

УДК 548.0

КРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ ОНДУЛЯТОР

Р.О.АВАКЯН¹, К.Т.АВЕТЯН², К.А.ИСПИРЯН¹, Э.Г.МЕЛИКЯН¹

¹ Ереванский физический институт

²Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 19 августа 2002 г.)

Предложена конструкция кристаллического ондулятора (КО), состоящая из набора отдельных плоскопараллельных эквидистантных кристаллических пластин, имеющих одинаковые искривления определенных атомных плоскостей. Пластины с противоположными кривизнами чередуются. Показано, что в монокристаллических твердых растворах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ переменного состава с постоянным градиентом концентрации вдоль направления [111] происходит искривление атомных плоскостей (111). Ультрарелятивистская частица, пролетая через эти пластины в режиме каналирования, совершает поперечные периодические ондуляторные колебания с амплитудой, намного большей межплоскостных расстояний. Это приводит к тому, что частица, помимо каналированного излучения, испускает и заметное ондуляторное излучение (ОИ).

Введение

При движении заряженной частицы в режиме каналирования в кристалле с искривленными атомными плоскостями она отклоняется от первоначального направления, в соответствии с кривизной атомных плоскостей, независимо от своей начальной энергии [1,2]. Указанную возможность изменения направления в режиме каналирования можно использовать для осуществления ондуляторных колебаний заряженных частиц в кристалле с периодическими знакопеременными искривлениями атомных плоскостей. Данная идея не нова, есть много работ с разными вариантами выполнения такого кристаллического ондулятора [3-6], однако действующий кристаллический ондулятор до сих пор не реализован. Основной трудностью экспериментального осуществления КО является выращивание бездислокационного монокристалла с периодическими знакопеременными искривлениями атомных плоскостей.

Но даже при успешном преодолении технологических трудностей кристаллографический, идеально выращенный ондулятор будет иметь ограниченные возможности. Действительно, имея в виду, что длина волны ОИ

$$\lambda = \frac{L}{2\gamma^2} \quad (1)$$

и очевидное соотношение

$$NL \leq L_D \quad (2)$$

(здесь L — период ондулятора, $\gamma = E/m_0c^2$ — фактор Лоренца, L_D — длина деканалирования, N — число периодов в ондуляторе), получим

$$\lambda \leq \frac{L_D}{2N\gamma^2} \quad (3)$$

Например, при энергии позитрона $E = 10$ ГэВ $L_D \approx 0.4$ см, даже при очень малом числе периодов (например, $N = 5$), длинноволновая граница ОИ будет $\lambda_{\min} \approx 10^{-10}$ см. Это весьма коротковолновое излучение по сравнению с оптимальным диапазоном длин волн, применяемым, например, в структурных исследованиях ($10^{-8} - 10^{-9}$ см).

В настоящей работе предлагается конструкция КО, которая позволяет обойти основные трудности выращивания монокристаллов с периодическими знакопеременными атомными плоскостями. Кроме того, такая конструкция дает возможность варьировать параметры ОИ в достаточно широких пределах и сдвигать длинноволновую границу.

Устройство предлагаемого ондулятора

Как известно, в КО поперечные колебания заряженных частиц с амплитудой, намного большей межплоскостных расстояний (ондуляторные колебания) также осуществляются под действием суммарных полей атомов кристаллической решетки. Очевидно, поперечные колебания частиц (не строго гармонические) будут формироваться и в случае, если эти поля будут действовать только на участках траектории, где частица испытывает заметные ускорения, т.е. происходит изменение знака скорости поперечных колебаний. На эти участки и приходится основная интенсивность ОИ (из-за того, что она пропорциональна квадрату ускорения). На остальных участках траектории роль кристалла, как генератора излучения, несущественна, и отсюда кристалл может быть удален. Более того, при удалении кристалла из этих малоэффективных участков сокращается путь частицы внутри кристалла, который ограничен длиной деканалирования. Это обстоятельство весьма важно, поскольку становится возможным существенно увеличить эффективную длину пути частицы в кристалле. Таким образом, предлагаемый КО представляет собой набор одинаковых плоскопараллельных эквидистантных кристаллических пластин (см. рис.1).

