

## ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЭПИТАКСИАЛЬНОГО СЛОЯ InSb НА КВАЗИПОЛУИЗОЛИРУЮЩЕЙ ПОДЛОЖКЕ $p$ -InSb

Иванов-Омский В. И., Смирнов В. А., Юлдашев Ш. У., Гадаев О. А.,  
Стрэдлинг Р. А., Фергюсон И.

Исследовалась низкотемпературная магнитофотолюминесценция структуры, состоящей из эпитаксиальной пленки нелегированного InSb толщиной 5 мкм на квазиполуизолирующей подложке  $p$ -InSb с  $p = 7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

В спектре фотолюминесценции (ФЛ) структуры наблюдались полосы излучения, обусловленные межзонной и примесной рекомбинацией носителей в эпитаксиальной пленке. В магнитном поле в спектре ФЛ структуры появляются полосы излучения, обусловленные рекомбинацией свободных диамагнитных экситонов.

По зависимости полуширины полосы излучения связанных экситонов в спектре ФЛ квазиполуизолирующей подложки от температуры оцениваются концентрации акцепторов ( $N_A = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) и степень компенсации ( $K = 0.8$ ).

Ранее [1] сообщалось об исследовании фотолюминесценции (ФЛ) в МВЕ структуре с тонким эпитаксиальным слоем InSb, при этом излучение удавалось регистрировать главным образом из подложки  $p$ -InSb ( $p = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , 77 К).

В настоящей работе исследовалась более толстая эпитаксиальная пленка InSb ~5 мкм на квазиполуизолирующей подложке  $p$ -InSb ( $p = 7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , 77 К).

### Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1, а представлены спектры фотолюминесценции структуры, состоящей из эпитаксиального слоя нелегированного InSb толщиной ~5 мкм на подложке  $p$ -InSb с  $p = 7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  при различных уровнях возбуждения. На рис. 1, б представлены спектры ФЛ подложки без эпитаксиального слоя также в зависимости от интенсивности накачки.

Спектр ФЛ квазиполуизолирующей подложки без слоя практически не отличается от спектра ФЛ подложки InSb с  $p = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  [1] и состоит из двух полос излучения — полосы А (0.2352 эВ), соответствующей рекомбинации связанных экситонов, и полосы В (0.2278 эВ), соответствующей излучательным переходам между зоной проводимости и акцептором, где в качестве акцепторов выступают атомы кадмия. Спектр ФЛ структуры (рис. 1, а) состоит из четырех ярко выраженных полос излучения. Две из них соответствуют по энергетическому положению полосам А и В, наблюдавшимся в спектре излучения подложки. Однако в отличие от спектра подложки интенсивность полосы А в спектре структуры с эпитаксиальным слоем зависит линейно от уровня возбуждения, тогда как в случае отдельной подложки интенсивность полосы А изменяется суперлинейно с интенсивностью накачки.

Наряду с этими ранее наблюдавшимися полосами в спектре ФЛ структуры присутствуют две новые полосы излучения. Одна из них, обозначенная ( $e, h$ ), расположена с коротковолновой стороны полосы А, другая — ( $e, A^0$ ) — наблюдается на коротковолновой стороне полосы В. Из рис. 1, а видно также, что энергетическое положение этих двух новых полос зависит от уровня возбуждения. С

