

Ljutovič, A. S.:

Abhängigkeit der Anfangsbildungsstadien dünner und epitaktischer Schichten von der Wachstumstemperatur und der Oberflächenbestrahlung durch Ionen

Deutsche Auszugsübersetzung aus:

Ionno-aktivirovannaja kristallizacija plenok. Taškent: FAN, 1982, S. 97-105.
(Akademie der Wissenschaften der Uzbekischen SSR. U. A. Arifov-Elektronik-Institut)

Russisch:

Зависимость начальных стадий формирования тонких пленок и эпитаксиальных слоев от температуры роста и облучения поверхности ионами

Zavisimost' načal'nych stadij formirovanija tonkich plenok i épitaksial'nych sloev ot temperatury rosta i oblučenija poverchnosti ionami

§ 5. Abhängigkeit der Anfangsbildungsstadien dünner und epitaktischer Schichten von der Wachstumstemperatur und der Oberflächenbestrahlung mit Ionen

Es gibt nur sehr wenige Arbeiten, die dem Einfluß des Ionenbeschusses auf die Anfangsbildungsstadien von Dünn- und Epitaxieschichten gewidmet sind.

In [106] wurde die Abhängigkeit der Anfangsstadien der Silberabscheidung auf amorphe Substrate vom Ionenbeschuß untersucht. Man gewann Erkenntnisse über den Wachstumsmechanismus, die Kinetik der Anfangsstadien des Prozesses (einschließlich der dreidimensionalen Keimbildung), über Wachstum und Koaleszenz der Keime, die Schichtstruktur als Funktion der Verdampfungsgeschwindigkeit, die Substrattemperatur, die Bedingungen für das Tempern und die Schichtdicke.

Wie die Versuche [106] gezeigt haben, üben Intensität, Dauer und Winkel des Ionenbeschusses einen großen Einfluß auf die kristalline Oberfläche aus. Auch die Bildungskinetik dünner Metallschichten ist vom Ionenbeschuß abhängig. Vom Ionenbombardement begünstigt, steigert sich die Beweglichkeit von Adatomen und Kristallen, wodurch Bildung und Koaleszenz von Kristallisationskeimen beschleunigt werden. Bedingt durch Strukturänderungen im Substrat, die bei Ionenbeschuß festzustellen sind, treten aktive Gitterpunkte in Erscheinung, die den Keimbildungsprozeß stimulieren. Die Kristallorientierung unmittelbar zu Prozeßbeginn garantiert eine gute Qualität der Epitaxieschichten.

Die Autoren [95] haben den Züchtungsprozeß von Germanium aus einem ionisierten Strahl untersucht. Das Wesen des Züchtungsverfahrens aus einem ionisierten Strahl besteht in folgendem: ein molekularer Germaniumdampfstrahl wird durch einen Elektronenstrom im Zwischenraum zwischen Verdampfer und Substrat ionisiert, durch ein elektrisches Feld beschleunigt und auf das Substrat gerichtet. Bei Verwendung eines Ionenstrahlverdampfers kann auf einen Ionisator verzichtet werden. Der Ionisationsgrad beträgt in diesem Falle 0,01%.

In der Arbeit [32] wird gezeigt, daß ein Metallatomstrahl mit $E < 12,5$ eV vollständig auf dem Substrat kondensiert. Bei der Züchtung aus einem ionisierten Strahl können die Germaniumionen eine Energie haben, die größer ist als die Zerstäubungsschwelle von Germanium. Deshalb können sie vom Substrat reflektiert werden und sogar Atome aus dem Substrat herausschlagen. Somit ist bei Verwendung eines ionisierten Strahles eine Veränderung des Keimcharakters und der Defektdichte in der Kristallstruktur zu erwarten.

Die Versuche [95] haben gezeigt, daß die entstehenden Wachstumsinseln bei einem Ionenbeschuß mit $E = 500 \div 1000$ eV zerstört werden und die Oberfläche der Epitaxieschicht glatter wird. Es ist zweckmäßig, die Ionisation für die Epitaxie im Hochtemperaturbereich (800°C) einzusetzen, weil die bei diesen Temperaturen gewonnenen Epitaxieschichten über ein ausgeprägtes Mikrorelief verfügen, das auf diese Weise geglättet werden kann. Bei dem genannten Ionisationsgrad wurde kein Einfluß der Ionisation auf die Defekthäufigkeit der Epitaxieschichten bemerkt.