Атомные плоскости, перпендикулярные большой грани этих пластин, имеют определенную кривизну, симметричную относительно противоположных граней, причем пластины с противоположными кривизнами атомных плоскостей чередуются.

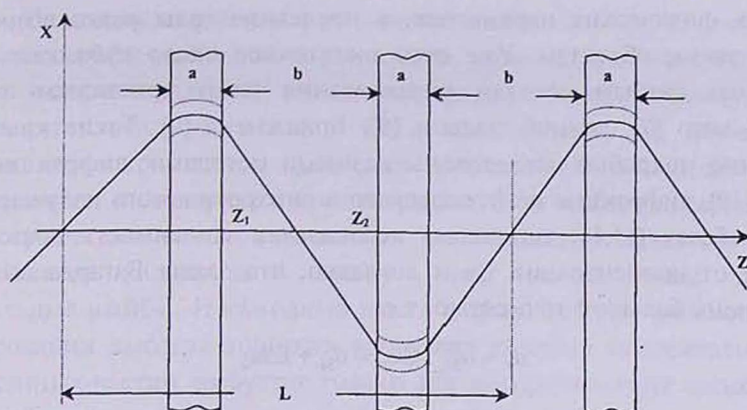


Рис.1. Схема кристаллического ондулятора. a — пластина градиентных кристаллов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ толщиной a ; b — ширина промежутков между пластинками; L — период ондулятора. Пунктирные линии — следы искривленных атомных плоскостей. Сплошная линия — траектория частицы в ондуляторе.

При входе в плоский канал под углом, меньшим угла Линдхарда, заряженная частица попадает в режим каналирования. Двигаясь вдоль искривленных атомных плоскостей, она меняет направление поперечной скорости, выходит из пластины и до следующей пластины движется прямолинейно. В следующей пластине частица окажется в режиме каналирования, если угол дезориентировки соседних пластин меньше угла Линдхарда.

Как видно из рис.1, траектория частицы в КО состоит из отрезков дуг окружностей — внутри кристаллических пластин и прямолинейных участков — в промежутках между пластинами. Имея в виду, что период ондулятора теперь будет $L=2(a+b)$ (a — толщина пластин, b — ширина промежутков), вместо соотношений (1), (2) и (3), будем иметь

$$\lambda = \frac{a+b}{\gamma^2} \quad (1'), \quad 2Na \leq L_D \quad (2'); \quad \lambda \leq \frac{L_D}{2N\gamma^2} + \frac{b}{\gamma^2} \quad (3').$$

Поскольку на ширину промежутков b не налагается жестких требований, то, как вытекает из (1') и (3'), длину волны излучаемой КО волны можно менять в достаточно широких пределах, варьируя ширины промежутков.

Особенности градиентных кристаллов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ и изготовление КО

Мы будем использовать искривления атомных плоскостей градиентных кристаллов, т.е. твердых растворов с переменным составом компонент. По многим причинам, наиболее подходящим для наших целей является твердый раствор $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с малым содержанием Ge ($0 < x < 0.1$). Благодаря возможности монотонного изменения их кристаллографических

и других физических параметров, в последние годы резко возрос интерес к таким объектам. Уже есть достаточное число публикаций, посвященных разным методам выращивания таких кристаллов: методы Чохральского [7], зонной плавки [8], Бриджмена [9]. Такие кристаллы достаточно подробно исследованы разными методами: дифракции нейтронов [10], дифракции рентгеновского и синхротронного излучений [11-16]. В работах [11,16] тщательно исследована зависимость постоянной решетки от концентрации Ge и доказано, что закон Вагарда выполняется с очень большой точностью, т.е.

