

실리콘 애벌런치 LED의 설계요소에 대한 분석

이정용*

청주대학교 전자정보공학부, 청주 360-764

(2009년 1월 4일 받음, 2009년 3월 20일 수정, 2009년 3월 23일 확정)

반도체 소자의 축소로 인한 처리속도의 향상이 더욱 어려워지고 있다. 따라서 반도체 산업의 새로운 도약을 위해서 실리콘을 이용한 광전소자의 출현(Silicon photonics)이 더욱 절실해지고 있다. 제조의 간단성, 반복성, 안정성, 고속성, 일반 실리콘 반도체 공정과의 병존성 등의 특성으로 인해 애벌런치 항복에 의한 발광 소자는 실리콘 발광소자의 구현에 유력한 후보 중의 하나이다. 애벌런치 발광현상에 대해 전기적, 광학적 측정을 하고, 간단한 모델링과 시뮬레이션을 통하여 발광부위의 형태, n⁺-p 접합의 깊이, 불순물의 농도, 에피층의 높이 등의 설계요소가 발광특성에 미치는 영향을 분석하였다. 시뮬레이션의 결과와 실제의 계측 결과를 비교하여, 차이점을 야기하는 이유, 애벌런치 항복의 발광현상을 설명하였고, 개선방안을 제시하였다.

주제어 : Avalanche, Silicon photonics, Micro-plasma, Simulation

I. 서 론

실리콘을 이용한 발광소자의 구현은 반도체 산업계의 오랜 염원이었다. 그 이유는 집적회로 제작에 실리콘이 최적의 소재이므로, 대부분의 집적형 반도체 소자는 실리콘으로 만들어지고 있기 때문이다. 현재의 장거리 통신은 거의 광섬유를 통해 이루어지고 있는데, 그에 필요한 반도체 LED 및 Laser, 광검지기 같은 광전소자는 고가의 화합물 반도체를 사용하여 제작되고 있다. 그러므로 일반 응용회로와 광전소자는 같은 실리콘 기판에서 함께 제작되지 못하고, 각각의 실리콘 칩과 광전소자는 금속 전도선으로 연결되어 사용되고 있다. 이것이 정보 전달속도의 병목이 되고 있고, 생산 비용을 증가시키고 있다. 더구나 반도체 집적회로에 포함된 소자의 수가 계속 증가함에 따라 칩의 크기가 증가하고, 칩 내의 금속선로의 길이도 더욱 증가하여, 전송선로에 의한 속도 제한은 더 증가할 것이다 [1].

그러나 실리콘으로 LED 및 Laser, 광 검지기 같은 광전 소자가 제작될 수 있다면, 가장 수율이 높고 저렴한 실리콘의 기존 기술과 설비를 이용할 수 있고, 기존의 증명된 소자와 함께 같은 실리콘 칩에 형성될 수 있다. 그리고 칩 내 또는 칩 간의 광통신이 가능하면 신호전달 속도가 증가하고, 전송선로의 길이 단축, 임피던스 차단, 잡음감소 등의 효과에 의해서 회로설계가 간단해진다. 반면에 전체 시스

템의 제작비용과 크기는 감소하고, 제품 신뢰성은 향상될 것이다.

실리콘은 전도대의 가장 낮은 에너지와 가전자대의 가장 높은 에너지의 전자 모멘텀(momentum)이 달라서 발광효율이 현재의 화합물 반도체 발광소자보다 낮다. 그 이유로 아직 실용적인 발광소자가 구현되지 않고 있으나, 장애를 극복할 가능성을 보여주는 연구들이 최근에 많이 진행되고 있다. Newman [2]에 의해서 애벌런치에 의한 실리콘에서의 발광현상이 발견된 이래, 발광현상에 대한 연구보다도 MOS 소자의 게이트 산화막의 신뢰성 연구 [3] 및 실리콘 냉음극(cold cathode) 제작을 위해서 애벌런치 항복에 의한 전자방출에 대해 더 많은 연구 [4-7]들이 있었다. 그러나 애벌런치 항복에 의한 발광은 일반적 실리콘 공정으로 저전압에서 백색발광을 쉽게 얻을 수 있는 방법이고, 또한 발광소자가 광센서 [8,9]로도 사용될 수 있다. 그러므로 광통신 소자로서 이용될 수 있다면: 1) 저비용; 2) 신뢰성; 3) 고속 동작; 4) 동일 소자에서 발광 및 수광의 양방향 통신; 5) 기존의 응용회로와 같은 칩 위에 제작될 수 있다는 이점이 있다.

최근에는 축적된 새로운 이론과 기술들을 이용하여 실용적 수준의 발광효율과 다양한 색채를 얻을 수 있는 가능성이 높아지고 있다. 예로써, 희토류 원소를 이용해서 나노 구조를 형성한 실리콘에서의 10%의 양자효율의 구현 [10] 및 밴드 갭의 조정에 의한 다양한 가시광선대의 파장 [11]

* [전자우편] jung_ea@hotmail.com

도 구현되었다. 특히 Er를 이용한 발광에 많은 연구가 이루어지고 있는데, 그것은 Er의 첫 번째 여기상태에서 기저상태로의 천이에서 1.53 μm 파장의 발광이 이루어지고, 이것은 현재의 장거리 전화망에 적합한 주파수이기 때문이다. 그 외에도 다양한 발광방법 [12]들이 실험되었다. 따라서 새로운 방법들을 애벌런치에 의한 발광과 결합시키는 시도는 개선된 발광방법의 발견과 여러 발광 방법의 메커니즘을 자세히 규명하기 위하여 필요한 연구일 것이다. 또한 실리콘에서 애벌런치에 의한 발광은 450~1000 nm의 넓은 스펙트럼을 가지고 있는 것으로 알려져 있다 [13]. 따라서 필터를 사용하면 가시광선대의 대부분의 색채가 구현이 가능하다. 그러므로 광 필터에 의한 색채의 구현 가능성에 대한 연구도 필요할 것이다. 또한 실리콘 내에 나노결정의 형성으로 전자 모멘텀을 변경시켜 양자효율을 높이는 것과 밴드 간격(Band gap)의 변경으로 다양한 색채의 구현의 시도도 필요한 연구일 것이다 [14].

