

## Моделирование расширенного основания эмиссионных линий в спектрах НII областей

© Я.О. Ананьев,<sup>1,2</sup> О.А. Куричин,<sup>1</sup> А.В. Иванчик<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический Институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский национальный исследовательский академический университет им. Ж.И. Алферова РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: yarik.ananьев@mail.ru

Поступило в Редакцию 5 мая 2025 г.

В окончательной редакции 28 июля 2025 г.

Принято к публикации 9 августа 2025 г.

Проведено моделирование профиля добавочной уширенной спектральной компоненты у эмиссионных линий областей НII в районе континуума. Предложена простая физическая модель для описания эмиссионных профилей линий, а также проведено моделирование наблюдаемого профиля линий на реальных спектрографах. Показано, что для обработки данных SDSS и DESI интегральный профиль линии, связанный с расширяющимися оболочками, может быть описан одной гауссовой функцией. Тестовая обработка спектров с учетом этого эффекта показала, что пренебрежение широкой компонентой при моделировании профилей линий может приводить к ошибке в измеряемых потоках на величину до 10%, что, в свою очередь, может приводить к заметным систематическим сдвигам оценок физических параметров областей НII. Предложенный метод может быть включен в процедуры автоматической обработки и анализа большого количества спектров с низким и средним спектральным разрешением.

**Ключевые слова:** эмиссионные линии, НII области, карликовые галактики.

DOI: 10.61011/JTF.2025.12.61795.239-25

### Введение

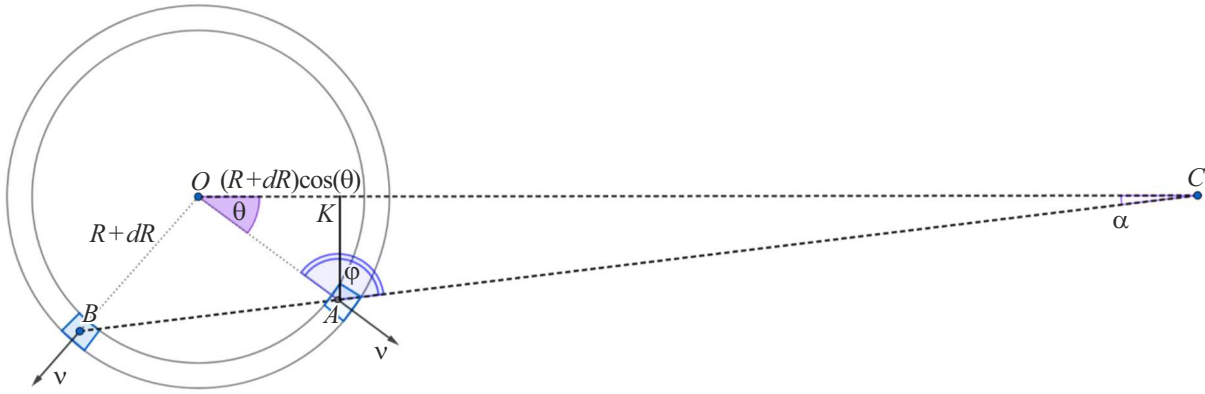
Области НII — это зоны ионизированного водорода, возникающие вокруг молодых горячих звезд спектральных классов О и В. Их излучение ионизует окружающий газ, а при рекомбинации атомов водорода и других элементов возникают характерные эмиссионные линии серии Бальмера ( $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  и др.) и запрещенные линии металлов ([OIII]4959/5007 Å, [NII]6548/6584 Å и др.).

Моделирование эмиссионных линий в спектрах областей НII является важным инструментом для изучения физических свойств и химического состава этих объектов. В малометаллических компактных голубых карликовых галактиках находится большое количество молодых звезд О и В классов, что дает возможность рассматривать их спектр как суммарный спектр многих областей НII. Карликовые голубые галактики являются крайне интересными объектами с точки зрения наблюдательной космологии: анализируя их спектры, можно получать оценки на распространенности первичного гелия-4 [1–4], получать оценку на современное значение постоянной Хаббла [5,6] и т.д. Ключевой сложностью при обработке спектров этих объектов является необходимость поправки на большое число систематических эффектов, приводящих к отличию между наблюдаемыми и испускаемыми потоками эмиссионных линий в таких объектах.

