

07

Влияние морфологии поверхности слоев InAlAs на температурные зависимости параметров диодов Шоттки Au/Ti/n-InAlAs (001)

© И.Б. Чистохин¹, М.С. Аксенов^{1,2,¶}, Н.А. Валишева¹, Д.В. Дмитриев¹, И.В. Марчишин¹, А.И. Торопов¹, К.С. Журавлев^{1,2}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

¶ E-mail: m.se.aksenov@gmail.com

Поступило в Редакцию 27 ноября 2018 г.

В окончательной редакции 27 ноября 2018 г.

Принято к публикации 30 ноября 2018 г.

Изучено влияние ростовых структурных дефектов поверхности слоев InAlAs, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках InP (001), на температурные зависимости вольт-амперных характеристик барьеров Шоттки Au/Ti/InAlAs. Показано, что дефекты в виде ямок являются причиной возникновения областей с пониженной высотой барьера, которые при плотности $\geq 10^7 \text{ cm}^{-2}$ оказывают существенное влияние на параметры барьера Шоттки при температурах ниже 200 К.

DOI: 10.21883/PJTF.2019.04.47342.17609

Природа формирования барьера Шоттки (БШ) на границе раздела металл/полупроводник и связанные с ней механизмы переноса зарядов являются предметом интенсивных исследований уже несколько десятилетий [1,2], поскольку свойства этой границы раздела определяют рабочие характеристики приборов, их стабильность и надежность [3,4]. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) реальных БШ обычно не соответствуют идеальной модели термоэлектронной эмиссии (ТЭ). Неидеальное поведение ВАХ БШ (коэффициент идеальности больше единицы) в слаболегированном (менее 10^{16} cm^{-3}) полупроводнике часто связывают с наличием естественного оксидного слоя и интерфейсных ловушек [1,5]. С другой стороны, в работе Танга [6] показано, что неидеальное поведение ВАХ может быть количественно объяснено в предположении о наличии на границе раздела металл/полупроводник локально расположенных областей с пониженной высотой барьеров, имеющих гауссово распределение, и линейными размерами порядка глубины области обеднения. Наличие статистического распределения этих областей экспериментально было подтверждено с помощью баллистической электронной микроскопии [7]. Аргументом в пользу использования модели Танга для анализа ВАХ является проявление в экспериментах аномальной корреляционной зависимости коэффициента идеальности и высоты БШ от температуры. Однако в этой модели отсутствуют предположения о природе неоднородностей в барьере Шоттки. Целью настоящей работы является установление влияния плотности ростовых структурных дефектов поверхности InAlAs на транспорт носителей заряда в диодах Шоттки Au/Ti/n-InAlAs, что является логическим продолжением предыдущей публикации [8].

Использовались гетероэпитаксиальные структуры (ГЭС) $i\text{-In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ (300 nm)/ $n^+\text{-In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$: Si (500 nm), выращенные на *epi-ready* полуизолирующих подложках InP (001) методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на установке „Compact 21T“ фирмы Riber при температуре 520°C. При МЛЭ-росте использовались стандартная [8] (А) и улучшенная (В) технологии. Улучшение технологии заключалось в выращивании на поверхности InP буферного подслоя перед ростом слоев InAlAs. Состав слоев контролировался *ex situ* методом рентгеновской дифрактометрии. Концентрация носителей в слоях $i\text{-InAlAs}$ (n -тип проводимости) и $n^+\text{-InAlAs}$ составляла $(3-5) \cdot 10^{15}$ и $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ соответственно [8]. Изготовление барьеров Шоттки диаметром 200 μm проводилось напылением слоев Ti/Au (20/200 nm) на поверхность InAlAs меза-структуры после удаления остаточного оксидного слоя в растворе $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O} = 1:10$ в течение 15 s. Меза-структуры формировались травлением ГЭС в смеси $\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O} = 1:1:38$. Омический контакт к слою $n^+\text{-InAlAs}$ изготавливался напылением Ge/Au/Ni/Au (20/40/20/200 nm) и вжиганием контакта при $T = 385^\circ\text{C}$ в течение 5 min в водороде. Поверхность меза-структур пассивировалась слоем двуокиси кремния (800 nm). Все структуры изготавливались параллельно в одних и тех же технологических процессах. Морфология поверхности изучалась методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) с помощью сканирующего зондового микроскопа Solver P-47H. Измерения темновых ВАХ проводились в термостатированной камере с контролем температуры с помощью анализатора полупроводниковых приборов Keysight B1500A.