본 연구에서는 제작이 간단하고, 저전압에서 백색광의 구현이 가능한, 애벌런치 항복에 의한 발광 현상을 실험하고 분석하였다. 애벌런치 항복에 의한 실리콘에서의 백색 발광은 주로 전계에 의해 공핍층 내에서 가속된 전자가 원자와의 충돌로 운동 에너지를 잃음으로써 발광을 하는 회절복사(Bremsstrahlung) 효과 [15,16]와 부가적으로 자유전자와 정공의 결합에 의한 것으로 생각된다. 그러므로 애벌런치 항복에 의한 효율적인 발광은 실리콘의 높은 광 흡수율 때문에 표면에 가까운 부분에서 가열된 전자가 운동 에너지를 잃고, 발광하도록 해야 할 것이다.

II. 본 론

1. 발광소자의 구조

본 연구에서는 기존에 냉음극 소자의 연구를 위해 제작된 소자 [7,17-19]를 이용하여 최근에 Si LED의 구현을 위해 많이 연구되고 있는 Si Avalanche LED와 비교하며 동작의 특성을 분석하였다. 본 실험에 사용된 소자는 냉음극 제작을 위해 제작된 것으로, 전자선(electron beam)의 원활한 형성을 위하여, 애벌런치 항복이 넓은 범위에서 균일하게 발생하기 보다는 작은 부위의 극소부분에서 발생하도록 제작되었다. 그럼에도 애벌런치 항복에 의한 발광현상

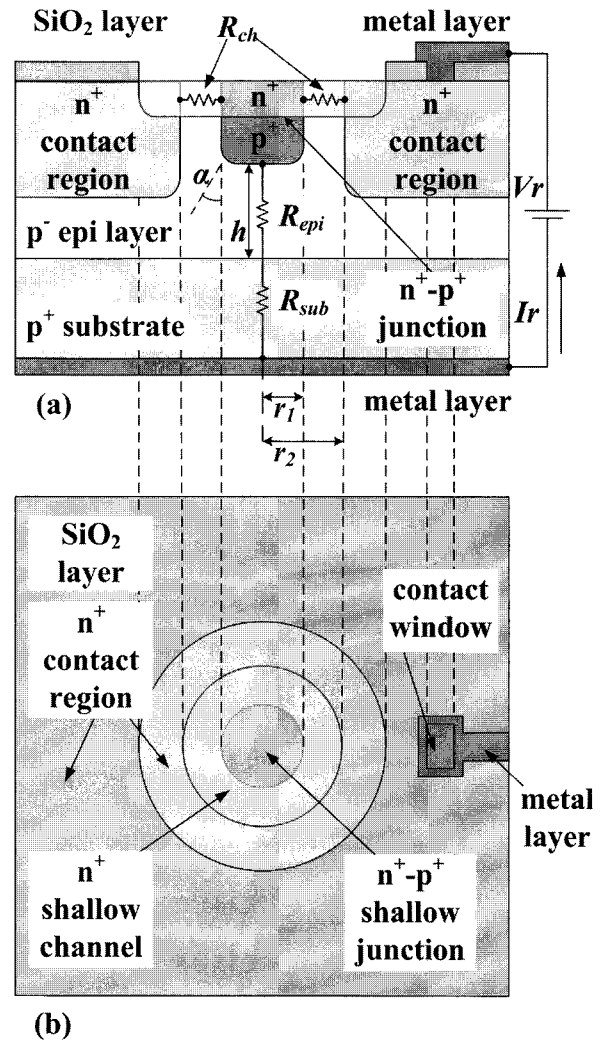


Figure 1. (a) Cross-sectional and (b) top views of a silicon LED.

에 대해 많은 정보를 주고 있다. Fig. 1에 본 연구에 사용된 애벌런치 현상을 이용한 실리콘 LED 단위 소자의 구조가 보이고 있고, 제조과정과 전기적 특성은 기존의 논문에서 자세히 설명되었다 [20]. Fig. 1(a)는 단면도이고, Fig. 1(b)는 평면도이다. Fig. 1(a)의 상단 중앙에 있는 p⁺ 영역은 발광영역으로 n⁺ 접촉영역(contact region)과 300 Å 이하의 극히 얇은 n⁺형 채널로 연결되어 있고, 표면에 평행한 n⁺-p⁺ 접합을 형성하고 있다. n⁺ 접촉영역의 접촉창과 p⁺ 기판의 아래에 형성된 금속 접촉을 통하여 n⁺-p⁺ 접합은 역 가압 전압 V_r에 의해 애벌런치 상태로 역 가압(reverse-biased) 되어 백색발광을 하게 된다. 이때에 n⁺-p⁺ 접합영역에서 애벌런치 항복전압이 제일 낮으므로 애벌런치 항복은 n⁺-p⁺ 접합영역으로 국한된다.

2. 발광현상

Fig. 2(a)에 6.5 V로 역 가압된 직경 40 μm 의 실리콘 LED에서의 발광이 보이고 있다. 백색 점선은 간격이 40 μm 으로 발광부위의 지름을 나타낸다. 소자는 6.5 V의 역 가압 전압이 가해졌을 때 애벌런치 항복이 개시되었고, 발광부의 주변에 무작위로 마이크로-플라즈마(micro-plasma) 현상이 발생하였다. 애벌런치 Si LED는 5~7 V 사이의 제너항복 영역에서 가장 높은 효율을 보였고 [12], 또한 진공으로의 전자방출도 같은 구간에서 가장 높은 효율을 보였다 [7,17]. 마이크로-플라즈마 현상은 애벌런치 항복 시에