Одним из таких эффектов является наличие уширенной компоненты эмиссионных линий. Этот эффект ранее описывался в ряде работ в применении к анализу

профилей линий  $H_\alpha$  для получения точной оценки собственной ширины линии, которая, в свою очередь, параметризует дисперсию скоростей в объекте [7,8]. При этом в работах, посвященных анализу карликовых галактик для космологических исследований [1–6], этот эффект игнорировался. Игнорирование этого эффекта может приводить к систематическим сдвигам в получаемых оценках, что недопустимо в современной прецензионной космологии, когда борьба идет за субпроцентную точность оценок космологических параметров.

В работе [9] было показано, что видимая добавочная компонента связана с излучением в оболочках расширяющихся областей НII. Расширение происходит из зоны ионизированного водорода НII с характерной температурой  $T_{HII} = 10^4$  К в зону атомарного водорода  $H\text{I}T_{HI} = 10^2$  К из-за разницы давлений по обе стороны ионизационного фронта. Уравнения эволюции расширяющейся области НII подробно описаны в классической работе [10]. До сих пор продолжают поиски наиболее полной модели расширяющейся области НII, современные численные и аналитические модели представлены в работе [11]. Эффект уширенного основания эмиссионных линий подробно исследован на небольшой выборке областей НII в хорошем разрешении в работах [7,8,12]. В этих работах исследовался профиль линии  $H_\alpha$ , и дополнительные спектральные компоненты подбирались вручную для достижения наилучшего согласования модельного профиля линии с наблюдаемым для каждого индивидуального объекта. Настоящая работа посвящена разработке простой и эффективной модели описания



**Рис. 1.** Модель расширяющейся области НII.  $C$  — положение наблюдателя,  $R$  — радиус основной области,  $\alpha$  — угловой размер,  $\varphi: [0, \frac{\pi}{2}]$  — угол между  $v$  и  $CB$  (движение от наблюдателя);  $[\frac{\pi}{2}, \pi]$  — угол между  $v$  и  $CA$  (направление на наблюдателя).

уширенной спектральной компоненты эмиссионных линий областей НII, которая могла бы быть включена в коды автоматической обработки большого количества спектров с низким и средним спектральным разрешением (например, спектры из каталогов SDSS и DESI), а также оценке величины систематического сдвига, появляющегося при игнорировании этого эффекта.

## 1. Модель расширяющейся области НII

Для аналитического описания данного явления была рассмотрена классическая сфера Стремгrena (см. [9]), расширяющаяся в облако атомарного водорода НI.

При однородном и изотропном расширении со скоростью  $v$  одна часть объема оболочки движется по направлению к наблюдателю, а другая часть — от наблюдателя, что дает два добавочных вклада в интегральный поток эмиссионных линий. Рассмотрим элемент объема  $dV = R dR d\theta$ , движущийся от наблюдателя (точка В на рис. 1). Интенсивность излучения этого участка

$$\int dI_u = \int j_u dV = F_u \int_{\frac{\pi}{2}-\alpha}^{\pi} \psi_u(\theta) d\theta,$$

где  $F$  — значение потока на заданной  $u$ , оно является фитуемым параметром модели, а  $\psi_u(\theta) = e^{-\frac{(u-v_0)^2}{2\sigma^2}}$  — профиль линии со смещением от центра линии  $v_0 = v \cdot \cos(\varphi)$ . Согласно рис. 1,  $\theta = \pi - \varphi - \alpha$ , тогда для перехода к интегралу по  $\varphi$  получим  $\frac{d\theta}{d\varphi} = -1 - \frac{d\alpha}{d\varphi}$ . По теореме синусов в  $\triangle BOC$  получаем  $\sin(\alpha) = \frac{R+dR}{D} \sin(\varphi) \Rightarrow \alpha = \arcsin\left(\frac{R+dR}{D} \sin(\varphi)\right)$ , где расстояние до объекта от наблюдателя  $D \gg R$ . Введем параметр  $A = \frac{R+dR}{D}$ , после несложных преобразований и разложения в ряд по  $A$ , получим

$$\frac{d\theta}{d\varphi} = -1 - A \cos(\varphi).$$

Подставляя это выражение в уравнение для интенсивности, получим профиль вклада в суммарный поток в

линии для части оболочки, двигающейся от наблюдателя:

$$I_{from} \sim \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-\frac{(u-v \cdot \cos(\varphi))^2}{2\sigma^2}} (1 + A \cos(\varphi)) d\varphi.$$

Аналогично получим профиль вклада для части, двигающейся к наблюдателю:

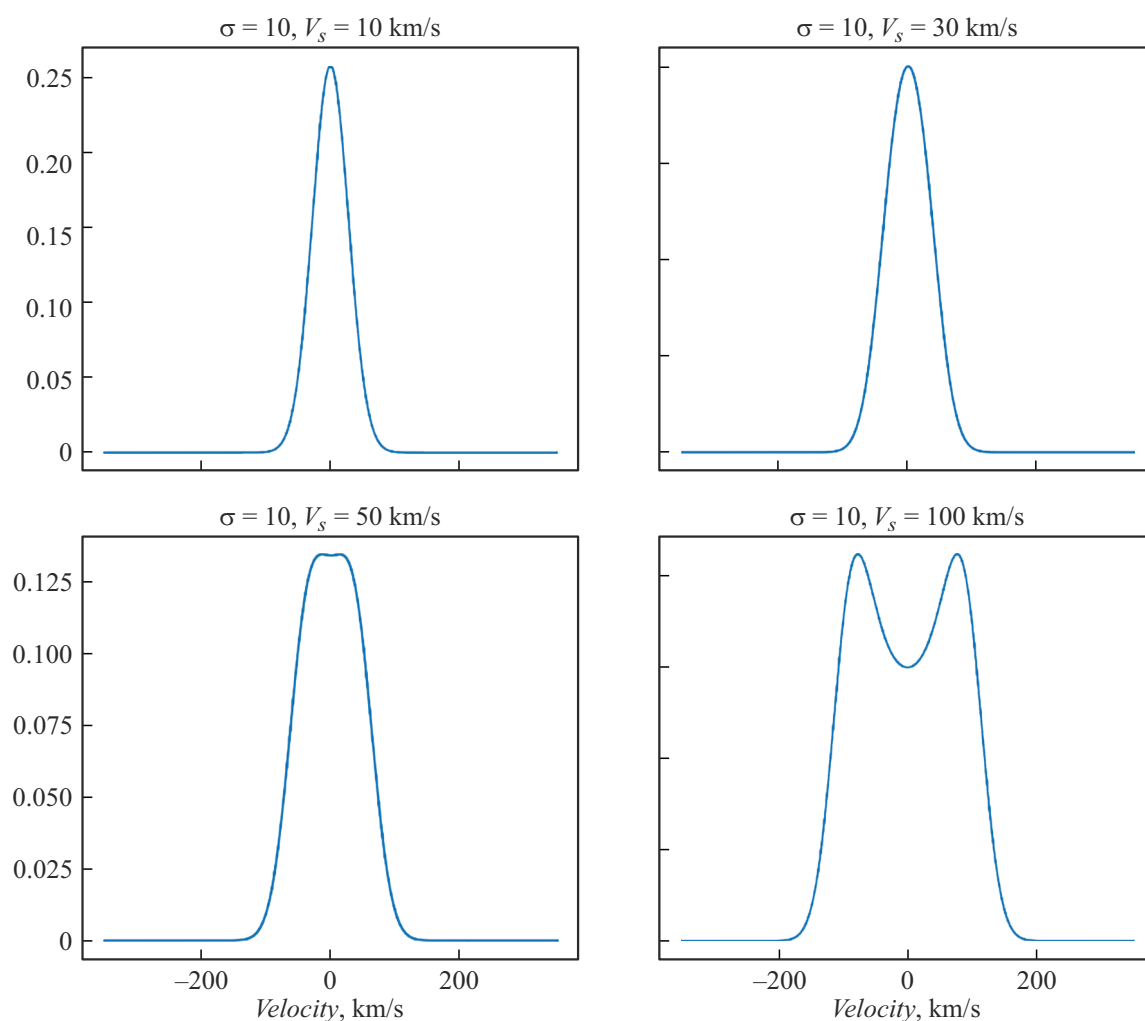
$$I_{at} \sim \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-\frac{(u+v \cdot \cos(\varphi))^2}{2\sigma^2}} (1 - A \cos(\varphi)) d\varphi.$$

Заметим, что профиль широкой добавочной компоненты зависит от скорости движения расширяющейся оболочки, внутренней дисперсии скоростей в ней и углового размера объекта. В рамках поставленной задачи мы не будем учитывать угловой размер, считая его достаточно малым. Полученные профили линий в рамках этой простой модели отлично согласуются с результатами полного гидродинамического моделирования расширяющихся оболочек, выполненного с помощью кода ZEUS [7].