На рис. 1 показаны АСМ-изображения ($20 \times 20 \mu\text{m}$) поверхности ГЭС $i\text{-InAlAs}/n^+\text{-InAlAs}/\text{InP}$, выращенных

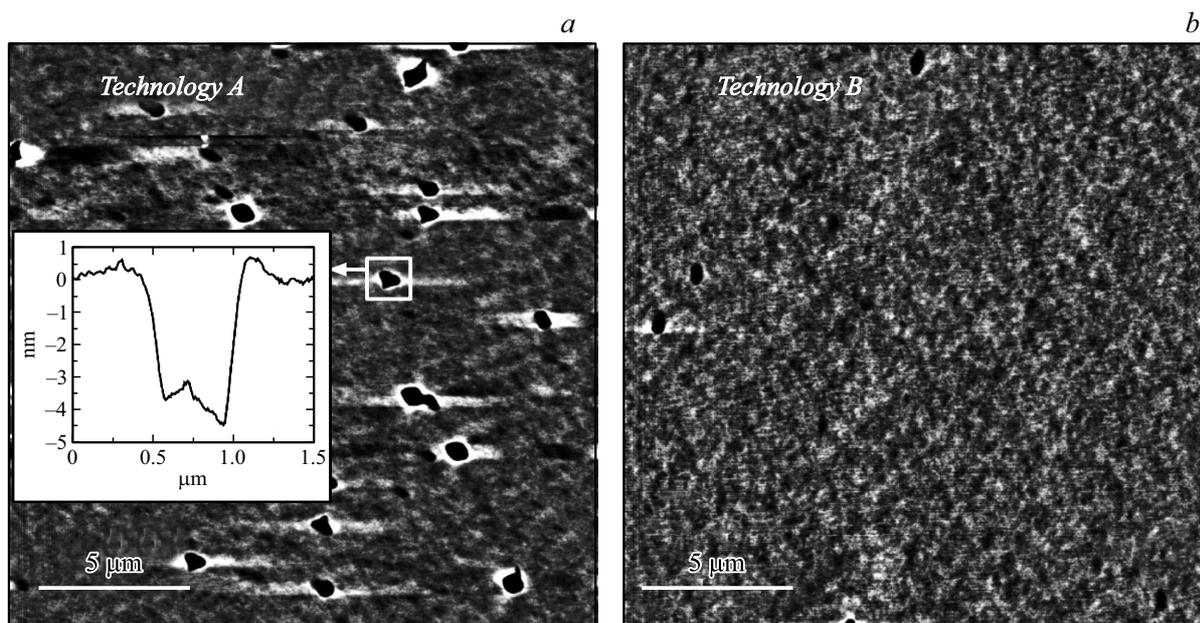


Рис. 1. АСМ-изображения ($20 \times 20 \mu\text{m}$) поверхностей слоев InAlAs, выращенных методом МЛЭ по технологии А (а) и технологии В (b).