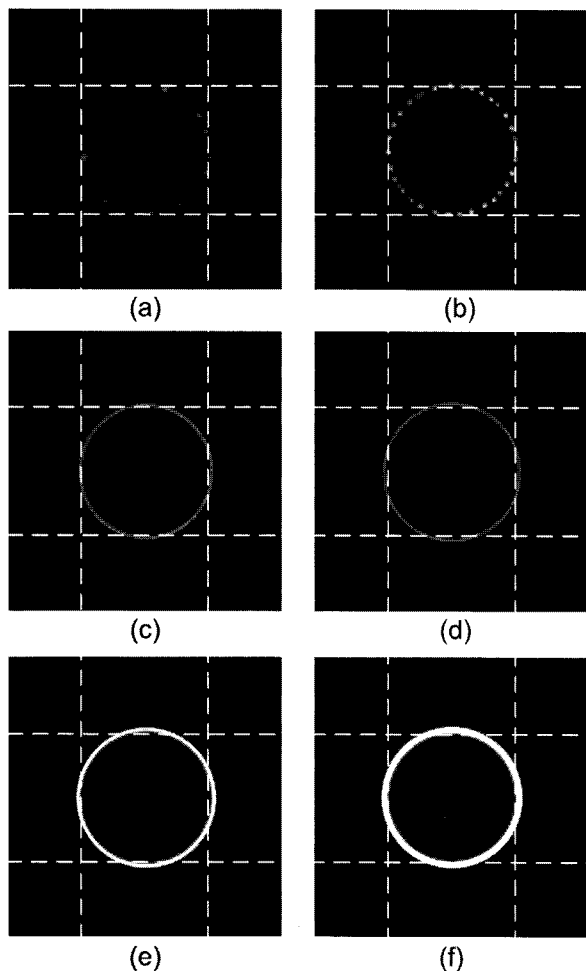


Figure 2. Electro-luminescence from a Si LED of 40 μm diameter. The distance between white dotted parallel lines is 40 μm that is same as the diameter of the light emitting area; (a) reverse-biased voltage, $V_r = 6.5 \text{ V}$, (b) $V_r = 7 \text{ V}$, (c) $V_r = 10 \text{ V}$, (d) $V_r = 30 \text{ V}$, (e) $V_r = 50 \text{ V}$, and (f) $V_r = 50 \text{ V}$ with longer exposure time.

전류가 특정부분에 집중되는 현상으로 결정구조의 결함 등이 원인으로 알려져 있다 [21]. 따라서 초기 항복 시 나타나는 마이크로-플라즈마의 관측을 통하여 결정 구조의 결함의 크기와 빈도의 측정이 가능할 것이다. Fig. 2(b)에서 역 가압 전압이 7 V로 증가되었을 때, 무작위로 발생했던 마이크로-플라즈마 현상이 발광부의 주변에서 어느 정도 등 간격을 두고 발생하고 있는 것이 보인다. 애벌런치 항복이 개시되는 6.5 V의 역 가압 전압의 경우보다 전류가 증가되었고, 발광은 결함부분에서 정상적 실리콘 영역으로 확장되었다. 이때 어느 정도 일정한 간격을 두고 p^+ 발광영역의 주변을 따라 발광 현상이 발생하는 것은, 전자의 공급이 충분하지 못하고 전자의 흐름이 한 부분에 집중될 때 일정 정도의 거리가 있어야 다른 부분에서 발광이 가능한 전류밀도에 도달하기 때문이라 추측된다. 8 V 이상의 역 가압 전압에 대해서는 발광영역 주변에서 연결된 발광현상을 보였으며, Fig. 2(c)에 보이는 10 V로 역 가압된 발광영역처럼 전압이 증가할수록 발광영역이 표면에 평행한 수평 방향으로 확대되어 이동되었고 밝기가 증가되었다. Fig. 2(d)는 30 V로 역 가압 된 상태로 발광부위의 폭은 크게 확장되지 않았는데, 역시 발광부위가 n^+ 접촉 영역 방향, 즉 주변 방향으로 확장된 것이 관측된다. Fig. 2(e)는 50 V로 역 가압된 상태에서 자동최적촬영 기능을 사용하여 발광부위의 번짐 현상이 없이, 현미경 관측과 비슷하게 촬영되었다. 발광영역의 폭이 넓어진 것이 보인다. Fig. 2(f)도 50 V로 역 가압되었으나, 더 긴 노출로 촬영되었다. 결과로 섬광효과(glare effect)에 의해 발광부위가 번져서 확장되어 보이고, 가운데 부분의 마이크로 플라즈마 현상도 관측이 된다. 가운데 부분의 마이크로 플라즈마는 현미경을 통한 육안으로도 관측이 된다.

전류가 증가할수록 발광의 밝기가 더 증가되었고, 발광부위도 확장이 되었다. 즉 저 전류에서는 무작위적이고 산발적인 마이크로 플라즈마에서 시작되어 전류가 증가할수록 연속적인 발광을 보였다. 실리콘은 짧은 파장의 빛에 대해서는 높은 광 흡수율을 보이고, 적외선에 대해서는 거의 투명하다. 따라서 역 전압이 증가하여 전류가 증가함에 따라 공핍층이 확장되고 점차 발광부위가 표면에 가까워지면 짧은 파장의 빛의 강도가 더 강해질 것이 예측된다 [22].

Fig. 3에 약한 조명에서 촬영된 발광영역이 현미경의 치수기능으로 생성된 치수와 함께 보인다. 발광부위는 초기의 발광부위의 직경인 40 μm 보다 약 3 μm 정도 더 확장

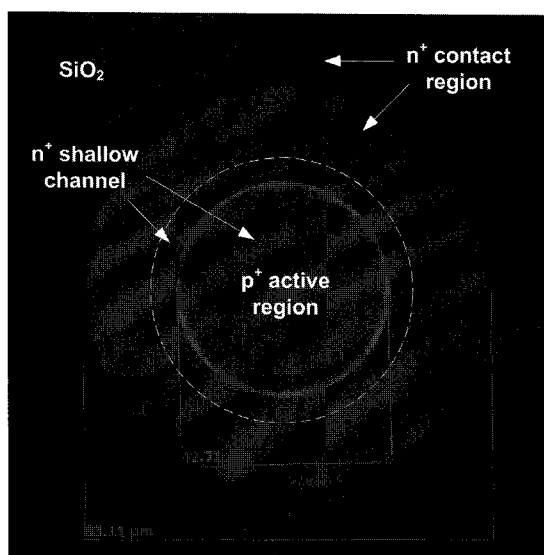


Figure 3. Photomicrograph of the light-emitting area under dim illumination.