$$a_x = a_{\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x} = a_{\text{Si}} + x\Delta a_0$$

$$(a_{\text{Si}} = 5,43 \cdot 10^{-8} \text{ см}; a_{\text{Ge}} = 5,65 \cdot 10^{-8} \text{ см}; \Delta a_0 = a_{\text{Ge}} - a_{\text{Si}} = 0,23 \cdot 10^{-8} \text{ см}).$$

Рассмотрим бездислокационный градиентный кристалл $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, где концентрация Ge меняется в интервале Δx , и в котором направление роста $[111]$ совпадает с направлением градиента. При таком росте градиент концентрации вдоль плоскостей (111) практически отсутствует [12-16].

Поскольку постоянная решетки в направлении $[111]$ возрастает строго линейно, то плоскости $(1\bar{1}0)$ будут расположены веером [11,14, 16], как показано на рис.2.

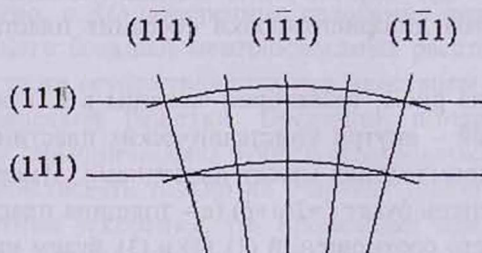


Рис.2. Следы атомных плоскостей (111) и $(1\bar{1}0)$ в градиентном кристалле $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$.

А т.к. плоскости (111) перпендикулярны к $(1\bar{1}0)$, то они будут искривлены. Нетрудно убедиться, что кривизна k плоскости (111) определяется простым соотношением

$$k = \frac{\Delta a_0}{a_{\text{Si}} + x\Delta a_0} |\text{grad}x|. \quad (4)$$

Как видно из (4), кривизна в основном определяется градиентом концентрации и слабо зависит от x ($x\Delta a_0 \ll a_{\text{Si}}$). Этот факт важен как при оценке углов при юстировке кристаллов, так и при варьировании ширины промежутков b .

Пластины вырезаются из одного массивного градиентного кристалла так, чтобы их большие грани были параллельны направлению градиента (направление $[111]$) и перпендикулярны направлению $[1\bar{1}0]$. Очевидно, что пластины должны быть идентичными по размерам, по ориентировке кристаллографических направлений относительно внешних граней и по градиенту концентрации. При наборе пластин в пакет для осуществления параллельности расположения соседних пластин предлагается расположить между ними высокоточные плоскопараллельные шайбы. Необходимо иметь в виду, что при плоскостном каналировании высокая точность установки пластин относительно пучка заряженных частиц требуется только для поворота вокруг одной из трех взаимно перпендикулярных осей. В данном случае это направление $[11\bar{2}]$. Поэтому при составлении пакета условие каналирования будет соблюдено, если угол разориентировки между двумя противоположными большими гранями пластин намного меньше угла Линдхарда.

Характеристики ОИ и обсуждение

Основные характеристики ОИ – интенсивность излучения, длина излучаемой волны, спектральная ширина и т.д. можно варьировать в некоторых допустимых пределах, причем они взаимосвязаны и при выборе определенного значения для одного из них сужаются возможные пределы подбора для других. Ограничимся только качественной оценкой отмеченных пределов.

1. Интенсивность излучения.

Предполагая движение каналированной частицы вдоль искривленных атомных плоскостей как движение по дуге окружности, мы ее ускорение можем считать постоянным и перпендикулярным направлению скорости. Тогда для полной энергии излучения ΔE при прохождении частицы через одну пластину получим:

$$\Delta E = \frac{2e^2}{3c^3} \int_{t_1}^{t_2} \frac{W^2}{\left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)^2} dt = \frac{2e^2 \gamma^4 V^4}{3c^3} \cdot \frac{k^2 a}{a+b} \cdot \frac{T}{2}. \quad (5)$$

Здесь W – ускорение частицы; $\Delta t = t_2 - t_1 = (a/a+b)(T/2)$ – промежуток времени прохождения частицы через одну пластину; T – период колебаний частицы в КО. Мы видим, что при данной энергии частицы интенсивность ее излучения пропорциональна множителю G , который определяется геометрическими параметрами КО, т.е.

$$G = \frac{ak^2}{a+b} = \frac{a}{a+b} \cdot \left| \frac{\Delta a_0}{a_{Si} + x\Delta a_0} \right|^2 |\text{grad}x|^2. \quad (6)$$

Как видно из (6), G сильнее зависит от k , т.е. от $\text{grad}x$, чем от a или b .

