

Резонансное усиление эмиссии поляризованных электронов

© Л.Г. Герчиков[¶], Ю.А. Мамаев, Ю.П. Яшин, Д.А. Васильев, В.В. Кузьмичев, В.М. Устинов⁺,
А.Е. Жуков⁺, А.П. Васильев^{*}, В.С. Михрин^{*}

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

⁺ Санкт-Петербургский физико-технический научно-образовательный центр Российской академии наук,
195220 Санкт-Петербург, Россия

^{*} Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 24 июня 2008 г. Принята к печати 8 июля 2008 г.)

Исследовано резонансное усиление квантового выхода поляризованных электронов из фотокатодов на основе короткопериодных напряженных полупроводниковых сверхрешеток. Сверхрешетка является частью оптического резонатора Фабри–Перо, образованного внешней поверхностью фотокатода и распределенным брэгговским рефлектором. Наблюдается увеличение квантового выхода на порядок в области длин волн, соответствующей максимальному значению степени поляризации фотоэмиссии.

PACS: 68.65.Cd, 72.25.Dc, 72.25.Fe, 72.25.Rb

1. Введение

Напряженные полупроводниковые сверхрешетки (СР) являются в настоящее время основой для создания высокоэффективных источников поляризованных электронов [1], находящих применение в различных областях современной физики — от физики элементарных частиц до физики твердого тела. Эмиссия поляризованных электронов возникает в результате оптической ориентации фотоэлектронов в СР при межзонном поглощении циркулярно поляризованного света [2] и образования на поверхности GaAs отрицательного электронного сродства (ОЭС) при активировании поверхности цезием и кислородом [3]. Причиной генерации электронов с поляризацией более 50% является энергетическое расщепление валентной зоны на подзоны тяжелых и легких дырок. В напряженных СР это расщепление возникает в результате комбинации двух эффектов: деформационного расщепления валентной зоны под действием внутреннего напряжения СР и размерного квантования спектра тяжелых и легких дырок в СР. Значительное, более 50 мэВ, расщепление валентной зоны приводит к высокой начальной степени поляризации фотоэлектронов. Прогресс в проектировании и изготовлении напряженных СР в последние годы привел к созданию источников электронов с максимальной степенью электронной поляризации более 90% [4–6].

Однако даже в наилучших фотокатодах величина квантового выхода Y не превышает 0.8%. Высокая электронная поляризация P достигается при относительно малом Y . Максимальная степень спиновой ориентации электронов возникает на пороге поглощения, где коэффициент поглощения весьма мал. Имеются также ограничения на допустимые толщины напряженных СР из-за возможного возникновения структурных дефектов, ведущих к релаксации результирующего напряжения,

малому остаточному напряжению и низкой степени поляризации [7]. Таким образом, толщина слоя фотокатода на основе напряженной СР оказывается намного меньше длины фотопоглощения и большая часть света теряется при поглощении в подложке. Это обстоятельство серьезно ограничивает токи фотоэмиссии и не позволяет получить пучки поляризованных электронов высокой интенсивности, необходимые для современных экспериментов физики высоких энергий. Простое увеличение интенсивности приложенного лазерного облучения не решает проблемы. Действительно, поскольку большая часть излучения теряется в подложке, увеличение интенсивности света приводит к сильному перегреву фотокатода.

Чтобы преодолеть этот существенный недостаток, были предложены фотокатоды с распределенным брэгговским рефлектором (РБР), помещенным на тыльной стороне фотоэмиттера перед подложкой [8–11]. В таких структурах РБР отражает падающий на него циркулярно поляризованный свет обратно к поверхности фотоэмиттера, где $\sim 30\%$ интенсивности света отражается обратно в фотокатод, и т.д. Фактически рабочая область фотокатода оказывается помещенной в оптический резонатор Фабри–Перо. Толщина резонатора подбирается из условия совмещения оптического резонанса с положением максимума поляризации, т.е. с краем фотопоглощения СР.