되었다. 발광부위의 폭도 더 넓어졌다. Fig. 3에서 n⁺ 접촉 영역과 n⁺ 채널과의 경계선이 백색 점선으로 표시되어 있다.

실험의 소자구조에서 n⁺-p⁺ 접합의 공핍층은 역 가압 전압의 증가에 따라 표면에 수직한 방향으로 확대된다. 그리고 애벌런치 항복 하에서의 백색발광은 주로 공핍층에서 가열된 전자가 회절에 의해 운동 에너지를 잃을 때 발생한다. 그러므로 발광부위가 수평방향으로 확장된다는 것은, 즉 지름이 늘어난다는 것은 공핍층에서 가열된 전자가 접촉 영역으로 부티의 전계에 의해 좀 더 접촉 영역에 가까운 부위를 통하여 흐르며 발광하는 것으로 생각된다. n⁺ 채널과 계단접합을 이루는 4 Ω-cm의 에피 영역의 경우에는 항복 전압이 100 V가 넘으므로 에피 영역에서 애벌런치 항복이 발생하지는 않을 것이다.

발광은 발광영역 가운데 방향으로 확대되지 않았고, 주변에만 국한되었다. 가운데 영역에서는 높은 역 가압 전압 하에서도 희미하고 무작위적인 마이크로-플라즈마만 관찰되었다. 그것은 가운데 영역도 애벌런치 항복의 조건 하에 있는 것을 의미한다. 본 연구에서의 시뮬레이션에 의하면 전체 발광 부위의 전위는 애벌런치 항복에 충분한 전위였으나, 발광이 주변에서만 관측되는 것은 전류가 발광 부위의 주변으로 집중되었기 때문이다.

본 실험에서 현미경 대물렌즈는 50 배율을 사용했으며, 촬영은 인적요인을 줄이기 위해 노출 시간, 대비(contrast), 렌즈 구경 등이 자동으로 조절되도록 하였다. 섬광효과에 의한 번짐 현상이 없이 육안과 비슷한 영상을 얻을 수는 있

었으나, 현미경의 접안렌즈를 통하여 육안으로 관찰이 가능한 약한 발광은 사진에서는 대체로 관찰되지 않았다.

발광영역이 연속적이고 확장될 정도로 충분히 역 가압 되었을 때의 발광은 결정의 결함에 의한 마이크로-플라즈마가 아니라, 정상적인 결정 영역에서 발생하는 일반적 발광이라 할 수 있고, 균일하고 연속적이라 할 수 있다. 그러므로 실리콘 p-n 접합에서 애벌런치에 의해 정상적 실리콘 영역에서의 발광에 필요한, 본 실험소자에 대한 최소 임계 전류밀도를 정의 할 수 있다. 애벌런치 항복 영역이 아닌 곳으로도 발광영역이 확대되는 원인은 공핍층에서 가열된 전자가 발광에 충분한 운동 에너지를 유지하며 공핍층 바깥의 일정거리를 이동하기 때문이라 생각된다.

직경이 40 μm인 발광영역에 역 가압 전압 V_r이 50 V일 때 측정된 역방향 전류 I_r은 41.6 mA이었다. 이때에 발광 영역은 확장되었고, 확장된 발광영역의 최외각 영역은 연속적이고 균일한 발광의 한계라고 할 수 있다. 따라서 균일하고 연속적인 발광을 위한 최소 표면 전류밀도를 정의할 수 있다. 발광에 관여하는 전류밀도는 공핍층에서 가속되는 표면에 수직한 방향의 애벌런치 항복 전류밀도이지만, 본 실험에서 연속적인 발광 시에 발광영역의 각 부분별 밝기 및 폭을 정확히 측정할 수 없으므로, 발광영역에서 표면에 평행한 극히 얇은 n⁺ 채널을 흐르는 표면전류밀도를 기준으로 사용하였다. 그러면 표면전류밀도 J_t은 다음과 같이 주어진다.

$$J_t = \frac{I_r}{A} = \frac{I_r}{\pi D t}, \quad (1)$$

여기서 A는 n⁺ 채널의 단면적, D는 발광영역 최외각점이 이루는 원의 직경, t는 n⁺ 채널의 깊이이다. J_t는 수평방향(lateral direction)의 표면 전류밀도이다. 계측에서 t는 ~300 Å, D는 ~43 μm이었고, 결과로 J_t은 약 1 MA/cm²이었다. 또한 Fig. 2(d)에서 보는 바와 같이 같은 현미경 배율로 관측된 같은 소자에서 V_r이 30 V 일 때 I_r은 38.9 mA, D는 ~41 μm로 관찰되어 같은 1 MA/cm²의 전류밀도를 연속적인 발광영역에서 보였다. 반면 Fig. 2(c)에 보이는 10 V의 역 가압 상태에서는 1 MA/cm² 보다 작은 전류밀도를 보여, 연속적인 발광이 아닌 것으로 짐작이 된다. 따라서 고 배율로 확대하여 관측을 하면 발광은 연속적이지 않고 미세한 마이크로 플라즈마의 집합이 관측될 것이다.