## 2. Влияние аппаратной функции телескопа

Определив вид широкой добавочной компоненты для эмиссионных линий НII областей, мы можем выяснить, как будет выглядеть сумма двух вкладов расширяющейся оболочки с учетом инструментальной дисперсии  $\sigma_{inst}$ , считая аппаратную функцию гауссовой, что часто верно для оптических телескопов. В качестве примера была выбрана дисперсия скоростей  $\sigma = \sqrt{\frac{kT_{HI}}{m_p}} = 10 \text{ km/s}$  и  $\sigma_{inst} = 25 \text{ km/s}$ , результат свертки двух вкладов добавочной компоненты представлен на рис. 2.

При характерной скорости расширения оболочки  $v = 13 \text{ km/s}$  видимое отличие результирующего профиля от функции Гаусса не наблюдается вплоть до значений



**Рис. 2.** Свертка профилей  $I_{from}$  и  $I_{at}$  добавочной компоненты с дисперсией скоростей  $\sigma = 10$  km/s в оболочке, движущейся со скоростью  $V_s$ , с аппаратной функцией с  $\sigma_{inst} = 25$  km/s.

$\sigma_{inst} = 6$  km/s, поэтому моделирование исследуемого эффекта в большинстве случаев можно проводить, не разделяя добавочный вклад на две составляющих  $I_{from}$  и  $I_{at}$ .

### 3. Моделирование реального спектра

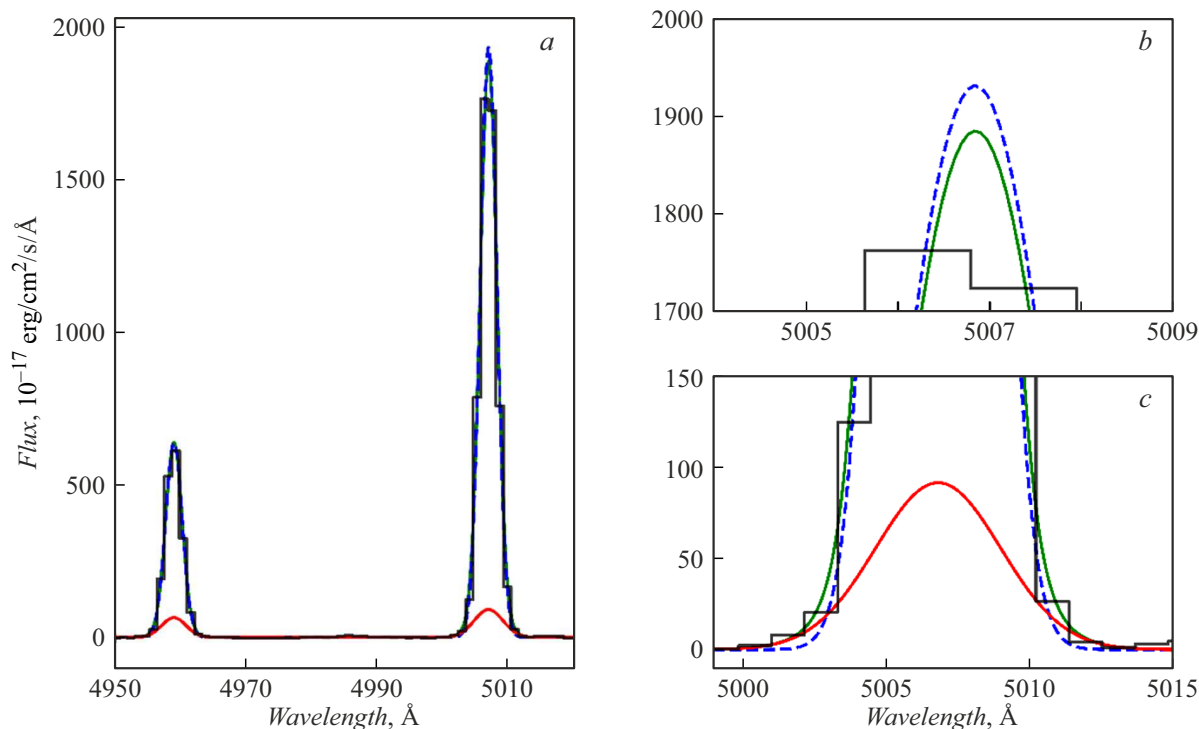
Мы показали, что для моделирования эмиссионной линии с широкой добавочной компонентой в спектрах голубых карликовых галактик из каталога SDSSDR17 [13] достаточно найти параметры суммы двух гауссианов заданной линии, так как инструментальное уширение этого телескопа  $\sigma_{inst} = 69$  km/s.