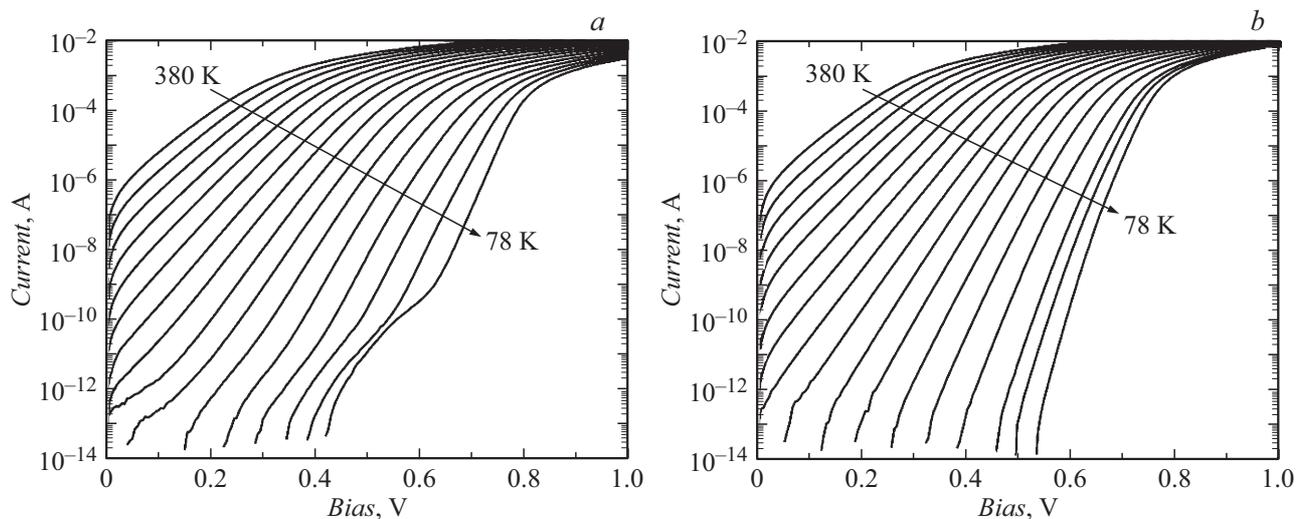


Рис. 2. Прямые ветви ВАХ диода Шоттки Au/Ti/n-InAlAs, сформированных на ГЭС, выращенных по технологии А (а) и технологии В (b) при температурах 78 К, а затем при температурах от 100 до 380 К с шагом 20 К.

по технологиям А (а) и В (b). Видно, что использование технологии роста А приводит к формированию большого числа ($\sim 10^7 \text{ cm}^{-2}$) ростовых структурных дефектов в виде ямок с глубиной от 4 до 6 нм и линейными размерами от 0.3 до $1 \mu\text{m}$ (рис. 1, а). Характерный АСМ-профиль ямочного дефекта представлен на вставке к рис. 1, а. Использование буферного подслоя, препятствующего прорастанию структурных дефектов с гетерограницы подложка InP/эпитаксиальный слой (технология В), позволяет на порядок уменьшить плотность дефектов (рис. 1, b). Шероховатость (rms) на обеих поверхностях InAlAs в областях без дефектов состав-

ляет 0.2–0.4 нм. Химическая обработка поверхности InAlAs перед формированием контакта Шоттки незначительно (до 0.8–1 нм) увеличивает шероховатость и не влияет на плотность ростовых дефектов.

На рис. 2 в полулогарифмическом масштабе представлены прямые ветви ВАХ БШ, изготовленных на ГЭС $i\text{-InAlAs}/n^+\text{-InAlAs}/\text{InP}$, выращенных по технологиям А (а) и В (b) при температурах 78–380 К. Из анализа прямых ветвей ВАХ в соответствии с теорией ТЭ [1] при использовании значения эффективной постоянной Ричардсона $A^* = 10.1 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$ [9] и геометрической площади БШ $A = 3.14 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ были