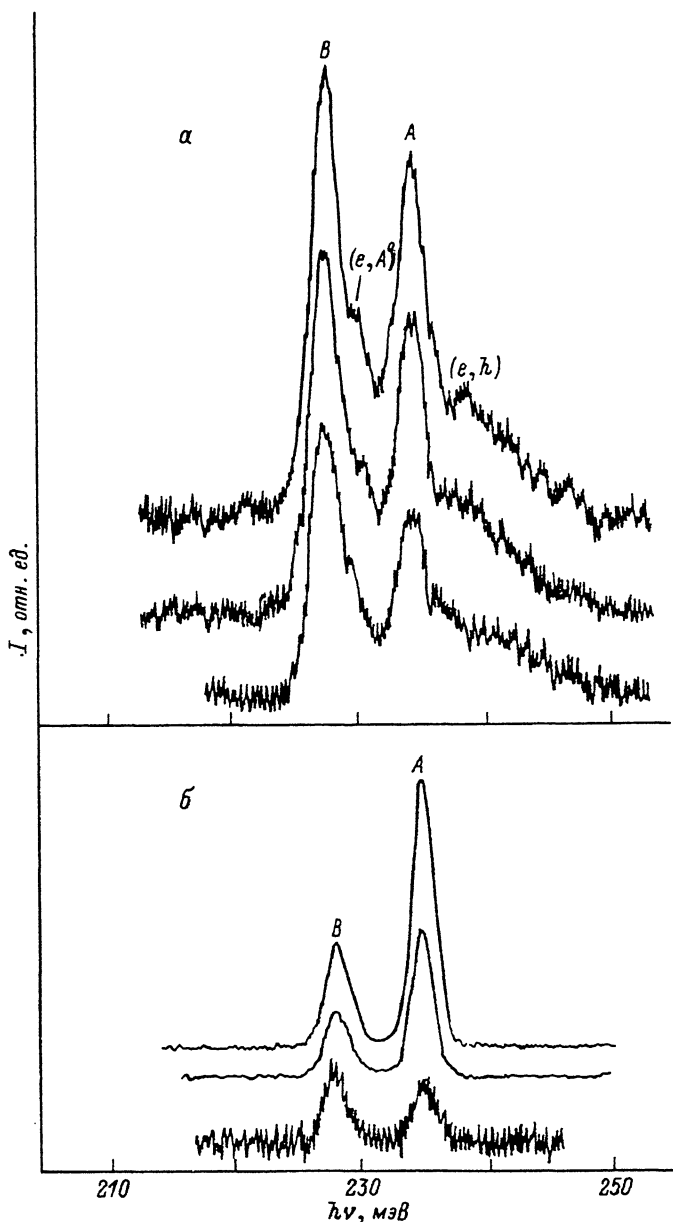


Рис. 1. Спектры ФЛ эпитаксиальной структуры InSb/InSb (а) и подложки  $p$ -InSb (б) при разных уровнях возбуждения ( $T = 4.2$  К).

Интенсивности возбуждения относятся как 1:1.5:2.

повышением интенсивности возбуждения максимумы этих полос смещаются в сторону больших энергий, в то время как положение максимумов полос А и В не изменяется.

Появление двух новых полос в спектре излучения структуры мы связываем с излучательной рекомбинацией возбужденных носителей в эпитаксиальной пленке. Самую коротковолновую полосу ( $e, h$ ) в спектре ФЛ структуры, имеющую максимум 0.2405 эВ при используемом нами наибольшем уровне накачки, мы связываем с межзонной рекомбинацией

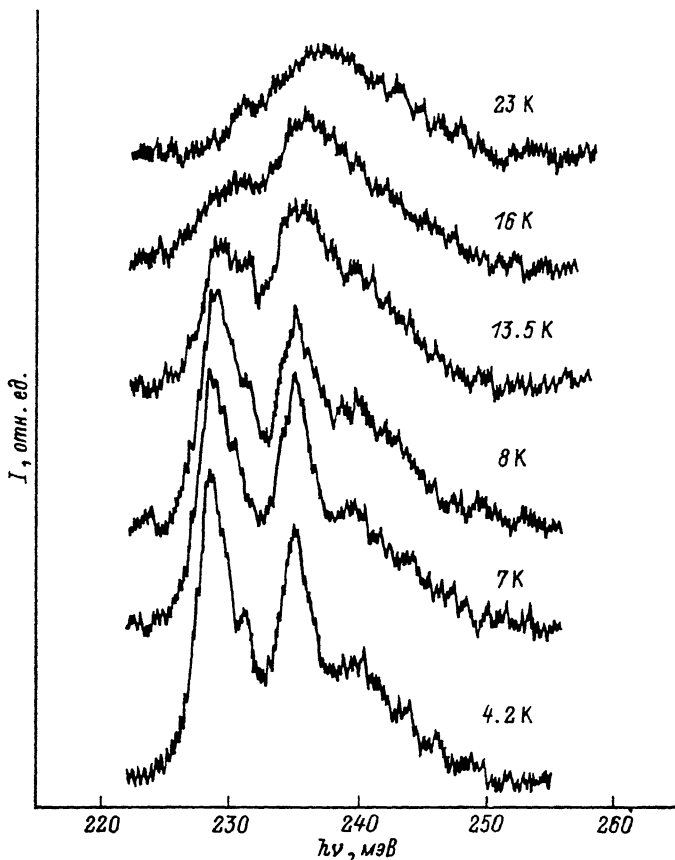


Рис. 2. Спектры ФЛ эпитаксиальной структуры в зависимости от температуры.