Abhängigkeit der Bildungsstadien homoepitaktischer Schichten von der Wachstumstemperatur und der Oberflächenbestrahlung mit Ionen mittlerer Energien

Für uns war es von Interesse, die Abhängigkeit der Morphologie dünner ($< 2 \mu\text{m}$) epitaktischer Siliziumschichten auf einem verwandten Substrat von der Kondensationstemperatur und der Bestrahlung der Wachstumsoberfläche mit einem

Ionenstrahl des Abscheidungsmaterials zu vergleichen. Auch die Möglichkeit, Informationen über die kritische Dicke zu bekommen, d. h. über die minimale Dicke geschlossener Epitaxieschichten, reizte uns. Um die Abhängigkeit der Morphologie der Epitaxieschicht von der Art der Oberflächenvorbehandlung zu verringern, wurden unterschiedlich dicke Schichten auf ein Substrat abgeschieden, bei dem es sich um einen Siliziumwafer mit (111)-orientierter Oberfläche handelte. Die Abscheidungsexposition wurde über einen beweglichen Shutter realisiert, der dem Ionenmolekularstrom den Weg zum Substrat versperrte.

Die Abscheidung erfolgte aus einem Ionenmolekularstrom unter Beschuß der Kristallisationsoberfläche mit Ionen, die in einem elektrischen Feld von 2500 V beschleunigt wurden, bei zwei verschiedenen Depositionsbedingungen. Erstens: Substrattemperatur 1200°C, Abscheidungszeit 0,5; 1; 2; 4; 6; 8; 10; 12 min. Unter diesen Bedingungen wurde kein Abscheidungsprozeß aktiviert. Zweitens: Substrattemperatur 600°C, Abscheidungszeit wie bei erstens.

Um zu kontrollieren, ob die Bildung einer geschlossenen Schicht bei Schichten dicker Proben identisch ist und den Wachstumsmechanismus zu klären, der für die Geschlossenheit der Schicht notwendig ist, wurden dicke Schichten mit Abschnitten, in denen sich die Dicke stufenlos änderte, auf eine saubere Substratoberfläche abgeschieden, die mit einer unbeweglichen Maske abgedeckt wurde. Die Abscheidungsrate verringerte sich in der Nähe des Maskenrandes ausgehend von der offenen Oberfläche bis hin zur Oberfläche unter der Maske. Dadurch ließen sich in einem kleinen Substratabschnitt die Wachstumsstadien der Schichten vom dreidimensionalen Inselwachstum bis zum Wachstum zweidimensionaler geschlossener Schichten beobachten.

Die visuellen Beobachtungen und fotografischen Aufnahmen der untersuchten Objekte wurden auf dem metallographischen Infrarotmikroskop MIK-1 vorgenommen. Durch Verwendung von Dispersionsflüssigkeit wurde eine Vergrößerung von 1100 erreicht.

Abbildung 41 zeigt Mikrofotografien, die die zeitliche Entwicklung der Morphologie der kondensierten Phase illustrieren (0,5; 1; 2; 3; 4; 6; 8; 10; 12 min). Die zeitliche Entwicklung der Schicht ist durch das Erscheinen vernetzter Mosaikverbindungen einzelner Wachstumszentren gekennzeichnet. Es muß erwähnt werden, daß beim Niedertemperaturwachstum das Kondensatmosaik feiner ist.

Das Siliziumkondensat nimmt mit voranschreitendem Wachstum immer deutlichere Formen an, was mit der Höhenzunahme im Zusammenhang stehen kann. Diese Annahme wird auch dadurch bestätigt, daß die Wachstumsphase Erhöhungen ausbildet, zwischen denen schmale Verbindungen bestehen (Abbildungen nach 2-, 4- und 6minütiger Abscheidung). Je größer die Masse der wachsenden Schicht ist, desto kleiner wird die Kontaktfläche Substrat-Schicht (wenn wir z. B. die Aufnahmen nach 4- und 6minütiger Abscheidung vergleichen). Nach Erreichen bestimmter Dicken beginnen die freien Abschnitte der Substratoberfläche zuzuwachsen. Die freien Öffnungen in der Schicht verringern sich bis auf 1-2 μm (vgl. Aufnahme nach 12minütiger Abscheidung). Bei der Schicht, die aus dem Ionenmolekularstrom abgeschieden wurde, ist eine geschlossene Fläche zu beobachten.