В данной работе мы исследуем две полупроводниковые гетероструктуры, представляющие собой напряженные СР, помещенные в оптический резонатор Фабри–Перо. Сверхрешетка первой структуры была выращена на основе системы InAlGaAs/GaAsP с частичной компенсацией напряжения. Компенсация напряжения в СР достигалась выбором такого состава гетерослоев СР, который позволял получить напряжение в барьере GaAs_{1-z}P_z, противоположное напряжению в слое квантовой ямы In_yAl_xGa_{1-x-y}As [12]. Второй фотокатод был изготовлен на основе СР InAlGaAs/AlGaAs с напря-

[¶] E-mail: lgerchikov@rambler.ru

женными квантовыми ямами [6]. В данной структуре напряжение квантовых ям InAlGaAs в совокупности с размерным квантованием валентной зоны позволяет получить большое значение расщепления мини-зон легких и тяжелых дырок, что приводит к высокой степени поляризации электронов.

2. Выбор структуры и технология изготовления фотокатодов

Структура фотокатода на основе СР с компенсированным напряжением показана на рис. 1. Нами были изготовлены две структуры — с РБР и без него. Фотокатоды выращивались на подложке *p*-GaAs (100) методом металлоорганической эпитаксии из газовой фазы. Фотокатод содержал РБР-зеркало, состоящее из 22 пар чередующихся слоев $\text{Al}_{0.19}\text{Ga}_{0.81}\text{As}$ и AlAs толщиной $\lambda/4$. Над зеркалом выращивался буфер $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ толщиной 500 нм, который служил одновременно и подложкой для напряженной СР и основным объемом оптического резонатора. Сверхрешетка содержала 20 пар слоев $(\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.84})_{0.82}\text{In}_{0.18}\text{As}$ и $\text{GaAs}_{0.83}\text{P}_{0.17}$. Слои $(\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.84})_{0.82}\text{In}_{0.18}\text{As}$, являющиеся квантовыми ямами как для электронов, так и для дырок, сжаты в плоскости гетерослоя и растянуты вдоль оси СР. Слои $\text{GaAs}_{0.83}\text{P}_{0.17}$, выполняющие роль барьеров, растянуты в плоскости СР. Сверхрешетка была легирована Zn до уровня $7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Концентрация In определяет деформацию слоя InAlGaAs, и ее величина выбиралась так, чтобы обеспечить достаточную величину дефор-

мационного расщепления валентной зоны в материале квантовой ямы. Добавление Al в состав слоя квантовой ямы не меняет величину ее деформации, но позволяет сместить порог поглощения до требуемой длины волны $\lambda = 850 \text{ нм}$. Содержание фосфора в барьере выбиралось таким, чтобы лучше компенсировать деформационное напряжение в квантовой яме. Толщины слоев выбирались из соображений получения оптимального значения величины расщепления валентной зоны для данных составов слоев и обеспечения достаточной проницаемости барьеров для фотоэлектронов. Над СР выращивался финальный слой GaAs толщиной 6 нм, легированный до уровня $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Высокий уровень легирования необходим для получения сильного изгиба зон в области объемного заряда (ООЗ) вблизи поверхности фотокатода. Это облегчает создание ОЭС на поверхности фотокатода при ее активации Cs и O_2 .

Фотокатод с напряженными квантовыми ямами имел схожую структуру. РБР был выращен также методом металлоорганической эпитаксии из газовой фазы, а буфер и СР, содержащая 12 периодов $\text{Al}_{0.19}\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.61}\text{As}$ (5.4 нм)/ $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ (2.1 нм), выращивались на РБР методом молекулярно-пучковой эпитаксии. В отличие от СР с компенсированной деформацией в данной СР слои барьеров $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ не напряжены. Вся деформация сосредоточена в слоях квантовых ям $\text{Al}_{0.19}\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.61}\text{As}$. Оптимизация состава и толщин слоев СР проводилась с целью достичь максимального расщепления валентной зоны при минимальном риске образования дислокаций и структурных дефектов и обеспечить достаточную подвижность электронов вдоль оси СР.

