

07;11

Фотоэлектрический скин-эффект в проводящих пленках

© В.А. Александров

Институт прикладной механики УрО РАН,
426067 Ижевск, Россия
e-mail: ava@udman.ru

(Поступило в Редакцию 19 ноября 2007 г.)

Рассмотрено воздействие мощного лазерного излучения на поверхность проводящих пленок как взаимодействие фотонов со свободными электронами в скин-слое пленок, которое приводит к возникновению продольного и поперечного токов, зависящих от интенсивности пучка лазера, концентрации свободных электронов в материале пленки и угла падения пучка лазера на поверхность пленки. Экспериментально наблюдаемое явление фотоэлектрического эффекта в нанографитных пленках, ранее объясняемое эффектом оптического выпрямления, из-за металлической проводимости графита может быть обусловлено продольным фотоэлектрическим скин-эффектом.

PACS: 61.80.Ba, 73.50.Pz, 73.63.Bd

Введение

В последнее время появились работы, в которых сообщается о наблюдении фотоэлектрического эффекта в нанографитных пленках — возникновении ЭДС при воздействии импульсами лазера [1–3]. Как показывают экспериментальные данные, величина ЭДС сильно зависит от пространственной ориентации поверхности пленок и пучка лазера. Максимальное значение ЭДС на электродах, находящихся параллельно на поверхности пленки, наблюдается в том случае, когда плоскость поляризации лазерного излучения с p -поляризацией перпендикулярна электродам, а углы падения пучка лазера составляют около $\pm 50^\circ$, которые близки значениям $\alpha = \pm \pi/4$. Знак ЭДС изменяется при изменении угла падения импульсов лазера относительно нормали к поверхности пленки. Так как в экспериментах форма импульса ЭДС на электродах повторяет форму огибающей импульса лазера, полученные результаты авторы объясняют эффектом оптического выпрямления.

Под явлением оптического выпрямления, сопровождающимся генерацией второй гармоники, понимают возникновение диэлектрической поляризации в нелинейной среде, а также в сегнетоэлектрических и полупроводниковых кристаллах при прохождении в них достаточно мощного сверхкороткого импульса лазера [4]. Оптическое выпрямление в полупроводниковых материалах при воздействии фемтосекундными лазерными импульсами приводит к терагерцовому излучению [5–7], что представляет интерес для создания приборов терагерцовой спектроскопии. Для получения эффекта оптического выпрямления и генерации терагерцового излучения нелинейными и полупроводниковыми кристаллами обычно используют сверхкороткие импульсы лазерного излучения длительностью около 100 fs при плотностях мощности $0.5\text{--}6\text{ GW/cm}^2$, при этом размеры кристаллов в направлении распространения оптического излучения в них намного больше длины волны излучения: $l = (10^2\text{--}10^3)\lambda$.

Возникновение ЭДС в нанографитных пленках при воздействии импульсами лазерного излучения за счет эффекта оптического выпрямления вследствие нелинейной восприимчивости второго порядка вызывает сомнения, так как ЭДС в нанографитных пленках наблюдали при воздействии оптическими импульсами достаточно большой длительности (20 ns) и на три порядка меньших плотностях мощности $0.8\text{--}6\text{ MW/cm}^2$ [1,2] по сравнению с тем, что используется для получения эффекта оптического выпрямления в нелинейных и полупроводниковых кристаллах. Толщина исследованных нанографитных пленок сравнима с длиной волны лазерного излучения $0.3\text{--}6\lambda$, а максимальная величина ЭДС возникает на пленках толщиной $2.5\text{ }\mu\text{m}$ [3], что составляет не более двух десятков глубин скин-слоя материала пленок. Эффект оптического выпрямления наблюдается в полупроводниковых материалах и нелинейных кристаллах, тогда как материал в целом оптически не прозрачен нанографитных пленок — графит — не относится к вышеупомянутым материалам и по проводимости является полуметаллом, в котором имеются слабо связанные с кристаллической решеткой электроны. Ширина валентной зоны графита составляет 25 eV, запрещенная зона отсутствует, он обладает высокой проводимостью в направлении, параллельном его плоскостям [8]. Полупроводниками являются углеродные нанотрубки и фуллерены с шириной запрещенной зоны до 1.2 eV [9,10], которая может быть увеличена до 2 eV модификацией нанотрубок щелочными металлами [11]. Наличие нанотрубок в исследованных пленках ничем не подтверждено, в работе [1] сделана ссылка на работу, в которой лишь теоретически рассмотрена возможность эффекта оптического выпрямления в углеродных нанотрубках за счет нарушения условия centrosymmetry в постоянном электрическом поле. Так как нанографитные пленки к тому же выращены в виде нанокристаллических структур, высокая плотность дефектов в них может также увеличить количество свободных электронов и тем самым обеспечить их повышенную проводимость.