Кривизна атомных плоскостей k ограничена сверху условием

$$k \leq k_c = 1/R_c, \quad (7)$$

где R_c – критический радиус кривизны, при котором частица выходит из режима каналирования. Однако на k налагаются и другие ограничения. Пролетая через одну пластину, частица отклоняется на угол $\Delta\psi = ak$. Условие возникновения интерференции между излучениями от отдельных пластин-источников будет соблюдено, если

$$\Delta\psi \leq 1/\gamma \quad \text{или} \quad ak\gamma \leq 1. \quad (8)$$

В противном случае пластины поведут себя как отдельные независимые источники синхротронного излучения. Еще одно ограничение на k имеет чисто технологический характер. Выращивание массивного бездислокационного кристалла $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с большим градиентом связано с определенными трудностями. Из известных нам работ в [7] приведены параметры таких кристаллов, выращенных по методу Чохральского, с относительно большой величиной градиента концентрации германия: $\text{grad}x \approx 0.13 \text{ см}^{-1}$; $k \approx 5 \cdot 10^{-3}$. Выбирая $a = 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, для позитронов с энергией $E = 2 \text{ ГэВ}$ получим: $ak\gamma = 0.4$. Из представленных оценок следует, что увеличение кривизны k еще в 2-3 раза не приводит к нарушению как условия (7), так и (8).

2. Длина излучаемой КО волны.

Излучение, генерированное в первых пластинах, частично поглотится в последующих. И поскольку коэффициент поглощения излучения $\mu \sim \lambda^3$, то с целью уменьшения поглощения приходится ограничиваться более коротковолновым излучением. Оценки показывают, что при $\lambda \leq 7 \cdot 10^{-9} \text{ см}$ в кремнии с толщиной, равной длине деканалирования $L_D \approx 0.1 \text{ см}$ (при энергии позитрона $E=2 \text{ ГэВ}$) поглощение будет незначительным. Но при $E = 10 \text{ ГэВ}$, когда $L_D \approx 0.4 \text{ см}$, приходится ограничиваться более коротковолновым излучением: $\lambda \leq 5 \cdot 10^{-9} \text{ см}$.

3. Спектральная ширина излучения.

Оценка спектральной ширины ОИ осуществляется нами исходя из соотношения $\Delta\omega/\omega \approx 2/N$. Согласно (6) результирующая интенсивность излучения (когда еще соблюдено условие интерференции) определяется суммарной толщиной всех пластин, т.е. $2Na$, которая сама лимитируется (2). Однако, увеличение N связано с трудностями изготовления и юстировки тонких, строго плоскопараллельных, кристаллографически соответственно ориентированных и идентичных пластин градиентных монокристаллов. Предполагая приемлемым значением $N \approx 10$, толщина пластин a и ширина промежутков b определяются, исходя из энергии частицы и требуемых значений длин волн ОИ (в допустимых пределах).