Чтобы подобрать оптимальную структуру фотокатода, нами рассчитывались энергетический спектр электронов и дырок в СР, спектр поляризации *P* фотоэлектронов и спектр квантового выхода с учетом многократных отражений света в резонаторе, а также спектр отражения света от поверхности фотокатода. Энергетический спектр СР и коэффициент поглощения света рассчитывались на основе 8-зонной модели Кейна, включающей зону проводимости, зоны тяжелых и легких дырок, спин-орбитально отщепленную зону [13]. Распределение интенсивности света в фотокатод и коэффициент отражения рассчитывались с помощью метода матриц переноса [14].

3. Эксперимент

Для экспериментального исследования фотоэмиссии поляризованных электронов использовался автоматизированный комплекс, созданный на основе промышленной установки УСУ-4 [15]. Комплекс включает в себя двухкамерную вакуумную установку с четырехступенчатой системой откачки, источник циркулярно поляризованного света, детектор поляризации эмиттируемых электронов и блок компьютерного управления. Исследуемый образец через шлюзовую систему помещается в камеру обработки, где происходит подготовка его

As cap		
GaAs	BBR	6 nm
$(\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.84})_{0.82}\text{In}_{0.18}\text{As}$	SL 20×	4 nm
$\text{GaAs}_{0.83}\text{P}_{0.17}$		6 nm
$\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$	Buffer	500 nm
GaAs		20 nm
AlAs	DBR 22×	71 nm
$\text{Al}_{0.19}\text{Ga}_{0.81}\text{As}$		58 nm
GaAs (100)-substrate, Zn		

Рис. 1. Структура фотокатода на основе сверхрешетки с компенсированной деформацией. SL — сверхрешетка, SCR — область объемного заряда, DBR — распределенный брэгговский рефлектор.

поверхности. Для термической очистки поверхности образец помещают перед нагревателем в виде вольфрамовой спирали и в течение 1 ч выдерживают при температуре 500–600°C для удаления защитной пленки As и различных загрязнений с поверхности. Затем образец переводят в положение активировки, где для понижения работы выхода и создания отрицательного электронного сродства на его атомно-чистую поверхность напыляют субмонослой цезия и кислорода.

В качестве источника циркулярно поляризованного света использовалась ксеноновая лампа ДКСШ-200 с монохроматором и системой формирования циркулярно поляризованного света с длиной волны, программно перестраиваемой в пределах 360–1200 нм. Пучок поляризованных электронов через систему электронной оптики направляется на вход детектора Мотта, с помощью которого измеряется степень поляризации пучка. В установке использовался детектор Мотта с рабочим напряжением 30 кВ.

4. Анализ результатов

Зависимости степени поляризации P и квантового выхода Y от длины волны возбуждающего света λ для фотоэмиттеров с напряженными квантовыми ямами представлены на рис. 2. Спектры поляризации для образцов с РБР и без него довольно близки. Зависимости $P(\lambda)$ имеют все типичные особенности, характерные для фотоэмиссионных кривых СР: высокий поляризационный пик на крае поглощения и второй, меньший пик, соответствующий высокоэнергетическим переходам из второй мини-зоны тяжелых дырок во вторую электронную мини-зону [13]. Однако спектры квантового выхода двух образцов существенно различаются. В то время как образец без РБР имеет плавно возрастающий (с уменьшением длины волны света) квантовый выход с резким перегибом у порога поглощения, в поведении $Y(\lambda)$ структуры с РБР наблюдаются дополнительные резонансы. Они вызваны увеличением напряженности

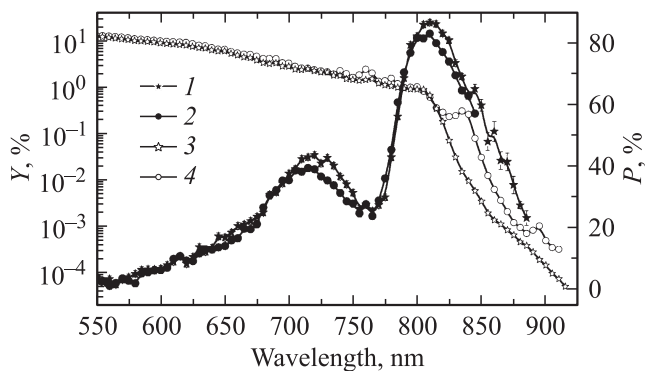


Рис. 2. Зависимости от длины волны степени поляризации $P(\lambda)$ (1, 2) и квантового выхода фотоэмиссии $Y(\lambda)$ (3, 4). 1, 3 — фотокатод с напряженными квантовыми ямами без РБР, 2, 4 — с РБР.