свободных электронов и дырок. Другая полоса ( $e, A^0$ ) с энергией 0.2310 эВ при том же уровне возбуждения связана, по-видимому, с рекомбинацией свободных электронов на акцепторах. Такая интерпретация обусловлена тем, что полоса ( $e, h$ ) по энергетическому положению превосходит ширину запрещенной зоны InSb  $E_g = 0.2368$  эВ при температуре жидкого гелия [2]. Температурные исследования подтверждают предположение о межзонном характере полосы ( $e, h$ ). Так, из рис. 2, где представлены спектры ФЛ структуры при различных температурах, видно, что полоса ( $e, h$ ) наблюдается до самых высоких температур, тогда как другие полосы угасают. Полоса ( $e, A^0$ ) отстоит от полосы ( $e, h$ ) на энергию  $\sim 9$  мэВ, что характерно для акцепторов Zn или Cd в InSb [3]. Наблюдение новых полос излучения стало возможным, по-видимому, из-за достаточно большой толщины эпитаксиального слоя ( $\sim 5$  мкм) в исследованной структуре, так как в случае более тонких пленок эти полосы в спектре ФЛ отсутствовали [1].

Отсутствие люминесценции из тонких эпитаксиальных слоев InSb при лазерном возбуждении обусловлено подавлением излучательной рекомбинации в этом узкозонном полупроводнике безызлучательной оже-рекомбинацией, преобладающей при высоких концентрациях возбужденных носителей, особенно вблизи поверхности [7]. Так, при лазерном возбуждении кристаллов InSb фотонами с энергией, превосходящей ширину запрещенной зоны, в тонком приповерхностном слое образуется электронно-дырочная плазма, концентрация которой составляет  $10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при интенсивности возбуждения  $10^{22} - 10^{24} \text{ см}^{-2}/\text{с}$  [4].

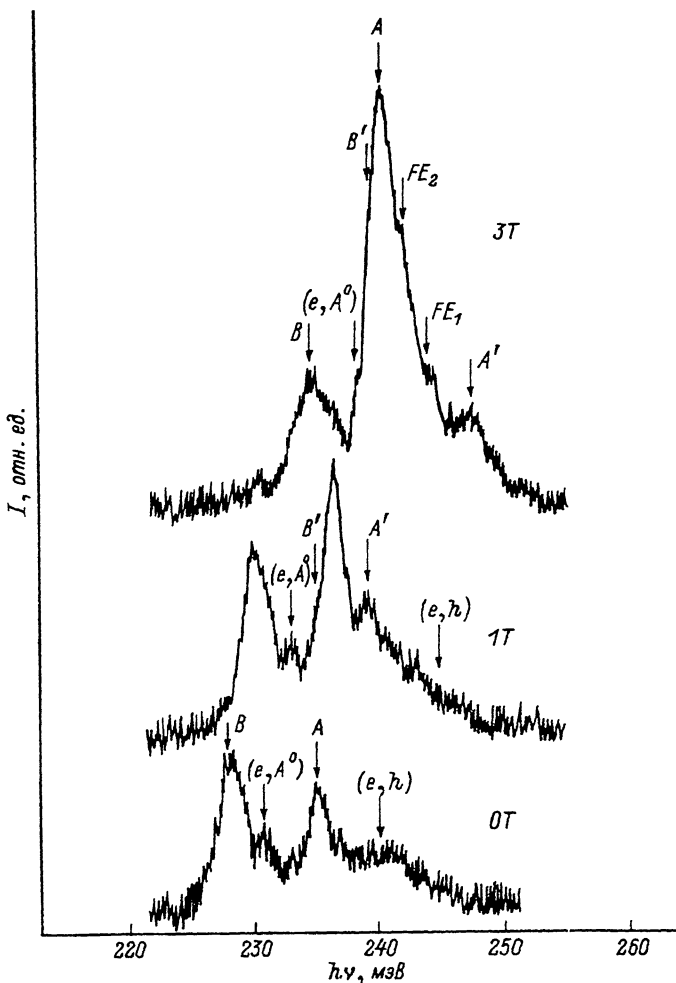
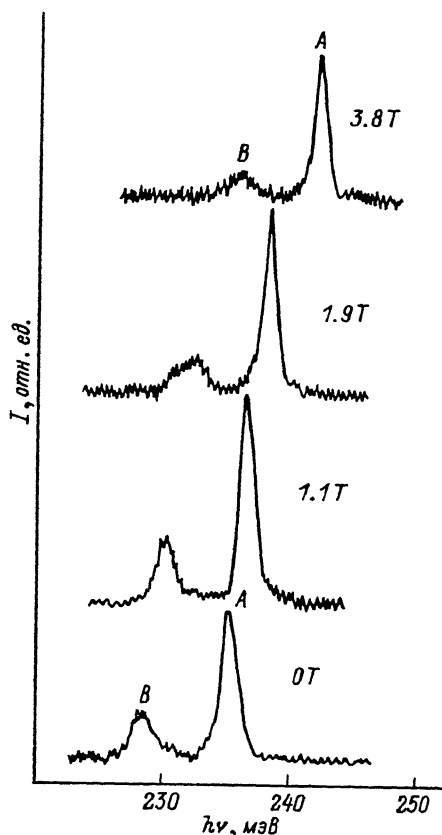