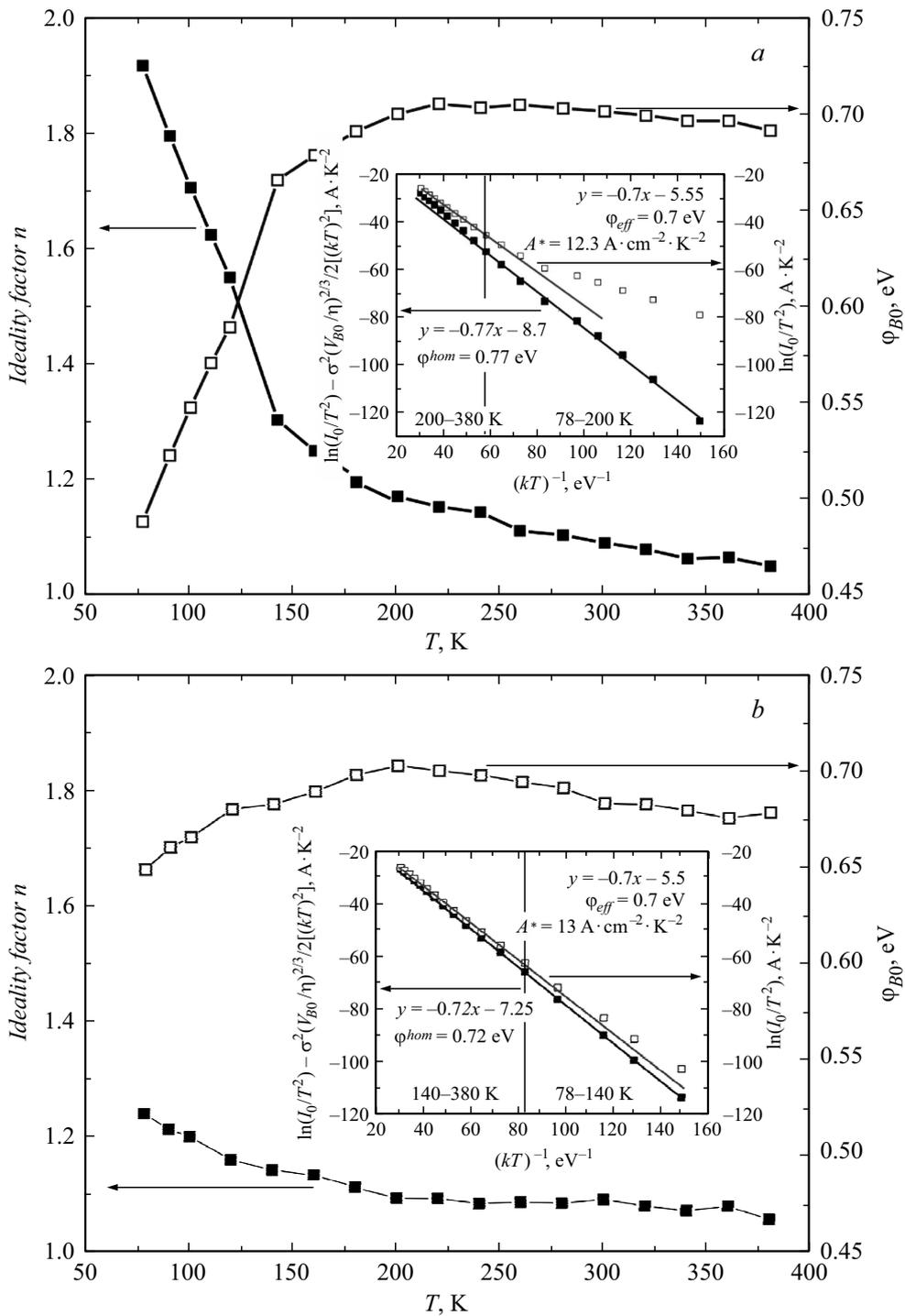


Рис. 3. Температурные зависимости n и ϕ_{B0} в диапазоне 78–380 К для БШ с высокой (а) и низкой (b) дефектностью. На вставках представлены графики Ричардсона БШ Au/Ti/n-InAlAs на основе теории ТЭ (светлые символы) и модели Танга (темные символы).