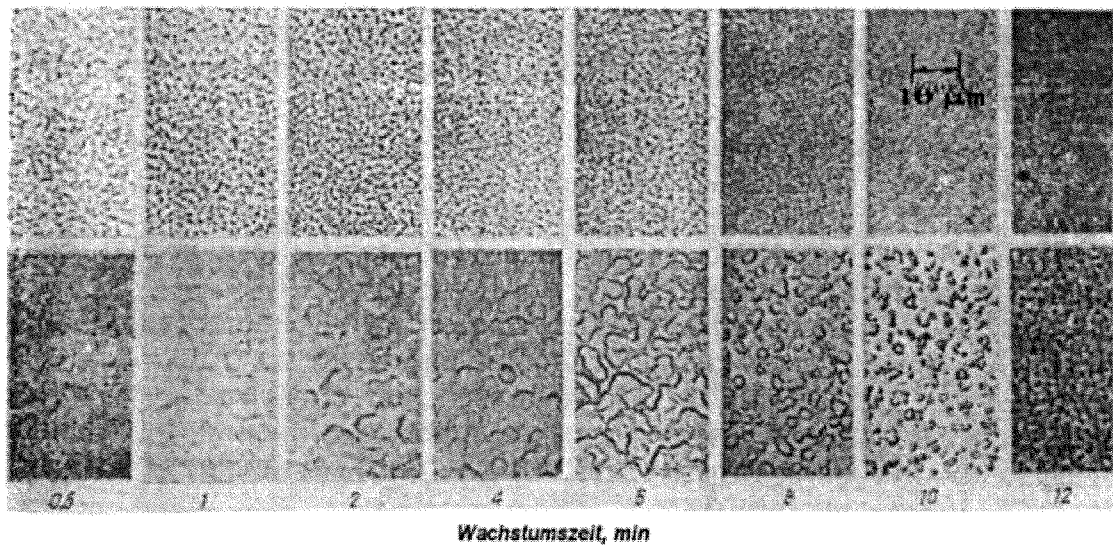


Abb. 41. Abhängigkeit der Entwicklung der Siliziumepitaxieschichten von der Wachstumszeit:
 a - aus Ionenmolekularströmen ($T=600^{\circ}\text{C}$, $E=2,5\text{ kV}$, $v=4\text{ }\mu\text{m/h}$); b - aus Molekularströmen ($T=1200^{\circ}\text{C}$,
 $E=0$, $v=6\text{ }\mu\text{m/h}$).

Das Schichtwachstum läßt sich in vier charakteristische Stadien unterteilen.

1. Zuerst entstehen in ungeordneter Verteilung dreidimensionale Keime, deren Dichte schnell (schon in den dünnsten Schichten) eine Sättigung erreicht. Danach wachsen die Keime schnell und breiten sich aus, indem sie unterschiedliche Inseln bilden, deren Form von der Größe der Oberflächenenergie und von den Abscheidungsbedingungen der Schichten abhängig ist. Der Wachstums- und Ausbreitungsprozeß wird durch die Diffusion limitiert: Adatome und unterkritische Keime wandern die Oberfläche entlang, bis sie von stabilen Inseln eingefangen werden.

2. Durch Wachstum und Ausbreitung verschmelzen die Inseln zu größeren. Die Dichte solcher Inseln pro Flächeneinheit verringert sich monoton und gesetzmäßig in Abhängigkeit von den Abscheidungsbedingungen. In diesem Stadium (Koaleszenz I) wird ein großer Teil der Massenübertragung über die Diffusion in den Inselzwischenräumen realisiert. Wahrscheinlich werden bei hohen Temperaturen kleine Inseln verschoben. In der Literatur gibt es Angaben über eine Verringerung der Diffusionsenergie der Clusteratome im Vergleich zu Einzelatomen. Das Verschmelzen kleiner Inseln läuft relativ schnell ab.

3. Nachdem die Inselverteilung einen gewissen "kritischen" Zustand erreicht hat, kommt es zu einer schnellen Massenverschmelzung, und ein einheitliches Netz wird gebildet. In diesem Stadium (Koaleszenz II) läuft der Prozeß zunächst sehr schnell ab und dann, nach Entstehung des Netzes, wesentlich langsamer. Ein solches Netz beinhaltet viele freie Abschnitte, die in einigen Fällen Poren darstellen, die von kristallographischen Oberflächen begrenzt werden. Sie haben eine einheitliche Breite, sind homogen verteilt und benachbarte Inseln sind an kleinen Krümmungsabschnitten miteinander verbunden, manchmal haben sie auch eine längliche Form.

