



ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПЛАВИЛЬНОГО И ПОДОГРЕВАЮЩЕГО ИНДУКТОРОВ ПРИ БЕСТИГЕЛЬНОЙ ЗОННОЙ ПЛАВКЕ

С. Г. Егоров, И. Ф. Червоный, Е. Я. Швец

В работе рассчитываются магнитные поля плавильного и подогревающего индукторов. Анализируется их влияние на процессы, протекающие при индукционной бестигельной зонной плавке кремния как внутри расплава, так и на его поверхности. Предлагается способ повышения степени воздействия магнитного поля.

In this work the magnetic fields of melting and preheating inductors are calculated. Their influence on the processes proceeding in induction crucible-free zone melting of silicon both inside the melt and also at its surface is analyzed. Method of improving the degree of magnetic field action is offered.

Ключевые слова: индуктор; магнитное поле; критерий Тейлора; критерий Гартмана; конвекция

За последние годы методы управления гидродинамикой, тепло- и массопереносом, основанные на применении магнитных полей, нашли широкое распространение в процессах получения монокристаллов полупроводников [1]. Предпосылкой для применения электромагнитных полей является достаточно высокая электропроводность полупроводников в жидком состоянии — $\sigma = 1 \cdot 10^4 \dots 1 \cdot 10^6 \text{ (Ом}\cdot\text{м)}^{-1}$. Воздействие электромагнитных полей проявляется в том, что они препятствуют изменению скорости осредненного течения расплава, а также его температуры и концентрации. При получении монокристаллов способом бестигельной зонной плавки (БЗП) электромагнитные поля плавильного и подогревающего индукторов также оказывают влияние на жидкую зону [2, 3]. В указанных работах анализируется влияние электромагнитного поля плавильного индуктора, но не учитывается воздей-

ствие электромагнитного поля подогревающего индуктора на расплавленную зону.

Настоящая работа посвящена расчету магнитных полей плавильного и подогревающего индукторов, а также анализу их воздействия на процессы, протекающие как внутри расплавленной зоны, так и на ее поверхности. Расчетная модель процесса представлена на рис. 1. Она максимально приближена к реальной модели для случая выращивания монокристаллов кремния диаметром 76 мм. Внутренние диаметры плавильного и подогревающего индукторов составляют соответственно 32 и 90 мм; ток плавильного индуктора — 1000 А; отношение токов плавильного и подогревающего индукторов — $I_{\text{пл}}/I_{\text{под}} = 2,5$; частота тока — 2,8 МГц.

Для расчета электромагнитного поля применялось дифференциальное уравнение в частных производных относительно комплексной амплитуды векторного магнитного потенциала A , который связан с вектором магнитной индукции следующим уравнением:

$$B = \nabla A. \quad (1)$$

Предполагается, что вектор магнитной индукции расположен в плоскости модели, в то время как вектор плотности электрического тока j и векторный магнитный потенциал A ортогональны к нему.

Уравнение векторного магнитного потенциала для осесимметричного случая имеет следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r \mu_z} \frac{\partial (rA)}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\mu_r} \frac{\partial A}{\partial z} \right) - \omega \sigma A = -j_0, \quad (2)$$

где z, r — пространственные координаты; μ_r, μ_z — компоненты относительной магнитной проницаемости; ω — угловая частота, с^{-1} ; σ — электропро-

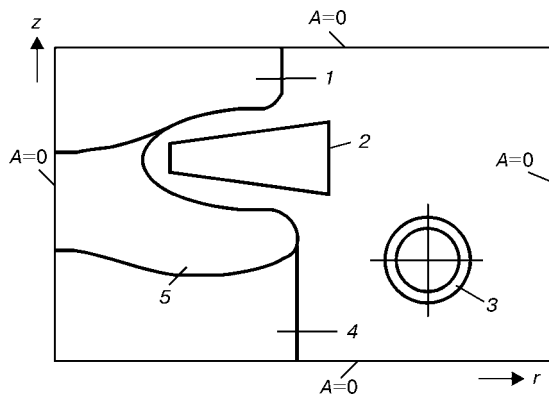


Рис. 1. Геометрическая модель способа БЗП: 1 — питающий стержень; 2, 3 — соответственно плавильный и подогревающий индукторы; 4 — монокристалл; 5 — расплавленная зона