Рис. 3. Спектры ФЛ эпитаксиальной структуры в магнитном поле ( $T = 4.2$  К).

Высокая концентрация неравновесных носителей приводит к преобладанию безызлучательной оже-рекомбинации. Вместе с тем высокая скорость рекомбинации приводит к очень малым временам жизни возбужденных носителей ( $\sim 10^{-8}$  с). Поэтому концентрация неравновесных носителей резко падает в глубь материала и диффузионная длина составляет 3—4 мкм [4]. С уменьшением концентрации возбужденных носителей растет относительный вклад излучательной рекомбинации по сравнению с безызлучательным оже-процессом. Следовательно, при большой толщине эпитаксиальной пленки, порядка диффузионной длины и более, можно наблюдать люминесценцию непосредственно уже из самой пленки. Так как концентрация неравновесных носителей, при которой межзонная излучательная рекомбинация становится наблюдаемой, может быть достаточно высокой, максимум полосы излучения может превосходить ширину запрещенной зоны при данной температуре. По энергетическому положению максимума полосы излучения ( $e, h$ ) можно оценить концентрацию неравновесных носителей в той области пленки, где происходит межзонная излучательная рекомбинация. При максимуме ( $e, h$ ) 0.2405 эВ концентрация неравновесных электронов составляет  $n = 1.6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . При такой концентрации свободных носителей преобладающими будут межзонная рекомбинация, а также рекомбинация с участием

Рис. 4. Спектры ФЛ подложки в магнитном поле ( $T = 4.2 \text{ K}$ ).



глубоких уровней, так как мелкие связанные состояния оказываются заэкранированными. Например, условие экранирования свободных экситонов свободными носителями в InSb достигается при концентрации последних  $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

Часть неравновесных носителей достигает подложки, где происходит их излучательная рекомбинация. Излучение из подложки не поглощается в эпитаксиальном слое вследствие эффекта Бурштейна—Мосса, так как концентрация неравновесных электронов в эпитаксиальной пленке велика.

С целью получения дополнительных аргументов для интерпретации природы полос излучения проводились измерения спектров ФЛ в магнитном поле. Спектры ФЛ структуры и подложки в магнитном поле представлены на рис. 3 и 4. При включении магнитного поля в спектре ФЛ эпитаксиальной структуры можно отметить появление следующих особенностей.