위의 방법으로 구한 전류밀도 값은 정확하지는 않을 것

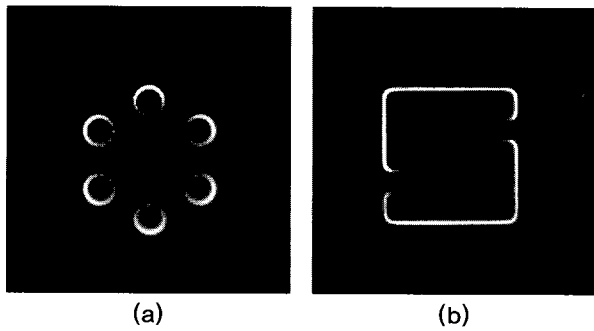


Figure 4. (a) arrayed n^+ LEDs in the circular n^+ channel. The diameter of each LED is $10 \mu\text{m}$; (b) a LED of meander-style in the right rectangular n^+ channel. The length of the longest luminescent line is $200 \mu\text{m}$.

이다. 그 이유는 과도한 전류밀도로 인해, 전류는 300 \AA 깊이의 채널 내로만 흐르는 것이 아니라, 에피층으로도 관통하여 흐를 것으로 생각되기 때문이다. 같은 소자에 대한 더 자세한 시뮬레이션도 같은 결과를 보였다 [18,19]. 그러나 위의 결과에서와 같이 계산된 전류밀도는 같은 구조의 소자, 같은 배열의 관측에 대해서는 일관된 기준으로 쓰일 수 있을 것이다. 따라서 상기의 방법을 이용하면, 계산이 없이 시각적 관찰에 의해, 임의의 형태의 p-n 접합이 에벌런치 항복 시에 에벌런치 영역 밖까지 확장되어 발생하는 연속적이고 균일한 발광영역의 바깥쪽의 표면 전류밀도를 구할 수 있다. 또한 발광의 밝기는 전류밀도에 비례하므로 [11], 이러한 방법은 광학적 관찰을 통하여 시뮬레이션이 까다로운 구조에 대한 전류밀도의 관측이나, 시뮬레이션의 결과를 시각적으로 확인하는 방법으로 사용할 수 있을 것이다. Fig. 4에서 발광영역의 전류밀도에 따라, 발광영역 및 광도가 변하는 것을 볼 수가 있다. 본 논문에서 정의된 방식에 따라 확장되고 연결된 발광영역의 외곽선에서의 표면 전류밀도는 1 MA/cm^2 이다. 그러나 발광영역의 확장으로 인해 광도가 증가하는지, 각 미소면적의 밝기가 증가하는지, 각 파장의 광 성분이 일정하게 증가하는지는 정확한 확인 실험이 필요할 것이다.

III. 간단한 소자 시뮬레이션

1. 발광소자의 전기특성 모델

아래에 시뮬레이션을 위한 소자 모델이 제시 되었다. 본

연구에서의 시뮬레이션은 정확한 결과를 목표로 하는 것이 아니라, 발광부위의 모양과 $n^+ - p^+$ 접합의 깊이에 따라 변하는 n^+ 형 채널의 전도도의 변화가 발광부위에 어떤 영향을 주는가에 있다. 즉, 설계요소와 발광동작의 상관관계를 확인하는데 있다. 따라서 소자의 모델은 간단하게 저항과 전압전원으로 표현되었다. Fig. 1(a)에 보이는 역방향 전류 I_r 은 역 가압전압 V_r 과 에벌런치 항복전압 V_B 에 의해 다음과 같이 구해진다.

$$I_r = \frac{V_r - V_B}{R_t} \quad (2)$$

식(2)에서 R_t 는 n^+ 접촉영역에서부터 p^+ 기판 배면의 금속 접촉까지의 경로 저항, 즉 에벌런치 항복 회로의 총 직렬 저항이다. 실험된 소자에서 접촉층, 금속 전도층은 충분히 크게 설계되어있어서 저항 값은 무시될 수 있다. 또한 p^+ 발광영역, p^+ 기판의 저항도 매우 작으므로, 바이어스 경로상의 총 저항 R_t 는 주로 Fig. 1(a)에 보이는 n^+ 접촉영역과 발광영역 사이의 채널저항 R_{ch} 와 에피층과 p^+ 기판 사이의 저항 R_{epi} 로 구성되어진다.

Fig. 2에 보이는 바와 같이, n^+ 접촉영역은 충분히 커서, p^+ 발광영역의 주변에 균등한 전압과 전류를 공급하고 있는 것이 균등한 발광을 통하여 확인되었다. 따라서 R_{ch} 은 저항의 정의에 의하여 Fig. 1(a)와 (b)에 보이는 소자 형태에서 다음과 같이 구해진다 [17].

$$R_{ch} = \frac{R_s}{2\pi} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} = \frac{R_s}{2\pi} \ln \frac{r_2}{r_1} \quad (3)$$

여기서 R_s 는 얇은 채널 영역의 면 저항(sheet resistance)이다. Fig. 1(a)에 보이는 바와 같이 r_1 은 p^+ 발광영역의 반경이고, r_2 는 n^+ 채널의 반경이다. 얇은 채널의 면 저항이 $1 \text{ k}\Omega/\square$, r_1 이 $20 \mu\text{m}$, r_2 가 $25 \mu\text{m}$ 일 때, R_{ch} 은 식(3)에 의해 약 36Ω 이다. 즉 n^+ 접촉영역에서부터 발광영역까지의 저항은 약 36Ω 이다.

에피층의 저항 R_{epi} 는 원추형의 전류분포를 가정할 때, Fig. 1의 (a)와 (b)의 소자구조에서 다음과 같이 저항의 정의에 의해서 구해질 수 있다.

$$R_{epi} = \int_0^h \frac{\rho_{epi}}{\pi(r_1 + x \tan \alpha)^2} dx \quad (4)$$

$$= \frac{\rho_{epi}}{\pi \tan \alpha} \left[\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_1 + h \tan \alpha} \right],$$

여기에서 h 는 Fig. 1(a)에 보이는 것과 같이 에피층의 높이이고, α 는 전류분포각도로 David [23]에 의해 계산된 열저항 분포를 이용할 수 있다. α 는 다음과 같이 주어진다.

$$\alpha = 28^\circ - (h/2r)^\circ \quad \text{if } h \geq 2r \quad (5)$$

$$= 28^\circ - (2r/h)^\circ \quad \text{if } h < 2r,$$

그리고 공정 데이터로부터 $\rho_{epi} \cong 4 \Omega\text{-cm}$, $r=20 \mu\text{m}$, $h \cong 16 \mu\text{m}$ 이므로 식(4)에 의해 $R_{epi} \cong 368 \Omega$ 이다. $R_{epi} \gg R_{ch}$ 이므로, R_t 는 주로 R_{epi} 에 의해 구성되어진다는 것을 알 수 있다. 결과적으로 에벌런치 항복 시에 역방향 전류-전압 특성곡선의 기울기는 주로 R_{epi} 에 의하여 결정되어진다. 따라서 전력 효율을 높이기 위해서는 에피층은 가능한 한 높은 불순물 농도를 갖도록 하고, 높이는 낮아야 한다.