4. Im letzten Stadium füllen sich die leeren Räume langsam. Dabei wird eine große Materialmenge verbraucht. Wenn ein ausreichend großer Abschnitt durch die Koaleszenz freigemacht wird, beginnt die sekundäre Keimbildung (vgl. Aufnahme nach 6minütiger Abscheidung).

Die Wachstumsstadien, die in Punkt 3 und 4 beschrieben werden, sind in Abbildung 41 zu sehen.

Wie bereits erwähnt, ist ein dreidimensionales Kondensatwachstum in den Anfangsstadien zu beobachten. Wenn sich eine geschlossene Schicht gebildet hat, so unterscheidet sich deren Oberfläche im Reinheitsgrad wesentlich von der Substratoberfläche, denn ganz gleich wie sorgfältig das Substrat auch vor der Abscheidung bearbeitet wurde, es ist doch offensichtlich nicht möglich, dessen absolute Reinheit vorauszusetzen. Auch Kratzer vom Schleifen kann es auf der Oberfläche geben.

Die Substratoberfläche wird von einem Oxidfilm bedeckt. Der Hauptgrund für die Entstehung dieses Filmes ist die Tatsache, daß das Substrat den gesamten Bearbeitungszyklus an der Luft durchläuft, selbst wenn diese von Staub gereinigt ist. Da die Luftfeuchtigkeit hoch ist, bildet sich auf der Substratoberfläche vor dem Einbringen in die Arbeitskammer ein Wasserfilm, der während der Substraterwärmung das Substratmaterial oxidiert und dadurch einen Oxidfilm bildet. Offensichtlich muß die Dicke dieses Films recht groß sein. Wie die Massenanalyse zeigt, ist bei der Substraterwärmung noch relativ lange Wasser unter den Restgasen vorhanden. Wenn das Substrat eine Temperatur erreicht hat, die für eine intensive Sublimation von Siliziumoxid ausreichend ist, verringert sich der Oberflächenoxidfilm lediglich. Der Restoxidfilm schirmt offensichtlich die Wechselwirkung des Kondensats mit der orientierenden Matrix ab.

Die Oberfläche der frisch abgeschiedenen Homoepitaxieschicht soll in jeder Beziehung der idealen atomreinen Oberfläche ähnlich sein, da von ihrer Reinheit der Wachstumsmechanismus der Schichten abhängig ist.

Wie Abb. 41 zeigt, entwickelt sich die Schicht stufenweise - von den Inseln zur geschlossenen Schicht. Die Schichtoberfläche hat ein schwach ausgeprägtes Relief und ist glatt, ohne neue inselförmige Wachstumszentren. Deutlich ist zu sehen, wie sich die Leerräume schrittweise füllen, bis sie Gruben mit $\sim 2 \mu\text{m}$ Durchmesser sind.

Untersuchungen mit Hilfe der Raster- und Transmissions-elektronenmikroskopie. Das Niedertemperatur-Siliziumepitaxieverfahren aus einem Ionenmolekularstrom in einem elektrischen Feld wurde mit der Hochtemperatur-Siliziumepitaxie aus Molekulardampf in einem Vakuum von $1,3 \cdot 10^{-3}$ Pa in verschiedenen zeitlichen Wachstumsstadien verglichen ($t=1,5; 2,5; 5; 7; 10; 30$ min). Es wurden Siliziumsubstrate KÉS-0,01 mit (111)-Orientierung verwendet, auf die vorher eine Epitaxieschicht des *n*-Typs mit einem spezifischen Widerstand von 5-7 $\Omega\text{-cm}$ im Gasphasenverfahren abgeschieden wurde. Die Substrattemperatur betrug bei der Epitaxie aus dem Ionenmolekularstrom 600°C (bei $U=2,5$ kV), ohne Ionisation lag sie bei 1200°C ; die Wachstumszeit wurde von einigen zehn Sekunden bis 100 min verändert; die Wachstumsgeschwindigkeit betrug $4 \mu\text{m/h}$; die Quelle vom *p*-Typ hatte einen spezifischen Widerstand von 10 000 $\Omega\text{-cm}$; der Ionisationsgrad des Dampfes lag bei 0,1%.

Die Oberflächenmorphologie der wachsenden Schichten wurde mit Hilfe der Rasterelektronenmikroskopie (auf dem Gerät JSM-2), der Durchstrahlungselektronenmikroskopie (auf dem Gerät JEM-150) und außerdem mit dem Kohlenstoffabdruckverfahren* mit kleinwinkliger Goldabscheidung untersucht.