В связи с этим графитные пленки можно считать проводящими.

Лазерное излучение как электромагнитная волна вследствие взаимодействия со свободными электронами [12] может проникать в материал проводящих пленок только на глубину скин-слоя $d = 1/\sqrt{\pi\mu_0\mu\sigma f}$, где $\mu_0 = 12.566 \cdot 10^{-7}$ Н/м — магнитная постоянная, μ — магнитная проницаемость материала пленки, которая для неферромагнитных материалов равна 1, σ — проводимость материала пленки, f — частота волны. Расчетная глубина скин-слоя графита с проводимостью $\sigma = (70-140) \cdot 10^3$ С/м для излучения на длине волны $\lambda = 1.064 \mu\text{м}$ составляет около $0.1 \mu\text{м}$.

Целью настоящей работы является анализ возникновения фотоэлектрического эффекта в проводящих пленках при воздействии импульсами лазера как фотоэлектрического скин-эффекта.

Теоретический анализ

Отдельный импульс лазера представляет собой движущийся со скоростью света c волновой пакет с определенной формой огибающей. Импульс лазера с p -поляризацией можно рассматривать в виде плоской электромагнитной волны

$$E = E_0 \cos(\omega t - kr), \quad (1)$$

где E_0 и ω — соответственно амплитуда и частота волны, $k = \omega/c$ — волновое число, r — расстояние от источника до рассматриваемой точки. При падении пучка лазера на поверхность пленки область воздействия представляет пятно достаточно больших геометрических размеров по сравнению с длиной оптической волны в пучке. В пределах этого пятна импульс лазера возбуждает распределенные по поверхности пленки колебания электрического поля с частотой волны. Так, диаметр D пятна на какой-либо поверхности сфокусированного излучения от YAG:Nd³⁺-лазера на длине волны $1.064 \mu\text{м}$ практически составляет не менее $50 \mu\text{м}$, который путем расфокусировки можно значительно увеличить, например, до 5–10 мм. При падении пучка лазера под углом α к нормали z поверхности пленки рассматриваемая область вытягивается в форме эллипса, большая ось которого равна $L = D/\cos \alpha$ (рис. 1). Соответственно отношение сечения пучка лазера S_b к площади его взаимодействия с поверхностью пленки S_i равно $S_b/S_i = \cos \alpha$.

Пучок лазера обладает пространственной когерентностью по всему поперечному сечению [4,13], поэтому при его падении под углом к поверхности пленки какое-либо сечение пучка с одними и теми же амплитудой и фазой волны достигает поверхности пленки не одновременно, а с некоторым запаздыванием по фазе. На расстоянии x вдоль поверхности пленки запаздывание волны по фазе составляет $\Delta\phi = kx \sin \alpha$. Из-за этого пучок лазера возбуждает на поверхности пленки в пределах светового

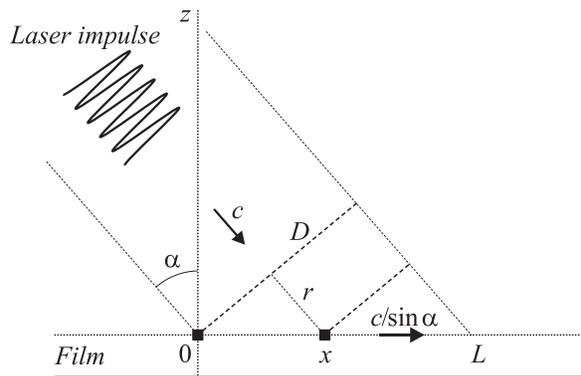


Рис. 1. Возбуждение поверхностной волны пучком лазера в проводящей пленке.