определены коэффициенты идеальности (n) и высоты барьеров (ϕ_{B0}) при различных температурах (рис. 3, а, b). Видно, что для обоих типов гетероструктур n и ϕ_{B0} в диапазоне температур 200–380 К изменяются слабо и хорошо описываются теорией ТЭ. Однако при температуре ниже 200 К наблюдается резкое увеличение коэффициента идеальности n (от 1.1 до 1.9) и умень-

шение высоты барьера ϕ_{B0} (от 0.7 до 0.5 eV) для БШ, сформированного на поверхности InAlAs с высокой плотностью (10^7 см⁻²) дефектов (рис. 3, а). Изменение этих величин для барьера Шоттки, сформированного на поверхности InAlAs с плотностью дефектов 10^6 см⁻², составляет для n от 1.1 до 1.24, для ϕ_{B0} от 0.7 до 0.65 eV (рис. 3, b). Для обоих БШ в температурном диапазоне

78–200 К наблюдается корреляционная линейная зависимость между n и ϕ_{B0} . Линейная зависимость между n и ϕ_{B0} характерна для латеральной неоднородности БШ, которая может быть объяснена в рамках модели Танга [2,6], где транспорт носителей заряда носит термоактивационный характер и определяется различными высотами барьеров. Дополнительным аргументом в пользу наличия латеральной неоднородности БШ на гетероструктурах с высокой плотностью дефектов является существование участка тока с перегибом в диапазоне менее 10^{-9} А при малых напряжениях смещения и температурах ниже 170 К на экспериментальных ВАХ (рис. 2, а), что согласуется с результатами работ [2,6]. С использованием приближения Танга для температурных зависимостей n и ϕ_{B0} [10] для обоих БШ были вычислены значения среднеквадратичного отклонения гауссова распределения высоты барьера (σ). Оно составило $8.4 \cdot 10^{-5}$ и $3.9 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{2/3} \cdot \text{В}^{1/3}$ для БШ с плотностью дефектов на поверхности InAlAs, равной 10^7 и 10^6 см^{-2} соответственно.

На вставках к рис. 3, а, б для изученных барьеров Шоттки представлены график Ричардсона в координатах $\ln(I_0/T^2) - 1/kT$ на основе теории ТЭ (светлые символы) и модифицированный график Ричардсона в координатах $\ln(I_0/T^2) - \sigma^2(V_{B0}/\eta)^{2/3}/2(kT)^2 - 1/kT$ на основе приближения Танга (темные символы). Здесь I_0 — ток насыщения, T — температура, k — постоянная Больцмана, $V_{B0} = \phi_{B0}^{hom} - E_c - E_F$, где V_{B0} — изгиб зон при $V = 0$ гомогенного барьера, ϕ_{B0}^{hom} — высота барьера гомогенного перехода, $\eta = \epsilon_s \epsilon_0 / q N_D$, q — заряд электрона, $\epsilon_s \epsilon_0$ — диэлектрическая постоянная полупроводника, N_D — концентрация легирующей примеси. Из вставки к рис. 3, а видно, что для БШ, сформированных на гетероструктурах InAlAs с высокой дефектностью, только в температурном диапазоне 200–380 К полученные экспериментальные данные (светлые символы) в координатах $\ln(I_0/T^2) - 1/kT$ линейны и хорошо описываются теорией ТЭ с эффективным барьером 0.7 eV. Пересечение оси ординат при $x = 0$ дает значение $A^* = 12.3 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{К}^{-2}$, что достаточно хорошо согласуется с литературными данными [9]. При температуре ниже 200 К линейная зависимость наблюдается только в координатах модифицированного графика Ричардсона (темные символы), где наклон дает значение $\phi_{B0}^{hom} = 0.77 \text{ eV}$. Пересечение оси ординат при $x = 0$ для модифицированного графика Ричардсона равно $\ln(N A_{eff} A^*)$, где N — количество областей с пониженной высотой барьера, а A_{eff} — эффективная площадь одной области [10]. Тогда общая площадь областей с пониженной высотой барьера ($N A_{eff}$), сформированных на ГЭС с высокой дефектностью, равна $1.3 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$, что составляет $\sim 4\%$ от общей площади контакта. Для барьеров на гетероструктурах с плотностью дефектов 10^6 см^{-2} (рис. 3, б, вставка) полученные экспериментальные данные (светлые символы) вплоть до температур 120–140 К линейны и хорошо описываются теорией ТЭ с эффективным барьером 0.7 eV, определяемым наклоном. Учет вклада барьеров с