В качестве примера представлено моделирование профилей самых мощных линий [ОП] 4959/5007 Å в галактике J1227 + 5137 с красным смещением  $z = 0.044$  на рис. 3. Широкая компонента имеет низкую собственную интенсивность, поскольку объем расширяющейся оболочки мал по сравнению с объемом основной области ионизированного водорода, и большую ширину линии, так как дисперсия скоростей в основной области мень-

ше, чем в расширяющейся части, в силу чего не всегда удастся учесть исследуемую поправку в менее мощных линиях. Оптимальные параметры профилей определяются с помощью метода Монте-Карло, оценка достоверности фитирования осуществляется по критерию  $\chi^2$ . Игнорирование учета широкой компоненты приводит к тому, что при моделировании эмиссионных линий интегральный поток  $F$  имеет завышенное значение, так как на самом деле является суммой собственного потока линии и потока добавочной компоненты. В представленных на рис. 3 линиях значение  $F$  отличается на 10 % без учета и с учетом эффекта уширения, а систематическая ошибка моделирования уменьшается в два раза. Аналогичные результаты получены для выборки галактик из работы [4].

### Заключение

В работе проведено исследование влияния излучения оболочки расширяющейся области НП на наблюдаемый



**Рис. 3.** Дублет [ОIII] 4959/5007 Å в галактике J1227 + 5137 (a); b, c — фрагменты линии 5007 Å и ее компонент в увеличенном масштабе. Синяя линия — моделирование без учета добавочной компоненты; зеленая линия — суммарный профиль линии с добавочной компонентой; красная линия — профиль добавочной компоненты.

спектр. В рамках простой модели был получен вид профиля добавочной широкой компоненты, а также рассмотрены его свертки с различными аппаратными функциями телескопа. Был проведен сравнительный анализ моделирования наиболее мощных эмиссионных линий с учетом и без учета нового эффекта. Результаты работы показывают необходимость включения исследуемого эффекта в будущие фотоионизационные модели НII областей. Это позволит уменьшить систематическую ошибку в определяемых параметрах областей НII.

### Финансирование работы

Работа выполнена за счет гранта Российского научно-го фонда № 23-12-00166.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] E. Aver, K.A. Olive, E.D. Skillman. *JCAP*, **07**, 011 (2015). DOI: 10.1088/1475-7516/2015/07/011
- [2] T. Hsyu, R.J. Cooke, J.X. Prochaska, M. Bolte. *ApJ*, **896**, 77 (2020). DOI: 10.3847/1538-4357/ab91af
- [3] A. Matsumoto, M. Ouchi, K. Nakajima, M. Kawasaki, K. Murai, K. Motohara, Yu. Harikane, Yo. Ono, K. Kushibiki, Sh. Koyama. *ApJ*, **941**, 167 (2022). DOI: 10.3847/1538-4357/ac9ea1
- [4] O.A. Kurichin, P.A. Kisilitsyn, V.V. Klimenko, S.A. Balashev, A.V. Ivanchik. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **502** (2), 3045 (2021). DOI: 10.1093/mnras/stab215
- [5] D. Fernández-Arenas, R. Chávez. *Mon. Not. R. Astron. Soc. Lett.*, **425**, L56 (2024). DOI: 10.1007/978-981-99-0177-7\_13
- [6] Я.О. Ананьев, О.А. Куричин, А.В. Иванчик. *ЖТФ*, **94** (12), 2066 (2024). DOI: 10.61011/JTF.2024.12.59262.393-24
- [7] M. Relaño, J.E. Beckman, A. Zurita, M. Rozas, C. Giammanco. *A&A*, **431** (2), 235 (2005). DOI: 10.1051/0004-6361:20040483
- [8] M. Relaño, J.E. Beckman, O. Daigle, C. Carignan. *A&A*, **467**, 1117 (2007). DOI: 10.1051/0004-6361:20065815
- [9] D.E. Osterbrock, G.J. Ferland. *Astrophysics Of Gas Nebulae and Active Galactic Nuclei* (University Science Books, 2006), p. 152.
- [10] J.H. Oort, L. Spitzer (Jr). *Astrophys. J.*, **121**, 6 (1955). DOI: 10.1086/145958
- [11] A.C. Raga, J. Cantó, L.F. Rodríguez. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **419** (1), L39 (2012). DOI: 10.1111/j.1745-3933.2011.01173.x
- [12] M. Rozas, M.G. Richer, W. Steffen, G. García-Segura, J.A. López. *A&A*, **467** (2), 603 (2007). DOI: 10.1051/0004-6361:20065262
- [13] M.R. Blanton. *Astron. J.*, **154** (1), id. 28 (2017). DOI: 10.3847/1538-3881/aa7567