пятна электромагнитные колебания в виде бегущей со сверхсветовой фазовой скоростью $v = c/\sin \alpha$ поверхностной волны с продольной и поперечной составляющими соответственно

$$E_x = E_0 \cos \alpha \cos(\omega t - kx \sin \alpha)$$

и

$$E_z = E_0 \sin \alpha \cos(\omega t - kx \sin \alpha), \quad (2)$$

амплитуда и фаза которых зависят от угла падения пучка лазера.

Поверхностная волна является градиентной вдоль поверхности, производные по координате от ее составляющих равны

$$dE_x/dx = (E_0 k/2) \sin 2\alpha \sin(\omega t - kx \sin \alpha)$$

и

$$dE_z/dx = E_0 k \sin^2 \alpha \sin(\omega t - kx \sin \alpha). \quad (3)$$

Можно заметить, что от угла падения пучка лазера зависят величина и знак амплитуды производной по координате от продольной составляющей поверхности волны, максимум которой приходится на углы $\alpha = \pm\pi/4$.

Электрическое поле поперечной составляющей поверхностной волны (2) в один из полупериодов колебаний направлено в глубь пленки, однако проникает лишь на глубину скин-слоя. Во второй полупериод колебаний оно направлено в сторону от поверхности пленки. Это приводит к тому, что в каждый полупериод колебаний электрического поля продольной составляющей поверхностной волны (2) движущиеся вдоль поверхности пленки электроны в скин-слое испытывают разные силы „внутреннего трения“. В связи с этим смещения электронов в направлении вдоль пленки за каждый из полупериодов колебаний электромагнитного поля оптической волны оказывается различным, что может привести к волновому движению электронов в скин-слое проводящей пленки преимущественно в направлении распространения поверхностной волны (2) и возникновению электрического тока.

Таким образом, взаимодействие лазерного излучения с какой-либо плоской проводящей пленкой при падении излучения под углом к поверхности пленки можно рассматривать как волновой процесс, который может привести к переносу свободных зарядов вдоль поверхности пленки в ее скин-слое и, в конечном итоге, к появлению ЭДС на участке поверхности пленки во время действия импульса лазера. Это явление можно назвать фотоэлектрическим скин-эффектом в проводящих пленках.

Воздействие мощного лазерного излучения на поверхность проводящей пленки можно рассматривать также как взаимодействие фотонов со свободными электронами в скин-слое пленки. При этом взаимодействующий с фотоном электрон приобретает дополнительную скорость с составляющими вдоль поверхности и в направлении в глубь пленки, соответственно равными

$$\Delta v_{ex} = (\hbar\omega/m_e c) \sin \alpha$$

и

$$\Delta v_{ez} = (\hbar\omega/m_e c) \cos \alpha, \quad (4)$$

где α — угол падения электромагнитной волны к поверхности пленки, m_e — масса электрона. Энергия фотона электромагнитного излучения на длине волны $1.064 \mu\text{m}$ составляет $E_f \approx 1.2 \text{ eV}$, при передаче его импульса без рассеивания свободному электрону последний может приобрести дополнительную скорость $\Delta v_e \approx 680 \text{ m/s}$. Движущиеся электроны в результате взаимодействия с фотонами создают продольный и поперечный токи в скин-слое пленки, значения плотности которых соответственно равны

$$j_x = A(en_f n_e \hbar\omega/m_e c) \sin \alpha$$

и

$$j_z = A(en_f n_e \hbar\omega/m_e c) \cos \alpha, \quad (5)$$

где e — заряд электрона, n_f, n_e — соответственно количество фотонов и концентрация электронов в единице объема скин-слоя пленки, $A = 1/n$ — фактор электронного поглощения фотонов (n — количество поглощенных электронами фотонов в единице объема вещества).