а) С коротковолновой стороны полос *A* и *B* наблюдаются новые полосы излучения *A'* и *B'*. Как отмечалось в [1], появление этих полос излучения связано со спиновым расщеплением состояний электронов и дырок в магнитном поле. Наблюдение полос *A'* и *B'* вплоть до самых больших значений магнитного поля свидетельствует об улучшении состояния поверхности подложки после обработки низкоэнергетическими ионами. В пользу такого утверждения свидетельствует также линейная зависимость интенсивности полосы *A* в спектре ФЛ эпитаксиальной структуры от уровня возбуждения (рис. 1, а). В спектре ФЛ подложки в магнитном поле (рис. 4) появление новых полос излучения не наблюдалось.

б) Другой особенностью поведения спектра ФЛ эпитаксиальной структуры в магнитном поле является наблюдение с коротковолновой стороны от полосы *A* новых полос излучения, обозначенных на рис. 3 как  $FE_1$  и  $FE_2$ . Сравнение энергетического положения максимумов полос излучения структуры (рис. 5) со спектрами ФЛ совершенных объемных кристаллов InSb [5] в магнитном поле, а также со спектрами магнитопоглощения [2] позволяет связать полосы  $FE_1$  и  $FE_2$  с излучательной рекомбинацией свободных диамагнитных экситонов. Данные полосы  $FE_1$  и  $FE_2$  обусловлены экситонами, образованными тяжелыми  $a^-$  и легкими  $a^+$  дырками из верхних подзон Ландау валентной зоны и электроном из нижней подзоны Ландау зоны проводимости  $a^c$  [в спектрах магнитопоглощения соответствующие переходы обозначаются как  $a^- (1)a^c (0)$ ,  $a^+ (-1)a^c (0)$  [2]]. Появление этих полос излучения на коротковолновом склоне полосы *A* становится различным лишь в магнитных полях  $B > 1 \text{ T}$ . Это связано с тем, что магнитное поле увеличивает энергию связи экситона и тем самым стабилизирует экситонное состояние, которое в отсутствие магнитного поля легко разрушается вследствие малости энергии связи  $\approx 0.5 \text{ мэВ}$  в InSb.

Наблюдение полос излучения свободных экситонов в спектре ФЛ эпитаксиальной структуры является дополнительным аргументом в пользу утверждения, что ионное травление низкоэнергетическими ионами улучшает качество поверхности

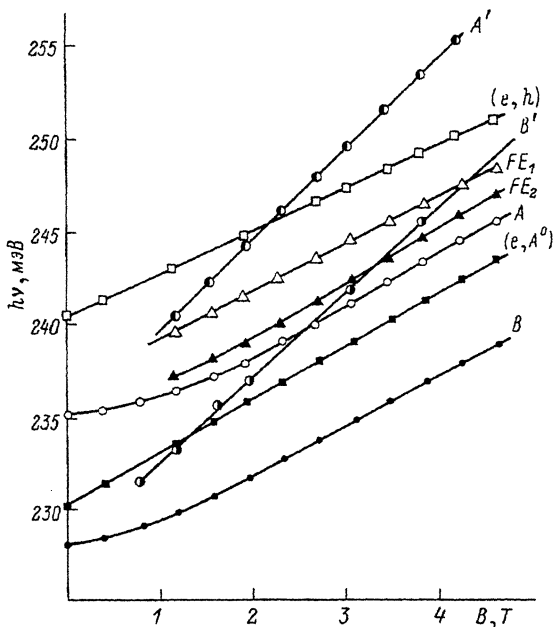


Рис. 5. Зависимости энергетического положения максимумов полос излучения от магнитного поля.

кристаллов InSb. В спектре ФЛ нетравленной подложки не наблюдается появления полос излучения свободных экситонов во всем диапазоне используемых нами магнитных полей (рис. 4).