* Von der Schichtoberfläche wurde ein Abdruck in amorphem Kohlenstoff gemacht, an Hand dieses Abdruckes konnte das Oberflächenrelief mikroskopisch untersucht werden. (d. Ü.)

Der Vergleich zeigte, daß bei der Ionisation (bei $T=600^{\circ}\text{C}$) in den Anfangswachstumsstadien die Oberfläche stark beschädigt ist (Abb. 42, a), ohne Ionisation (bei $T=1200^{\circ}\text{C}$) ist sie glatt mit kuppelförmigen Inseln in der wachsenden Schicht (Abb. 43).

Mit Voranschreiten des Schichtwachstums aus dem ionisierten Dampf, verschwindet die Rauheit, die in den Anfangsstadien beobachtet wurde, und die Schicht wird bedeutend glatter (Abb. 42, b). Auf der Schichtoberfläche bleiben $\sim 1\ \mu\text{m}$ große, unregelmäßig geformte Mulden zurück, die offensichtlich durch die Bildung von Siliziumkarbid hervorgerufen werden (Abb. 42, c). Bei $T=1200^{\circ}\text{C}$ prägt sich das Relief stärker aus: es entstehen große runde Inseln (Abb. 43, b), die bei ihrer Vereinigung tiefe Mulden (bis $0,5\ \mu\text{m}$) bilden (Abb. 43, c). Die weitere Verlängerung der Wachstumszeit führt zur Bildung einer geschlossenen Schicht: unter Ionisationsbedingungen bei $t=1,5\div 5\ \text{min}$, ohne Ionisation bei $t=7\div 10\ \text{min}$ (Abb. 42, c, 43, c). Die Höhe der Inseln, die nach dem Abschattungswinkel und der Schattenlänge bestimmt wird, beträgt beim Wachstum aus molekularem Dampf ($T=1200^{\circ}\text{C}$) $1600\ \text{\AA}$, beim Wachstum aus dem Ionenmolekularstrom ($T=600^{\circ}\text{C}$) $200\ \text{\AA}$.

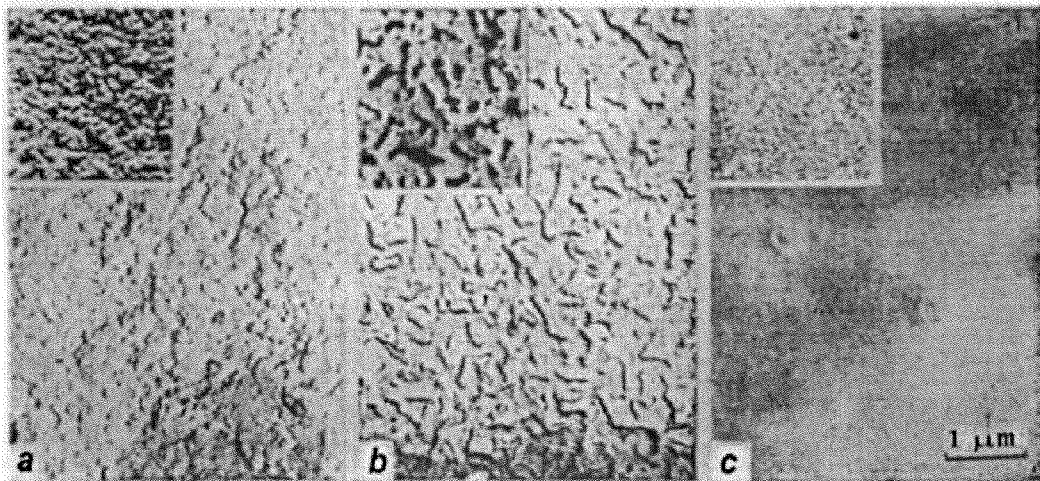


Abb. 42. Veränderung des Oberflächenreliefs der Schichten, die aus partiell ionisiertem Molekulardampf wachsen ($T=600^{\circ}\text{C}$, $E=2\ \text{kV}$):
a - $t=20\ \text{s}$; b - $1,5\ \text{min}$; c - $5\ \text{min}$.