Учитывая, что объем скин-слоя пленки равен произведению ее глубины и площади воздействия пучка лазера $V_d = dS_b/\cos \alpha$, количество фотонов в единице объема скин-слоя пленки можно выразить как

$$n_f = I \cos \alpha / \hbar\omega c, \quad (6)$$

где I — интенсивность фотонов в пучке, равная интенсивности пучка лазерного излучения. Тогда, используя известные тригонометрические соотношения, выражения для плотности продольного и поперечного токов в скин-слое пленки можно привести соответственно к виду

$$j_x = (A/2)(en_e/m_e c^2)I \sin 2\alpha$$

и

$$j_z = A(en_e/m_e c^2)I \cos^2 \alpha. \quad (7)$$

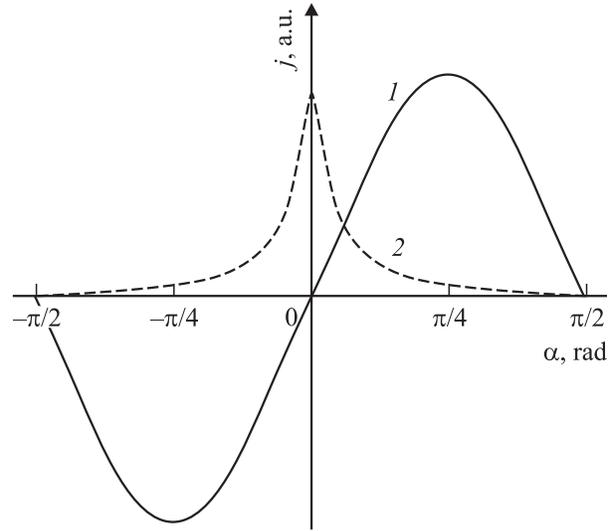


Рис. 2. Зависимости продольного (1) и поперечного (2) токов в скин-слое проводящей пленки от угла падения пучка лазера.

Таким образом, достаточно мощное лазерное воздействие на поверхность проводящей пленки вызывает одновременно продольный и поперечный токи в скин-слое пленки, значения плотности которых зависят от концентрации электронов в материале проводящей пленки, интенсивности лазерного излучения и угла падения пучка лазера. Из выражений (7) видно, что максимальный продольный ток в скин-слое пленки должен наблюдаться при падении пучка лазера под углом $\alpha = \pm\pi/4$ к нормали поверхности пленки, а максимальный поперечный ток — при $\alpha = 0$. Направление продольного тока в скин-слое пленки зависит от угла падения лазерного излучения (рис. 2).

Площади сечения скин-слоя в направлении продольного и поперечного токов являются различными и составляют $S_x \approx dD/2$ и $S_z = S_f$. Поэтому в начальный момент действия оптического импульса поперечный ток в пленке по величине может оказаться намного больше продольного тока, что приведет к поляризации проводящей пленки по толщине из-за обеднения электронной плотности ее скин-слоя и увеличения концентрации электронов под скин-слоем. Вследствие возникновения при этом кулоновского барьера поперечный ток исчезнет.

Если на поверхности облучаемой пленки размещены электроды, то возникновение ЭДС на электродах обусловлено продольным током в скин-слое пленки $J_x = j_x S_x$ и сопротивлением скин-слоя R_x между электродами: $U_x = R_x J_x$. В связи с этим величина ЭДС на этих электродах также зависит от угла падения пучка лазера на поверхность пленки между электродами и ее максимальное значение следует ожидать при толщине пленки, близкой к глубине скин-слоя. В тех случаях, когда толщина пленки больше глубины скин-слоя и площадь воздействия импульса лазера на пленку меньше площади поверхности пленки между электродами,

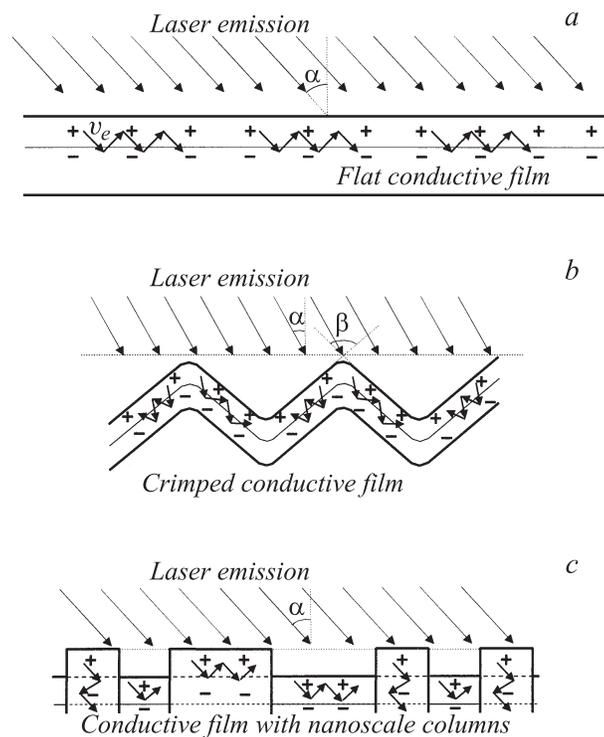


Рис. 3. Движение свободных электронов и поляризация в проводящих пленках при лазерном воздействии.