Отсутствие излучения свободных экситонов в материале подложки с достаточно низкой концентрацией дырок  $p = 7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  связано, по-видимому, с сильной компенсацией. В пользу такого предположения свидетельствуют температурные исследования спектров ФЛ подложки. На рис. 6 представлены спектры подложки InSb при различных температурах в интервале 2—15 К. Если проследить за изменением полуширины  $\Delta E$  полос излучения в зависимости от температуры, то можно заметить, что полуширина полос излучения подложки изменяется немонотонно. На вставке к рис. 6 представлено изменение полуширины полосы  $A$  от температуры. Видно, что в интервале 3—5 К происходит достаточно резкое изменение полуширины полосы излучения. Такое немонотонное изменение может быть связано с переходом от коррелированного распределения зарядов по примесным состояниям к хаотическому при увеличении температуры [6]. По характерной температуре перехода, а также отношению высокотемпературной величины полуширины к низкотемпературной, согласно [6], можно оценить концентрацию примеси и определить степень компенсации. По данным, приведенным на рис. 6, концентрация акцепторов в исследованной нами подложке InSb составляет  $p \approx 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , а степень компенсации  $K = N_D / N_A \approx 0.8$ . Высокая степень компенсации в данном материале не позволяет наблюдать в нем свободных экситонов. Поэтому рекомбинация свободных экситонов происходит, по-видимому, в эпитаксиальной пленке, что свидетельствует о ее совершенстве.

На основании проведенных исследований можно сделать вывод, что исследование излучательной рекомбинации в узкозонных полупроводниках, каким является антимонид индия, имеет отличительные особенности, состоящие в том, что:

а) при высоком уровне возбуждения излучательная рекомбинация в приповерхностной области подавлена межзонной оже-рекомбинацией;

б) наблюдение мелких связанных состояний в спектре ФЛ возможно при рекомбинации на достаточно большом удалении от поверхности, где они экранируются большой концентрацией неравновесных электронов и дырок

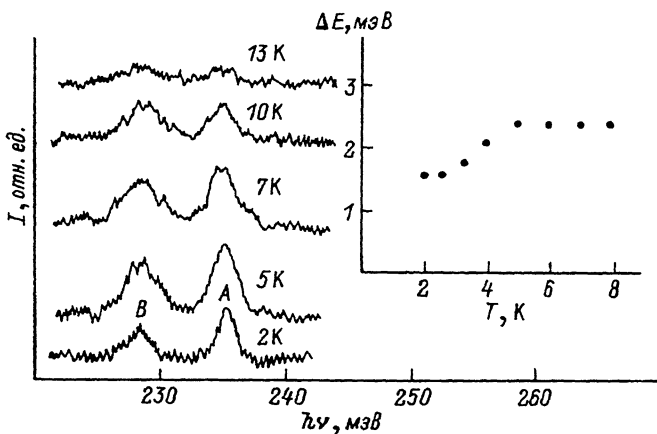


Рис. 6. Спектры ФЛ квазиполуизолирующей подложки при различных температурах. На вставке — зависимость полуширины  $\Delta E$  полосы излучения А от температуры.

в) в то же время присутствие в спектре ФЛ мелких связанных состояний зависит от состояния поверхности, так как при большой скорости поверхностной рекомбинации носители не достигают тех областей объема, где мелкие состояния не экранируются фотовозбужденными носителями заряда.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ivanov-Omskii V. I., Petroff I. F., Smirnov V. A., Yuldashev Sh. U., Stradling R. A. // *Semicond Sci. a. Techn.* 1992. V. 7. N 5.
- [2] Кохановский С. И., Канская Л. М., Сейсян Р. П., Эфрос Ал. Л. // *ФТП*. 1981. Т. 15. В. 9. С. 1854—1857.
- [3] Kaplan R. // *Sol. St. Comm.* 1973. V. 12. P. 191—196.
- [4] Алмазов А. А., Малютенко В. К., Федоренко Л. Л. // *ФТП*. 1983. Т. 17. В. 7. С. 1211—1216.
- [5] Сейсян Р. П., Юлдашев Ш. У. // *ФТТ*. 1988. Т. 30. В. 1. С. 12—22.
- [6] Барановский С. Д., Гельмонт Б. Л., Голубев В. Г., Иванов-Омский В. И., Осутин А. В. // *ФТП*. 1989. Т. 23. В. 8. С. 1434—1440.
- [7] Зегря Г. Г., Харченко В. А. // *ЖЭТФ*. 1992. Т. 101. В. 1. С. 342—358.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе РАН  
Санкт-Петербург  
Имперский колледж  
Лондон

Получена 1.10.1991  
Принята к печати 3.10.1991