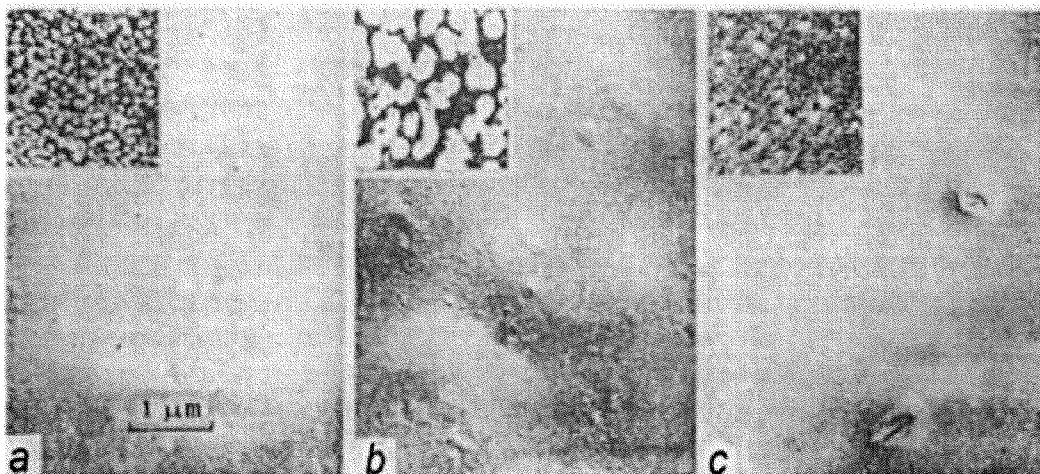


Abb. 43. Wachstum von Siliziumepitaxieschichten aus Molekularströmen bei $T=1200^{\circ}\text{C}$:
a - $t=20\ \text{s}$; b - $1,5\ \text{min}$; c - $10\ \text{min}$.

Entsprechend den Ergebnissen der Strukturuntersuchung an den Epitaxieschichten mit Hilfe der Durchstrahlungselektronenmikroskopie sind die wichtigsten Defekte in den Schichten tetraeder- und stabförmige Stapelfehler. Die Tetraederdichte in den Schichten, die mit Ionisation des Molekularstromes gezüchtet wurden, ist vergleichbar mit der Dichte solcher Defekte in ohne Ionisation gewonnenen Schichten und beträgt 10^7 cm^{-2} (Abb. 44). Die Dichte der stabförmigen Stapelfehler ist im ersten Falle (bei $T=600^\circ\text{C}$) eine Größenordnung geringer als im zweiten Falle (bei $T=1200^\circ\text{C}$), jeweils 10^7 cm^{-2} und 10^8 cm^{-2} (Abb. 44, c, d). Die Tetraederstapelfehler lagern entlang der $\{111\}$ -Flächen, die stabförmigen entlang

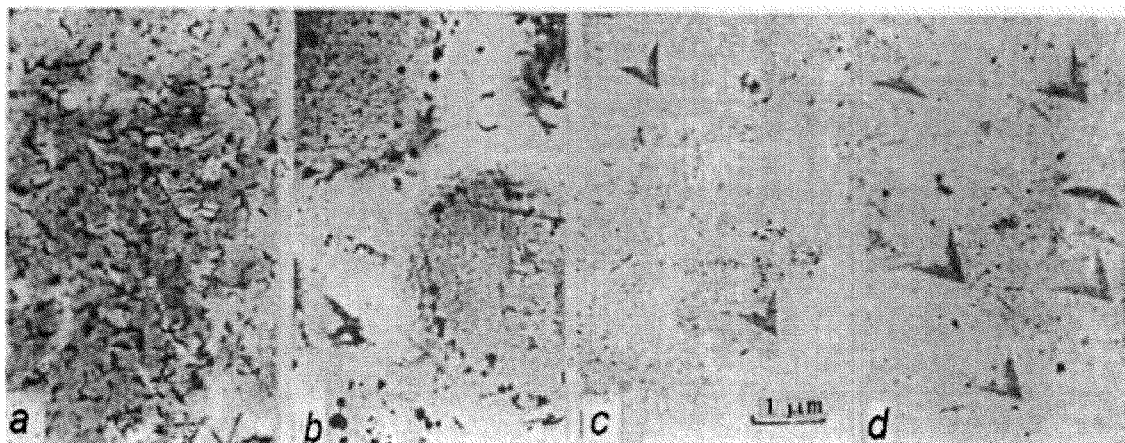


Abb. 44. Strukturdefekte in Siliziumepitaxieschichten:

a, b - nicht geschlossene Schichten (a- 600°C ; b- 1200°C); c, d - geschlossene Schichten (c- 600°C ; d- 1200°C).

der $\{113\}$ -Flächen. Im Koaleszenzstadium der Inseln einer bei $T=1200^\circ\text{C}$ gewachsenen Schicht sind stabförmige Stapelfehler mit einer Dichte von 10^9 cm^{-2} entlang des Inselrandes zu beobachten (Abb. 44, b). In der geschlossenen Schicht kommt es zu einer homogenen Defektverteilung (Abb. 44, c). Bei der Koaleszenz der Inseln einer aus ionisiertem Dampf gewachsenen Schicht bilden sich hauptsächlich Tetraederstapelfehler am Rand und an der Vereinigungsgrenze der Inseln (Abb. 44, a).