2. 시뮬레이션 모델링 및 결과

발광영역의 회로는 Fig. 5에 보이는 바와 같이 분포 정수저항에 의한 등가회로에 의해 모델링될 수 있다. Fig. 5에서 V_r 은 역 가압 전압, R_{ch} 은 n^+ 형 채널에 의해 형성된 n^+ 접촉영역과 발광영역 사이의 저항, I_{ch} 는 n^+ 채널에 흐르는 전류이다. k 가 1에서부터 n 까지의 정수이고, n 은 미소구간의 개수일 때 $\Delta R_{l(k)}$ 은 발광영역 내부의 미소구간 Δx_k 에 형성되는 수평방향의 분포저항이다. $I_{l(k)}$ 은 발광 부위에서의 표면전류, V_B 는 에벌런치 항복전압, $\Delta R_{e(k)}$ 은 발광영역 주변에서부터 중심방향으로의 거리 x_k 에 의해 정의되는 미소구간 Δx_k 에서 n^+ 형 채널과 기판 사이의 에피층에 분포저항이고 $I_{a(k)}$ 은 $\Delta R_{e(k)}$ 을 통해 흐르는 에벌런치 항복전류이다. 에벌런치 항복 시에 n^+ 형 채널은 수직방향으로 p^+ 발광영역을 거쳐 기판으로 전도경로를 형성한다.

R_{ch} 는 식(3)에 의해서 구해졌다. 같은 방법으로 p^+ 발광영역 상단에 n^+ 채널에 의해 형성되는, 발광영역 주변($x=0$)으로부터 중심 방향으로의 거리 x 까지 측면방향 저항 $R_l(x)$ 은 x 의 함수로 다음과 같이 주어진다.

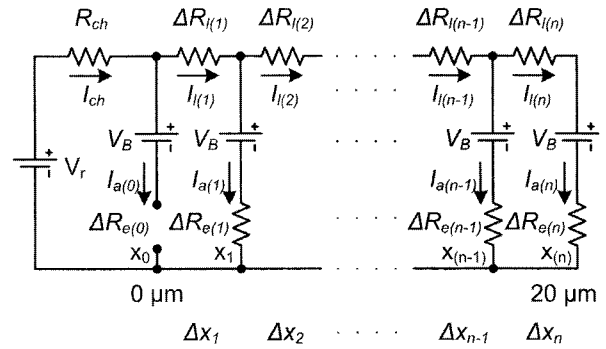


Figure 5. Equivalent distributed constant circuit model of the light-emitting area.

$$R_l(x) = \frac{R_s}{2\pi} \ln \frac{r_1}{r_1 - x} \quad \text{where } x < r_1, \quad (6)$$

여기에서 r_1 은 Fig. 1에서 보는 바와 같이 p^+ 형 발광영역의 반지름이고, Fig. 3에서 보이는 원형 발광 소자에서 $20 \mu\text{m}$ 이다. 그러므로 $x=0$ 인 곳은 발광영역이 n^+ 채널과 처음 접촉하는 부분으로, 그곳에서 $R_l(x)$ 는 0이다. x 가 증가함에 따라 환형 저항의 내부 단면적이 줄어들므로 $R_l(x)$ 은 발광중심 부분에서 급격히 증가하여 중심에 가까워질 때 무한대로 접근한다. 즉, $x=20 \mu\text{m}$ 에 접근할 때 무한대로 접근한다. 그것은 발광영역의 정중앙에 전위가 평형을 이루고 있는 부분을 거쳐 전류가 흐를 수 없다는 의미이다. 그러므로 발광영역과 n^+ 와의 접촉부분($x=0$)에서부터 발광영역 중앙까지의 n^+ 얇은 채널의 측면 분포저항 $\Delta R_{l(k)}$ 은 발광영역 주변으로부터 중심까지의 거리 x 의 함수로 식(6)으로부터 다음과 같이 구해진다. 즉, $k=0, 1, \dots, n$ 이고 r 은 발광부위의 반경일 때,

$$\Delta R_{lk} = \frac{R_s}{2\pi} \left(\ln \frac{r}{r - x_{k+1}} - \ln \frac{r}{r - x_k} \right) \quad (7)$$

$$= \frac{R_s}{2\pi} \left(\ln \frac{r - x_k}{r - x_{k+1}} \right).$$

직경 $40 \mu\text{m}$ 직경의 원형 발광소자의 전류-전압 특성의 제측으로부터 초기의 항복전류를 직선으로 단순화할 때의 역방향 항복전압 V_B 는 7.9 V 이고, 에벌런치 항복 시의 총 저항 R_t 의 값은 354.2Ω 이었다. 이것은 식(4)에 의해서 구해진 $R_{epi} \cong 368 \Omega$ 과 유사한 값이다. 따라서 본 논문에서의 저항 모델링은 측정된 저항 값과 유사하였다. 오차는 주

로 단순화 시킨 애벌런치 항복전압, 열전자 분포 모델, 불순물 농도 분포 때문인 것으로 생각된다. 따라서 R_t 는 주로 R_{epi} 에 의해 구성된다는 상기의 가정이 확인되었다.