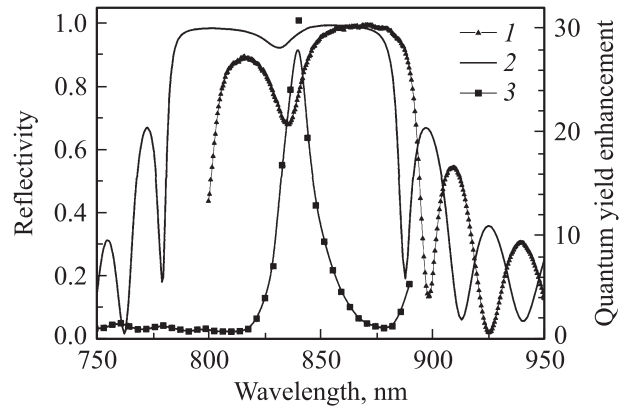


Рис. 3. Спектры отражения света для фотокатода с напряженными квантовыми ямами и РБР: 1 — экспериментальные значения, 2 — расчет. 3 — усиление квантового выхода фотоэмиссии.

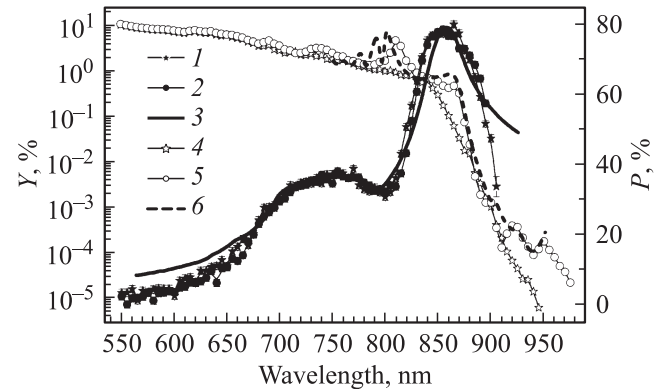


Рис. 4. Зависимости от длины волны степени поляризации $P(\lambda)$ (1, 2, 3) и квантового выхода фотоэмиссии $Y(\lambda)$ (4, 5, 6) для фотокатодов с компенсированной деформацией. Эксперимент: 1, 4 — фотокатод без РБР; 2, 5 — фотокатод с РБР. 3, 6 — теоретический расчет.

электромагнитного поля в СР при длинах волн, соответствующих условию оптического резонанса в фотоэмиттере.

Для подтверждения этого факта нами был измерен спектр отражения света от фотокатода с РБР, представленный на рис. 3. Резонансное усиление фотопоглощения в СР на частоте оптического резонанса приводит к провалу в спектре отражения, что и наблюдается в эксперименте (рис. 3). Помимо спектра отражения, на рис. 3 представлена зависимость усиления квантового выхода образца с РБР по сравнению с фотокатодом без РБР. Коэффициент усиления определялся как отношение величин Y двух образцов. Положение провала в спектре отражения при $\lambda = 836$ нм, соответствующего условию оптического резонанса, практически совпадает с положением пика увеличения квантового выхода. Сплошной кривой на рис. 3 показан рассчитанный нами спектр отражения.

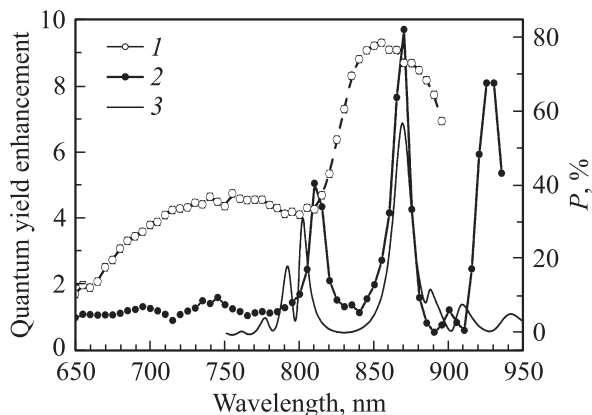


Рис. 5. Образец с компенсированной деформацией и РБР: 1 — степень поляризации фотоэмиссии $P(\lambda)$; 2 — резонансное усиление квантового выхода; 3 — результат расчета усиления квантового выхода.