Auf diese Weise fördert die Bestrahlung der wachsenden Oberfläche mit Siliziumionen die effektive Energieübertragung, die zu einer Verringerung der Wachstumstemperatur von 1200 auf 600°C beiträgt, ohne die Struktur der Epitaxieschichten zu verändern. Außerdem wird bei der Bestrahlung die Oberfläche geätzt, d. h. gesäubert, womit offensichtlich die Verringerung der Dichte "stabförmiger" Stapelfehler um eine Größenordnung und mehr beim Schichtwachstum aus partiell ionisiertem Molekulardampf verbunden ist. Die identische Dichte der Tetraederstapelfehler in Schichten, die mit und ohne Ionisation des Molekulardampfes gezüchtet wurden, zeugt davon, daß die Bestrahlung der wachsenden Oberfläche mit Siliziumionen mit $E=2,5 \text{ keV}$ keinen Einfluß auf die Struktur der Epitaxieschichten hat.

Zur Einschätzung der Dicke der von uns gewonnenen Epitaxieschichten, die die Geschlossenheit der festen Schicht gewährleistet, wurden Verfahren der allgemeinen Theorie verwendet [107, 108].

In den meisten Fällen wurde zur Bestimmung der Kinetik des Schichtwachstums die Gleichung von Kolmogorov verwendet:

$$\eta(t) = \frac{V(t)}{V_0} = 1 - \exp\left[-\int_0^t I(\xi) V_0(t-\xi) d\xi\right], \quad (\text{III.2})$$

wobei V_0 - das Ausgangsvolumen; $I(\xi)$ - die Bildungsgeschwindigkeit einer neuen Phase; $V(t)$ - das umgesetzte Volumen und $V_0(t-\xi)$ - das Volumen des wachsenden Zentrums der neuen Phase ist. Die Lösung dieser Gleichung sieht unter Berücksichtigung der Überlagerung der Zentren so aus:

$$V(t) = V_0 - V_0 \exp\left(-\frac{\pi}{3} I c^2 t^3\right), \quad (\text{III.3})$$

(c ist die Wachstumsgeschwindigkeit der Bildungszentren). Auf der Grundlage der Formeln (III.2) und (III.3) erhalten wir die Bedingung für die vollständige Bedeckung des Substrats

$$\eta = \frac{S(t)}{S} = 1 - \exp\left(-\frac{\pi}{3} I c^2 t^3\right) \rightarrow 1. \quad (\text{III.4})$$

Da für ein größeres Zentrum gilt $r=ct_m$ (Radius des Zentrums), ergibt die einfache Mittelung für die minimale kritische Schichtdicke

$$\bar{d}_m = \frac{1}{2} ct_m. \quad (\text{III.5})$$

Daher haben wir durch Bestimmung der für eine vollständige Bedeckung des Substrates notwendigen Zeit t_m aus (III.4) im allgemeinen Fall

$$\bar{d}_m = \frac{1}{2} c \left[-\frac{31n(1-n)}{\pi c^2 I} \right]^{1/3} = K \left(\frac{c}{I} \right)^{1/3}. \quad (\text{III.6})$$

Nehmen wir bei geschlossener Schicht an, daß $\eta=0,99$, so erhalten wir $K=0,8$.

Die Beziehung (III.6) erlaubt uns, die mittlere minimale Dicke \bar{d}_m einer geschlossenen (auch einer epitaktischen) Schicht über die Wachstums- und Bildungsgeschwindigkeit zu bestimmen. Beim Wachstum einer Epitaxieschicht auf einem verunreinigten Substrat aus n Zentren läßt sich die Größe \bar{d}_m ungefähr als halber Radius der Kreise auf dem Substrat abschätzen:

$$\bar{d}_m = \frac{1}{2} \left(\frac{S_0}{\pi n_0} \right)^{1/2}. \quad (\text{III.7})$$