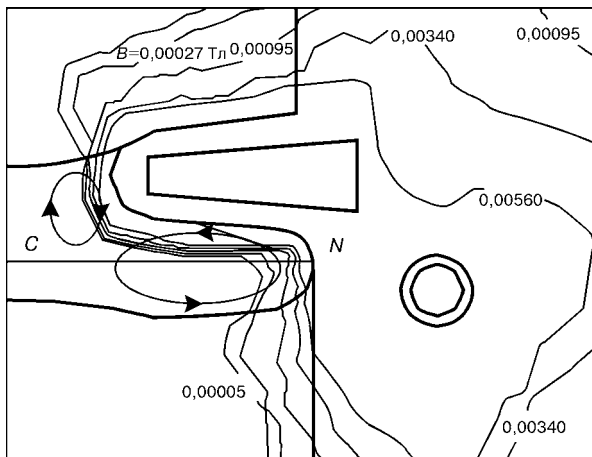


Рис. 2. Расчетная картина магнитного поля

водность материала, $(\text{Ом}\cdot\text{м})^{-1}$; j_0 — сторонняя составляющая тока, вызванного приложенным извне напряжением, А. Значения величин μ_r , μ_z , σ , j_0 для каждого вещества принимались постоянными. Изменение поля во времени предполагалось синусоидальным.

Рассматриваемая область находилась в вакууме и включала питающий стержень, плавильный индуктор, расплав, монокристалл и один виток подогревающего индуктора. Влияние остальных витков этого индуктора на расплав не учитывалось, так как они расположены ниже указанного витка на относительно большом (20... 30 мм) расстоянии друг от друга. Выбор границы области осуществляли таким образом, чтобы располагающийся на ней вектор магнитного потенциала был равен нулю. Расстояние между границей области, фронтом кристаллизации и индуктором выбирали из соображений минимального искажения картины магнитного поля.

Поставленная задача решалась методом конечных элементов с помощью программного обеспечения QuickField 4.3T. Результаты расчета представлены на рис. 2. Как видно из рисунка, рассчитанное магнитное поле совмещается с предполагаемым движением расплава, вызванным электродинамической конвекцией [4]. Также заметно, что электромагнитное поле не проникает в глубину расплава, а сосредоточено вблизи свободной его поверхности. Следовательно, оно оказывает более сильное воздействие на термокапиллярные силы, чем на вязкостные. Для оценки взаимодействия термокапилляр-

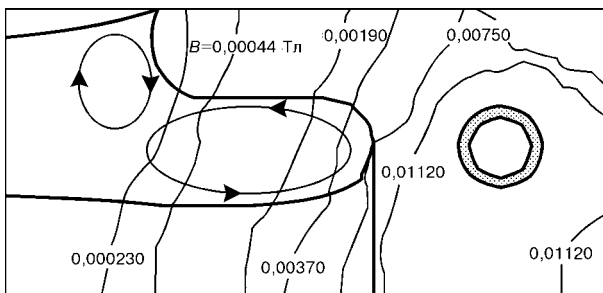


Рис. 3. Расчетная картина магнитного поля, полученная при частоте тока 50 Гц

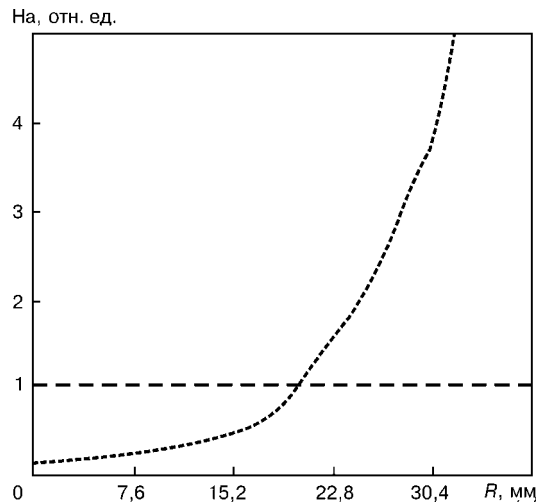


Рис. 4. Кривая распределения критерия Гартмана вдоль радиуса монокристалла

ной конвекции и вращающегося магнитного поля применялся безразмерный критерий Тейлора [2]:

$$Ta = \frac{B^2 \omega_b R^4 \sigma}{2\rho \nu^2}, \quad (3)$$

где ω_b — угловая скорость вращающегося магнитного поля, с^{-1} ; R — радиус монокристалла, м; ρ — плотность жидкого кремния, $\rho = 2530 \text{ кг/м}^3$; ν — его вязкость, $\nu = 3,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$. Однако в данном случае магнитное поле было стационарным, а вращался монокристалл. Поэтому в формуле (3) использовали угловую скорость вращения монокристалла

$$\omega = \frac{n\pi}{30}, \quad (4)$$

где n — частота вращения монокристалла, об/мин. В расчете приняли $n = 30$ об/мин. После подстановки в формулу (3) значений физических параметров расплавленного кремния и рассчитанных значений вектора магнитной индукции получим, что критерий Тейлора составляет $Ta > 1 \cdot 10^5$. Это соответствует режиму с преобладающим действием магнитного поля, при котором термокапиллярный поток значительно уменьшается [2]. Таким образом, магнитное поле плавильного и подогревающего индукторов при частоте тока 2,8 МГц подавляет термокапиллярную конвекцию.

Наибольшее проникновение магнитного поля в объем расплава кремния достигается при частоте тока 50 или 400 Гц [2, 5]. Поскольку снизить частоту тока плавильного и подогревающего индукторов до указанных значений невозможно без нарушения оптимальных условий плавки, то применяется дополнительный индуктор, который располагают между плавильным и подогревающими индукторами. Картина магнитного поля, генерируемого таким индуктором, показана на рис. 3. Она заметно отличается от представленной на рис. 2. Видно, что значитель-



ная часть расплава находится в магнитном поле. Именно в этой области развивается «основной» вихрь, влияющий на условия кристаллизации.

Степень воздействия магнитных сил на силы вязкости определили по критерию Гартмана

$$Ha = BR \sqrt{\frac{\sigma}{\rho\nu}} \quad (5)$$

Рассчитанные значения критерия Гартмана вдоль отрезка CN (см. рис. 2) показаны на рис. 4. При $Ha > 1$ магнитные силы начинают доминировать над силами вязкости, что может препятствовать изменению температуры и скорости движения расплава.

Таким образом, магнитное поле плавильного и подогревающего индукторов подавляет термокапиллярную конвекцию, а применение дополнительного индуктора с частотой тока 50 Гц может привести к улучшению условий кристаллизации. Кроме

того, в этом случае появляется дополнительная возможность управления концентрацией примеси в монокристаллах кремния.

1. *Выращивание* полупроводниковых монокристаллов с электромагнитным воздействием на расплав // Ю. М. Гельфгат, В. С. Земсков, М. Р. Раухман, М. З. Соркин // Процессы роста полупроводниковых кристаллов и пленок. — Новосибирск: Наука, 1988. — С. 38–55.
2. *Floating zone growth of silicon in magnetic fields: IV. Rotating magnetic field* // P. Dold, A. Croll, M. Lichtensteiger et al. // J. Crystal Growth. — 2001. — **V. 231**. — P. 95–106.
3. *Silicon float zone process with a weak transverse magnetic field and crystal rotation* // Ma. Nancy, J. S. Walker, A. Ludge, H. Riemann // J. Electrochemical Society. — 2000. — **V. 147**. — P. 3529–3534.
4. *Muhlbauer A., Erdmann W., Keller W. Electrodynamic convection in silicon floating zones* // J. Crystal Growth. — 1983. — **V. 64**. — P. 529–545.
5. *Джонстон В. С., Тиллер В. А. Регулирование потоков жидкости во время кристаллизации* // Зонная плавка. — М.: Металлургия, 1966. — С. 71–94.

Запорожская государственная инженерная академия

Поступила 10.02.2003

КОРОТКО О ВАЖНОМ