На рис. 4 показаны спектры степени поляризации и квантового выхода для фотокатодов на основе СР с компенсированным напряжением. В дополнение к экспериментальным спектрам на рис. 4 показаны рассчитанные для образца с РБР спектры поляризации (сплошная кривая) и квантового выхода (штриховая кривая). Результаты, полученные для образцов со СР, в которой напряжения компенсированы, схожи с результатами, полученными для фотоэммиттеров с напряженными квантовыми ямами. Присутствие РБР и связанный с ним оптический резонанс практически не влияют на поляризацию фотоэлектронов, в то время как в поведении квантового выхода образца с РБР присутствует отчетливая резонансная структура. Соответствие пиков усиления квантового выхода оптическим резонансам подтверждается сравнением $Y(\lambda)$ как с расчетной кривой, так и со спектром отражения.

На рис. 5 показан коэффициент усиления квантового выхода, т.е. отношение величин Y для двух образцов с компенсированной деформацией, в зависимости от длины волны света. Для наглядности на этом рисунке мы поместили также кривую поляризации фотоэмиссии из образца с РБР. Пик резонансного увеличения квантового выхода при $\lambda = 870$ нм практически совпадает с положением главного поляризационного максимума. Таким образом, в данном образце наличие РБР привело к возрастанию квантового выхода поляризованных электронов практически в 10 раз.

Заслуживает внимания тот факт, что резонансное увеличение квантового выхода не приводит к снижению степени поляризации. Это говорит о высоком структурном качестве выращенных образцов. Поскольку стоячая волна в резонаторе Фабри–Перо очень чувствительна к сдвигу фаз в области резонанса, даже слабая анизотропия коэффициента преломления в плоскости гетерослоев приводит в результате многократных проходов светом резонатора к полной потере его поляризации.

В этом случае резонансный пик в зависимости $Y(\lambda)$ сопровождается провалом в кривой поляризации фотоэмиссии [9].

Отметим также, что использование РБР позволяет значительно снизить нагрев катода и получить в результате высокую интенсивность тока фотоэмиссии. В обычных фотокатодах только малая часть, $ad \ll 1$, входящей интенсивности света поглощается в рабочей области и используется для генерации фотоэлектронов (здесь a обозначает коэффициент поглощения света в СР, а d ее толщину). Так, например, для фотокатода с напряженной квантовой ямой значение ad не превышает 0.2 в области главного поляризационного максимума. Большая часть интенсивности лазерного излучения поглощается в подложке и приводит к нагреву структуры. В образце же с РБР вся интенсивность поглощенного лазерного излучения идет на фотогенерацию. Таким образом, фотоэммиттер с РБР может производить на $1/ad$ больше электронов при одинаковой температуре нагрева катода по сравнению с образцами без РБР.

5. Заключение

Мы разработали новый тип фотокатодов на основе напряженных полупроводниковых сверхрешеток, интегрированных в оптический резонатор Фабри–Перо, с высоким структурным качеством. Мы продемонстрировали десятикратное увеличение квантового выхода в области максимума электронной поляризации из-за многократных резонансных отражений от слоя РБР. Использование подобных структур позволит существенно увеличить интенсивность пучков в источниках поляризованных электронов.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ по проекту № Н.П.2.1.1.2215 программы „Развитие научного потенциала высшей школы“, а также Швейцарского национального научного фонда по гранту SNSF IB7420-111116.