Für die Bildung einer geschlossenen Schicht wird die Zeit

$$t_m = \frac{2d_m}{c} \quad \text{benötigt.} \quad (\text{III.8})$$

In unseren Versuchen beträgt die effektive Wachstumsgeschwindigkeit im Falle des Ionenmolekularstromes bei $T=600^{\circ}\text{C}$

$$c=0,066 \mu\text{m}/\text{min},$$

und die Konzentration der wachsenden Zentren

$$\Pi=5 \cdot 10^7 \text{cm}^{-2}.$$

Die Wachstumsgeschwindigkeit aus dem Molekularstrom bei $T=1200^{\circ}\text{C}$ ist

$$c=0,083 \mu\text{m}/\text{min},$$

und die Konzentration der wachsenden Zentren

$$\Pi=4 \cdot 10^6 \text{cm}^{-2}.$$

Wenn wir die angegebenen Größen und Ausdrücke (III.7) und (III.8) einsetzen, erhalten wir für den ersten Fall für die Dicke der kritischen Schicht

$$d_m = 0,5 \sqrt{\frac{1 \text{ cm}^2}{3,14 \cdot 5 \cdot 10^7}} = 0,4 \mu\text{m}.$$

Die experimentell gemessene Dicke beträgt

$$d_m=0,45 \mu\text{m}.$$

Für den Fall des Ionenmolekularstromes wurde die für die vollständige Bedeckung des Substrates notwendige Zeit theoretisch errechnet:

$$t_m = \frac{2 \cdot 0,4 \mu\text{m}}{0,066 \mu\text{m} / \text{min}} = 12 \text{ min}.$$

Beim Wachstum aus Molekulardampf ($T=1200^{\circ}\text{C}$) ist

$$d_m = 0,5 \frac{1 \text{ cm}^2}{3,14 \cdot 4 \cdot 10^6} = 1,41 \mu\text{m}.$$

Die experimentell gemessene Dicke beträgt

$$d_m=1,2 \mu\text{m}.$$

Die theoretische Zeit zur Bildung einer geschlossenen Schicht ist

$$t_m = \frac{1 \cdot 1,41 \mu\text{m}}{0,083 \mu\text{m} / \text{min}} = 34 \text{ min}.$$


Wie wir sehen, stimmen die experimentell gemessenen Daten gut mit den theoretischen überein.


Literatur

- [32] Hirth, J. P.; Hruska, S. J.; Pound, G. M.: Single Crystal Films. M. N. Francombe, H. Sato. Eds. Pergamon Press. London, 1964.
Hirth, J. P.; Hruska, S. J.; Pound, G. M.: Theory of Nucleation in Deposition on Substrates. In: Single Crystal Films: Proceedings of an International Conference held at Philco Scientific Laboratory, Blue Bell, Pennsylvania, May (13.-15.), 1963/ Ed. by M. H. Francombe and H. Sato, Oxford u. a.: Pergamon Press, 1964. S. 9-29. /Engl./
- [95] Анохин, Б. Г.; Лихтман, А. Е.; Немировский, Л. Н.; Сейдман, Л. А.; "Электронная техника, серия 2. "Полупроводниковые приборы". 1970, вып. 4 (54), с. 38-46.
Anochin, B. G.; Lichtman, A. E.; Nemirovskij, L. N.; Sejdman, L. A.: Épitaksija germanija iz molekularnogo pučka v vakuume. In: Élektronnaja tehnika. Serija 2, Poluprovodnikovye pribory/ Ministerstvo élektronnoj promyšlennosti SSSR, Moskva, vyp. 4 (54), 1970, S. 38-46.
/Germaniumepitaxie aus einem Molekularstrahl im Vakuum; russ./
- [106] Marinov, M.: Effect of Ion Bombardement on the Initial Stages of Thin Film Growth. In: Thin Solid Films, Lausanne: Elsevier Sequoia S. A., 46 (1977), pp. 267-274. /Engl./
- [107] Александров, Л. Н.: Кинетика образования и структура твердых слоев, Новосибирск, 1972.
Aleksandrov, L. N.: Kinetika obrazovanija i struktura tverdych sloev. Novosibirsk, 1972. /Die Bildungskinetik und Struktur fester Schichten; russ./
- [108] Александров, Л. Н.: В кн.: Проблемы эпитаксии полупроводниковых пленок. Новосибирск, 1972.
Aleksandrov, L. N.: Épitaksial'nyj rost poluprovodnikovych plenok. In: Problemy épitaksii poluprovodnikovych plenok. Novosibirsk: Izdat. Nauka, 1972, S. 5 - 30. /Epitaxie von Halbleiterdünnschichten; russ./

Stuttgart, den 11. 05. 1999

Übersetzt von:


Sören Ludwig


Ottmar Pertschi
(Diplomübersetzer)