пониженной высотой по модели Танга (темные символы) дает высоту барьера гомогенного перехода 0.72 eV (рис. 3, б, вставка). Общая площадь областей с пониженной высотой барьера для данных барьеров, определенная из модифицированного графика Ричардсона, составляет $5.5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2$ или $\sim 1.8\%$ от общей площади контакта.

Таким образом, изучение влияния морфологии поверхности слоев InAlAs, выращенных методом МЛЭ, на прямые ветви ВАХ барьеров Шоттки Au/Ti/i-InAlAs/ n^+ -InAlAs/InP в температурном диапазоне 78–380 К показало, что ростовые дефекты с плотностью 10^6 см^{-2} оказывают слабое влияние на ВАХ, которые практически во всем диапазоне температур хорошо описываются теорией термоэлектронной эмиссии с одинаковым уровнем ϕ_{B0} , близким к 0.7 eV. В то же время для слоев InAlAs с высокой (10^7 см^{-2}) плотностью ямочных дефектов при температурах ниже 200 К наблюдаются значительные отклонения в поведении ВАХ от теории термоэлектронной эмиссии. Эти отклонения хорошо описываются в рамках модели Танга, предполагающей наличие на поверхности InAlAs локальных неоднородностей с пониженной высотой барьера. Полученные результаты показывают, что ростовые структурные ямочные дефекты являются причиной возникновения таких областей.

Авторы выражают благодарность А.С. Кожухову за АСМ-измерения, выполненные на оборудовании Центра коллективного пользования ИФП СО РАН „Наноструктуры“.

Список литературы

- [1] Rhoderick E.H., Williams R.H. // Metal-semiconductor contacts. Oxford: Clarendon Press, 1988. 252 p.
- [2] Tung R.T. // Mater. Sci. Eng. R. 2001. V. 35. P. 1–138. [https://doi.org/10.1016/S0927-796X\(01\)00037-7](https://doi.org/10.1016/S0927-796X(01)00037-7)
- [3] Chizh A., Malyshev S., Mikitchuk K. High-speed high-power InAlAs/InGaAs/InP Schottky photodiode // 2015 Int. Topical Meeting on microwave photonics (MWP). IEEE, 2015. P. 1–4.
- [4] Takahashi T., Kawano Y., Makiyama K., Shiba S., Sato M., Nakasha Y., Hara N. // IEEE Trans. Electron. Dev. 2017. V. 64. P. 89–95. DOI: 10.1109/TELED.2016.2624899
- [5] Omar S., Sudarshan T., Rana T., Song H., Chandrashekar M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47. P. 295102. DOI: 10.1088/0022-3727/47/29/295102
- [6] Tung R.T. // Phys. Rev. B. 1992. V. 45. P. 13509–13523. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.45.13509>
- [7] Olbrich A., Vancea J., Kreupl F., Hoffmann H. // J. Appl. Phys. 1998. V. 83. P. 358–365. <https://doi.org/10.1063/1.366691>
- [8] Chistokhin I.B., Aksenov M.S., Valisheva N.A., Dmitriev D.V., Kovchavtsev A.P., Gutakovskii A.K., Prosvirin I.P., Zhuravlev K.S. // Mater. Sci. Semicond. Process. 2018. V. 74. P. 193–198. <https://doi.org/10.1016/j.mssp.2017.10.014>
- [9] Hamdaoui N., Ajjel R., Salem B., Gendry M. // Mater. Sci. Semicond. Process. 2014. V. 26. P. 431–437. <https://doi.org/10.1016/j.mssp.2014.05.043>
- [10] Korucu D., Turut A. // Int. J. Electron. 2014. V. 101. P. 1595–1606. <https://doi.org/10.1080/00207217.2014.888774>