Список литературы

- [1] A.V. Subashiev, Yu.A. Mamaev, Yu.P. Yashin, J.E. Clendenin. *Phys. Low-Dim. Structur.*, **1/2**, 1 (1999).
- [2] Б.П. Захарченя, Ф. Мейер. *Оптическая ориентация* (Л., Наука, 1989).
- [3] R.L. Bell. *Negative Electron Affinity Devices* (Oxford, University Press, 1973).
- [4] T. Nishitani, T. Nakanishi, M. Yamamoto, S. Okumi, F. Furuta, M. Miyamoto, M. Kuwahara, N. Yamamoto, K. Naniwa, O. Watanabe, Y. Takeda, H. Kobayakawa, Y. Takashima, H. Horinaka, T. Matsuyama, K. Togawa, T. Saka, M. Tawada, T. Omori, Y. Kurihara, M. Yoshioka, K. Kato, T. Baba. *J. Appl. Phys.*, **97**, 094 907 (2005).
- [5] Л.Г. Герчиков, Ю.А. Мамаев, А.В. Субашиев, Ю.П. Яшин, Д.А. Васильев, В.В. Кузьмичев, А.Е. Жуков, Е.С. Семенова, А.П. Васильев, В.М. Устинов. *ФТП*, **40**, 1361 (2006). [*Semiconductors*, **40**, 1326 (2006)].

- [6] Yu.A. Mamaev, L.G. Gerchikov, Yu.P. Yashin, D.A. Vasiliev, V.V. Kuzmichev, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, V.S. Mikhlin. *Proc. XIIIth Workshop on Polarized Sources and Targets* (Upton, N.Y., 2007). [AIP Conf. Proc., **980**, 85 (2008)].
- [7] J.W. Matthews, A.E. Blakeslee. *J. Cryst. Growth*, **27**, 118 (1974).
- [8] T. Saka, T. Kato, T. Nakanishi, M. Tsubata, K. Kishino, H. Horinaka, Y. Kamiya, S. Okumi, C. Takahashi, Y. Tanimoto, M. Tawada, K. Togawa, H. Aoyagi, S. Nakamura. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **32**, L1837 (1993).
- [9] J.C. Groebli, D. Oberli, F. Meier, A. Dommann, Yu. Mamaev, A. Subashiev, Yu. Yashin. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2106 (1995).
- [10] A.K. Bakarov, A.S. Jaroshevich, A.I. Toropov, H.E. Scheibler, A.S. Terekhov. *Proc. Int. Workshop PST 99* (Erlangen, Germany, 1999) p. 238.
- [11] J.S. Roberts, Yu.P. Yashin, Yu.A. Mamaev, L.G. Gerchikov, T. Maruyama, D.-A. Luh, J.E. Clendenin. *Proc. 14th Int. Conf. „Nanostructures: Physics and Technology“* (St. Petersburg, 2006) p. 248.
- [12] A.V. Subashiev, L.G. Gerchikov, Yu.A. Mamaev, Yu.P. Yashin, J.S. Roberts, D.-A. Luh, T. Maruyama, J.E. Clendenin. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 171911 (2005).
- [13] A.V. Subashiev, L.G. Gerchikov, A.I. Ipatov. *J. Appl. Phys.*, **96**, 1511 (2004).
- [14] M. Born, E. Wolf. *Principles of Optics* (N.Y., Pergamon Press, 1991) p. 61.
- [15] Yu.P. Yashin, A.N. Ambrajei, Yu.A. Mamaev. *Instrum. Exp. Tech.*, **43**, 245 (2000).

Редактор Л.В. Шаронова

Resonance enhancement of spin-polarized electron photoemission

L.G. Gerchikov, V.V. Kuz'michev, Yu.A. Mamaev, D.A. Vasiliev, Yu.P. Yashin, V.M. Ustinov⁺, A.E. Zhukov⁺, A.P. Vasiliev*, V.S. Mikhlin*

St. Petersburg State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia
⁺ St. Petersburg Physics and Technology Centre
for Research and Education,
Russian Academy of Sciences,
195220 St. Petersburg, Russia
* Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Resonance enhancement of the quantum efficiency of new polarized electron photocathodes based on a short-period strained superlattice structures is reported. The superlattice is a part of an integrated Fabry–Perot optical cavity. We demonstrate that the Fabry–Perot resonator enhances the quantum efficiency by the order of magnitude in the wavelength region of the main polarization maximum.