에피층의 분포저항 $\Delta R_{e(k)}$ 는 각 Δx_k 구간에서 표면의 n^+ 채널과 기판 사이의 저항 값이다. 따라서 기판의 저항은 에피층에 비해 매우 작으므로, Fig. 5에 보이는 모든 $\Delta R_{e(k)}$ 의 병렬 등가 값은 R_{epi} 이다. 여기서 p^+ 발광영역 표면의 미소면적에서 기판방향으로 주입된 전류는 동일한 열전자 분포 특성을 가진다고 가정한다. 그러면 폭 Δx_k 를 갖는 환형의 미소면적으로 원형의 발광영역을 분할할 때, 각 미소면적 구간에서 기판방향으로의 저항 값은 각 구간의 면적에 반비례한다. 시뮬레이션을 위해 Δx 는 반지름 r 을 n 개의 등거리로 나누었을 때의 각 미소구간의 거리라고 하자. 이 경우에 모든 Δx_k 는 Δx 의 값을 갖는다. 그러면 환형의 각 미소면적은 $k=0, 1, \dots, n-1$ 일 때, 반지름 $r-x_k$ 을 갖는 동심원의 면적에서 반지름이 Δx 만큼 줄어든 동심원의 면적을 감해서 구해진다. 역저항 값(conductance)은 면적에 비례하므로 각 미소영역의 역저항 값 $\Delta G_{epi(k)}$ 은 (전체 역 저항 값 G_{epi}) \times (전체 발광영역에 대한 미소면적의 비율)이다. 따라서 x_k 에서의 컨덕턴스 $\Delta G_{epi(k)}$ 은 다음과 같이 주어진다.

$$\Delta G_{epi(k)} = G_{epi} \cdot \frac{(r-x_k)^2 - (r-x_k - \Delta x)^2}{r^2} \quad (8)$$

그리고 $\Delta R_{e(k)}$ 는 $\Delta G_{epi(k)}$ 의 역수로 구해진다. Fig. 5의 등가회로에서 $x=0$ 인 부분의 에피층 저항 $\Delta R_{e(0)}$ 는 개방된 것으로 그려져 있는데, $x=0$ 인 영역에서는 n^+ 형 얇은 채널과 p^+ 형 발광영역의 접촉이 아직 이루어지지 않았기 때문이다.

전류혼잡(current crowding), 불순물의 농도의 차, 전계에 의한 전하의 이동도 변화, 공정 상 구조에 기인하는 애벌런치 항복 전압의 변화 등은 고려하지 않고, 발광영역에서의 전류-전압 특성을 단순화하여 보기위하여 n 을 100, $V_r=30$ V, $V_B=7.9$ V, R_{epi} 는 실측값 R_t 및 계산값 R_{ch} 를 사용하여, $R_{epi}=R_t - R_{ch} = 318.2 \Omega$ 으로 하고, Fig. 5의 소자 모델을 사용하여 PSpice로 시뮬레이션을 하였다.

미소거리 $\Delta x = 0.2 \mu\text{m}$ 일 때, 시뮬레이션의 결과로 발광영역의 미소영역을 흐르는 애벌런치 항복 전류 I_a 은 Fig. 6에서 보는 바와 같이 주변부분에서 가장 크고, 중심방향

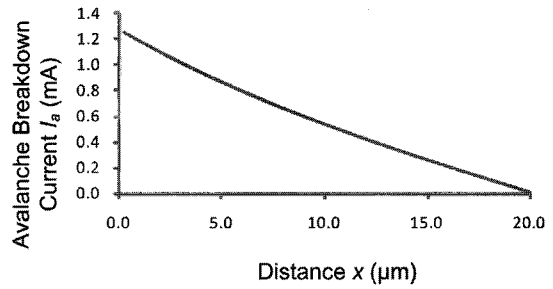


Figure 6. Avalanche breakdown current I_a as a result of simulation of the equivalent circuit in Figure 5. I_a is the avalanche breakdown current thru the differential segments at the $n^+ - p^+$ junction, and x is the distance from the perimeter in the direction to the center of the p^+ light-emitting area.

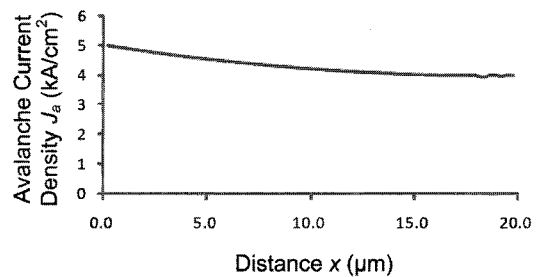


Figure 7. The result of simulation of the equivalent circuit in Figure 5. J_a is the avalanche breakdown current density at the $n^+ - p^+$ junction.

으로 거의 선형적으로 감소하였다. Fig. 7에 발광영역의 주변으로부터 중심 방향으로의 거리 x 에 대한 함수로 그 지점에서의 애벌런치 항복 전류밀도 J_a 가 주어져 있다. J_a 는 발광영역의 외곽에서 5.0 kA/cm^2 이고, 중심방향으로의 거리에 따라 지수 함수적으로 감소하여 중심에서 3.9 kA/cm^2 의 전류밀도에 수렴하고 있다. 애벌런치에 의한 발광은 애벌런치 항복 전류밀도에 비례할 것이다. 그럼에도 불구하고 발광은 전류밀도에 비례하여 서서히 감소하는 것이 아니라, 주변지역 이외에서는 급격히 감소하여, 결과적으로 발광은 주변지역에만 국한되어 있다. 그 이유는 공정상의 이유에 의하여 주변의 항복전압이 다른 부분보다 낮기 때문이다. 또한, 여기에서 주목해야 할 것은 발광에 기여하는 애벌런치 항복 전류밀도가 주변에서부터 발광부위의 중심으로 지수 함수적으로 감소한다는 것이다. 따라서 미소한 조건의 변화에도 전류밀도는 중심 방향으로 급격히

감소할 수 있다는 것이다.