Несмотря на вышеперечисленные ограничения характеристик, предлагаемая конструкция КО дает возможность получить приемлемые параметры ОИ.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.M.Birjukov, Yu.A.Chesnokov, V.I.Kotov. Crystal Channeling and Its Application at High-Energy Accelerators. Springer, Berlin, 1997.
2. M.B.H.Breese. Nucl. Instr. and Meth., B132, 540 (1997).
3. U.Mikkelsen, E.Uggerhoj. Nucl. Instr. and Meth., B160, 435 (2000).
4. R.O.Avakian, L.G.Georgian, K.A.Ispirian, R.K.Ispirian. Nucl. Instr. and Meth., B173, 112 (2001).
5. R.O.Avakian, K.T.Avetyan, K.A.Ispirian, E.A.Melikian. NATO-Workshop, Nor Amberd, Armenia, 49, 277 (2001).
6. W.Kraues, A.Korol, A.Solovyov, W.Greiner. NATO-Workshop, Nor Amberd, Armenia, 49, 263 (2001).
7. N.V.Abrsimev, S.N.Rossolenko, V.Alex, A.Gerhard, W.Schroder. Journal of Growth, 166, 657 (1996).
8. T.A.Campbell, M.Schweizer, P.Dold, A.Croll, K.Benz. Journal of Growth, 226, 231 (2001).
9. M.P.Volz, M.Schweizer, N.Kaiser, et al. Accepted for inclusion in the proceedings of ICCG-13, Kyoto, Japan, August 2001.
10. A.Magerl, K.-D. Liss, et al. Nucl. Instr. and Meth., A338, 83 (1994).
11. A.Erko, F.Schafers, W.Gudat, et al. Nucl. Instr. and Meth., A374, 408 (1996).
12. R.Bouchard, S.Kouptsids, et al. J Appl. Phys., 73, 3680 (1993).
13. S.Keitel, C.Retsch, T.Niemoller, et al. Nucl. Instr. and Meth., A 414 427 (1998).
14. M.Veldkamp, A.Erko, et. al. Materials Science Forum, 308-3, 597 (1999).
15. S.Keitel, C.Malgrande, et al. Acta Cryst., A55, 855 (1999).
16. M.Veldkamp, A.Erko, et. al. J. Appl. Phys., 38, 612 (1999).

ԲՅՈՒԹԵՎԱՅԻՆ ՕՆԴՈՒԼԱՏՈՐ

Ռ.Հ. ԱՎԱԳՅԱՆ, Կ.Ե. ԱՎԵՏՅԱՆ, Կ.Ա. ԻՍՊԻՐՅԱՆ, Է.Գ. ՄԵԼԻԿՅԱՆ

Առաջարկվում է բյուրեղային օնդուլատորի կառուցվածք, որն իրենից ներկայացնում է որոշակի ատոմական հարթությունների կորացում ունեցող հարթ զուգահեռ, հավասարահեռ բյուրեղային թիթեղների համախումբ, ընդ որում հակառակ կորացումներ ունեցող թիթեղները հաջորդում են իրար: Ցույց է տրված, որ [111] ուղղությամբ Ge-ի փոփոխական բաղադրություն ունեցող $Si_{1-x}Ge_x$ միաբյուրեղային պինդ լուծույթներում (111) ատոմական հարթությունները կորացվում են: Ռեկտաիկիտական մասնիկը, կանալավորման ռեժիմով անցնելով այդ թիթեղների միջով, կատարում է մահ միջհարթությունային հեռավորությունների զգալիորեն մեծ լայնություն ունեցող օնդուլատորային տատանումներ: Դա բերում է նրան, որ մասնիկը բացի կանալավորման ճառագայթումից արձակում է զգալի օնդուլատորային ճառագայթում:

CRYSTALLINE UNDULATOR

R.O. AVAKIAN, K.E. AVETYAN, K.A. ISPIRIAN, E.G. MELIKYAN

We propose a construction for crystalline undulator (CU) which consists of plane, equidistant crystalline plates with the same curvature radius of alternating signs of certain crystallographic planes. It is shown that in a $Si_{1-x}Ge_x$ single crystal with constant gradient of Ge concentration x along the axis [111] the crystallographic planes (111) are curved. The ultrarelativistic particles in such CU can make periodic undulator oscillations with the amplitude exceeding the distance between the crystallographic planes. As a result, the particles produce intense undulator radiation besides the channeling radiation.