возникающий в скин-слое ток будет зашунтирован сопротивлением остальной толщины пленки и ее необлучаемой части поверхности. Исходя из этого можно подобрать оптимальные геометрические размеры чувствительных элементов оптоэлектрических устройств на основе проводящих пленок.

Так как при взаимодействии с фотонами свободные электроны получают достаточно большую скорость, их движение может иметь волнообразный характер как за счет столкновения с атомами, так и отражения от границ пленки (рис. 3, а). Частоту столкновений электронов с атомами можно определить как отношение скорости электрона к периоду кристаллической решетки материала пленки: $f = v_e/\lambda$. Период решетки в твердых телах составляет $\lambda = (2-10) \cdot 10^{-10}$ м, поэтому при $v_e \approx 680$ м/с частота столкновений составит $f = (0.7-3.4) \cdot 10^{12}$ Гц. В частности, периоды решетки α -графита составляют $2.46 \cdot 10^{-10}$ и $7.6 \cdot 10^{-10}$ м, β -графита — $2.46 \cdot 10^{-10}$ и $10 \cdot 10^{-10}$ м.

Модифицирование поверхности пленок в виде периодических структур [14] может увеличить их эффективную глубину скин-слоя, а также перераспределить вклад в ЭДС продольного и поперечного токов в скин-слое при лазерном воздействии. В случае, когда проводящая пленка является гофрированной (рис. 3, б), угол падения импульса лазера на поверхность пленки периодически изменяется, и на поверхности пленки возникает множество последовательно соединенных источников ЭДС, что может значительно увеличить оптоэлектрический эффект. При этом продольный ток возникает в основном

на вершинах гофров, а суммарный продольный ток на „склонах“ с углом β между ними с симметричных гофрах оказывается пропорциональным $\cos\beta$. Воздействие импульсом лазера на ассиметрично гофрированные пленки может привести к возникновению ЭДС, обусловленной поперечным скин-эффектом в пленках. Характерная для поперечного тока зависимость величины ЭДС при лазерном воздействии показана в работе [14] на пленках из Ni.

Эффективная глубина скин-слоя может быть увеличена также за счет уменьшения плотности материала пленки. Нанографитные пленки представляют собой слой вертикально выращенных кристаллитов и являются пористыми [3]. Так как между отдельными кристаллитами имеется свободное пространство, лазерное излучение проникает в пленки на большую глубину по сравнению с глубиной скин-слоя идеально плоской пленки из графита. При этом вершины кристаллитов могут поляризоваться за счет поперечного фотозлектрического скин-эффекта (рис. 3, в), так как для вертикально выращенных кристаллитов продольная составляющая поверхностной волны в пленке является поперечной волной. В одном из направлений кристаллиты имеют толщину до 20 нм, меньшую, чем глубина скин-слоя в графите, поэтому на их вершинах рассеивается только часть фотонов пучка лазерного излучения. Можно считать, что из-за шероховатости нанографитной пленки при общей толщине 2.5 μ м пленки сопротивление создает только слой толщиной 1.5 μ м, т.е. 2/3 толщины пленки. Сопротивление пленки при длине 20 и ширине 25 мм составляет $R = 50 \Omega$. Тогда проводимость материала пленки равна $\sigma = 1 \cdot 10^4$ С/м, а глубина скин-слоя идеально плоской пленки с такой проводимостью для излучения на длине волны 1.064 μ м составит $d = 0.3 \mu$ м, что в 3 раза больше глубины скин-слоя для чистого графита. Полученное значение глубины скин-слоя материала пленки для нанографитной пленки из-за ее пористости и рыхлости можно увеличить в несколько раз так, что эффективная глубина скин-слоя нанографитной пленки составит около 2 μ м. Это значение является близким к толщине нанографитной пленки, при которой экспериментально наблюдается максимальное значение ЭДС в случае лазерного воздействия.

