蝕刻後其長度變化之示意圖 (有新的面出現)。