На фотозлектрический скин-эффект в нанографитных пленках при воздействии импульсами лазера указывает то, что экспериментальные зависимости амплитуды импульсного напряжения между электродами на нанографитной пленке от угла падения импульса лазерного излучения аналогичны теоретически полученной зависимости продольного фотозлектрического скин-эффекта в проводящих пленках от угла падения пучка лазера. Фотоны с энергией 1.2 eV могут взаимодействовать как со свободными электронами в скин-слое нанографитной пленки, так и частью электронов валентной зоны, перенося их в зону проводимости.

Об эффекте оптического выпрямления можно заметить следующее. Этот эффект является нелинейным, и с

позиции фотон-электронного взаимодействия генерацию второй гармоники можно объяснить тем, что в нелинейных кристаллах и полупроводниках для переноса электрона из валентной зоны в зону проводимости требуется энергия, равная энергии двух фотонов $E = 2\hbar\omega$. В процессе обратного перехода электрона из зоны проводимости в валентную зону образуется фотон с энергией $E = \hbar 2\omega$, частота которого равна удвоенной частоте фотонов в пучке лазерного излучения. При эффекте оптического выпрямления поляризация полупроводникового или нелинейного кристалла происходит в перпендикулярном направлении по отношению к направлению распространения волны в объеме кристалла. Поэтому максимальное значение ЭДС за счет эффекта оптического выпрямления в нанографитных пленках должно было бы наблюдаться при нормальном падении пучка лазера.

Заключение

Таким образом, из проделанного анализа можно сделать вывод о том, что наблюдаемые эффекты возникновения ЭДС в нанографитных пленках при воздействии импульсами лазера из-за полуметаллической проводимости графита могут быть обусловлены продольным фотоэлектрическим скин-эффектом. Этот эффект следует ожидать также в широко применяемых в электронной промышленности тонко- и толстопленочных резисторах с металлической проводимостью. В связи с этим проводящие пленки толщиной порядка глубины их скин-слоя могут использоваться для разработки чувствительных элементов лазерного излучения.

Список литературы

- [1] Михеев Г.М., Зонов Р.Г., Образцов А.Н., Свирко Ю.П. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 17. С. 88–94.
- [2] Михеев Г.М., Зонов Р.Г., Образцов А.Н. и др. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 9. С. 81–87.
- [3] Михеев Г.М., Зонов Р.Г., Образцов А.Н., Волков А.П. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 13. С. 50–57.
- [4] Васин Б.Л., Коробкин Ю.В., Осипов М.В. и др. // Преобразование частично когерентного излучения наносекундных импульсов неодимого лазера во вторую гармонику. Препринт. ФИАН им. П.Н. Лебедева. М., 2006. 24 с.
- [5] Cote D., Laman N., Van Driel H.M. // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 80. N 6. P. 905–907.
- [6] Schneider A., Biaggio I., Gunter P. // Opt. Commun. 2003. Vol. 224. N 4–6. P. 337–341.
- [7] Степанов А.Г., Мельников А.А., Компанец В.О., Чекалин С.В. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 85. Вып. 5. С. 279–282.
- [8] Дунаевский С.М., Розова М.Н., Кленкова Н.А. // ФТТ. 1997. Т. 39. Вып. 6. С. 1118–1121.
- [9] Золотухин И.В. // СОЖ. 1999. № 3. С. 111–115.
- [10] Томилин О.Б., Мурюмин Е.Е. // ФТТ. 2006. Т. 48. Вып. 3. С. 563–571.
- [11] Запорожкова Н.Г., Лебедев Н.Г., Чернозатонский Л.А. // ФТТ. 2004. Т. 46. Вып. 6. С. 1137–1142.

- [12] Либенсон М.Н. // СОЖ. 1996. № 10. С. 92–98.
- [13] Рябухо В.П., Перепелицына О.А., Чаусский А.А. // Физическое образование в вузах. 2001. Т. 7. Вып. 4. С. 99–111.
- [14] Конов В.И., Никитин П.И., Сатюков Д.Г., Углов С.А. // Изв. АН СССР. 1991. Т. 55. № 7. С. 1343–1347.