Fig. 2에 보이는 소자의 사진에서 발광영역이 p⁺ 발광영역의 주변으로 국한 되는 것은 측면 확산과 공정에 의해 발광영역이 채널보다 표면 높이가 ~0.02 μm 더 낮은 구조와 측면확산에 의해 곡면 형태의 접합 [18,19]이 형성되기 때문에, 가장자리 영역의 항복전압이 더 낮아져서 [24] 발광영역의 가운데 부분은 전체가 애벌런치 상태로 되지 못하고, 전류가 발광영역의 주위로만 집중되기 때문이라 생각된다. 즉, 애벌런치 항복은 주로 발광영역의 주변 부분에서만 이루어지고, 가운데 부분은 시뮬레이션보다 더 적은 전류가 흐르게 된다. 이것은 전도 면적이 줄어드는 것을 의미하며, 직렬저항성분의 증가를 의미한다. 따라서 시뮬레이션에서 I_r은 58.4 mA 이었는데, 실제로는 더 적은 38.9 mA가 측정되었다.

본 연구에서의 시뮬레이션은 정확한 결과를 목적하기 보다는, 설계 요소의 변경에 따른 영향을 파악하는데 있다. 시뮬레이션에 의하면, 발광영역 가운데 부분의 전위는 주변의 30 V에 비해 큰 차이가 없는 23.4 V 이었고, 이것은 시뮬레이션의 오차를 감안하더라도, 실험소자의 애벌런치 항복을 위해 충분한 전압이다. 그러나 실제로는 발광영역 주변의 더 낮은 항복전압으로 인해 주변으로 전류가 집중된 것으로 생각된다. 결과적으로 가운데 부분은 더 낮은 전위를 가질 것이고, 전류밀도가 낮아서 가운데 부분에서는 발광이 주변에 비해 크게 감소하게 될 것이다. 현미경 관측 결과 Fig. 2(f)에서 보는 바와 같이 발광부위의 가운데 부분에서도 균일하지는 않지만 마이크로 플라즈마가 관측되어 가운데 부분도 애벌런치 상태에 있다는 것을 알 수 있고, 다만 발광에 충분한 전류가 흐르지 않는 것으로 생각된다.

위와 같은 현상은 Snyman [12,25]의 실험에서와 같이 애벌런치 항복이 주변에서 먼저 발생하는 것을 방지함으로써, 주변으로의 발광의 집중을 막을 수 있을 것이다. Snyman의 경우에는 본 실험에서의 300 Å 깊이의 채널과는 달리 3000 Å의 채널을 사용하였고, p형의 에피층을 n⁺형 접촉영역, n⁺형 채널, 항복전류의 집중을 막는 n⁻형의 유도층(guide ring)으로 구분하여, 발광영역 전체에서 일정한 애벌런치 항복 전압이 유지되도록 하였다. 더구나 면적에 비해 둘레가 더 큰 사각형의 발광영역에 의해 내부의 전류밀도는 원형의 발광영역 보다 더 균일할 것이다. 본 연구의 시뮬레이션에서 원형 발광영역에서도 3000 Å의 n⁺형 채널을 형성할 때에 더 균일한 애벌런치 전류밀도를 보였다.

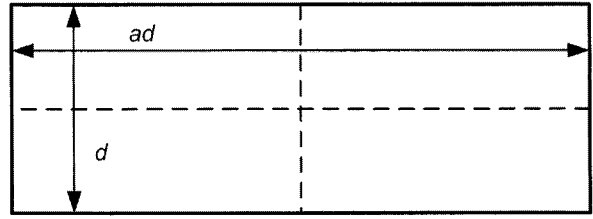


Figure 8. A rectangular light-emitting area.

Fig. 8에 직사각형의 발광부위가 보이고 있다. d는 직사각형의 짧은 변의 길이이고, a는 짧은 변과 긴 변과의 비율로 ad는 긴 변의 길이이다. 점선으로 표시된 부분은 직사각형 주변의 전계가 일정할 경우에 전계가 평형을 이루는 부분으로 점선을 따라 표면전류가 직선으로 흐르는 부분이다. 점선을 따라 긴 변에서부터 중심까지의 거리는 d/2이다. 그리고 직사각형 발광영역 긴 변(x=0)에서부터 직사각형 중심 방향으로의 임의 거리를 x라 하면, 측면방향의 n⁺채널의 표면저항 R_l(rectangle)은 x의 함수로 다음과 같이 주어진다.

$$R_l(\text{rectangle}) = R_s \int \frac{dx}{4(1+a)(d/2-x)} \quad (9)$$

$$= \frac{R_s}{4(1+a)} \ln \frac{d/2}{d/2-x} \quad \text{where } x < \frac{d}{2}$$

식(9)은 원형의 발광부위의 경우인 식(6)과 비교해 볼 때, 상수부분을 제외하고는 같은 형태의 식이며, 정사각형인 경우 a=1이므로 4(1+a)=8이므로 원형인 경우의 상수부분인 2π보다 더 커서 표면저항은 더 작게 된다. 직사각형의 경우에는 표면저항은 더 낮아지게 되어, 전류밀도의 분포는 원형의 발광부위보다 더 균일하게 된다. 결과적으로 Snyman은 발광영역의 주변으로 전류가 집중하지 않도록 하여 100×400 μm²의 넓은 영역에서 비교적 균일한 발광을 실현하였고 [12], 양자화 효율(quantum conversion efficiency)은 1.3×10⁻⁶, 밝기는 1.8×10⁻⁴ W/cm²이었다 [25].

직사각형의 경우 에피층의 저항 R_{epi}는 간단하게 식(5)에서와 같은 열전자 분포를 갖는다고 가정하면, a>1인 경우에 다음과 같이 주어진다.

$$R_{epi} = \int_0^h \frac{\rho_{epi}}{(d+2x \tan \alpha)(ad+2x \tan \alpha)} dx \quad (10)$$

$$= \frac{\rho_{epi}}{2 \tan \alpha \cdot d \cdot (a-1)} \ln \left| 1 + \frac{h(a-1)}{\frac{ad}{2 \tan \alpha} + h} \right|$$

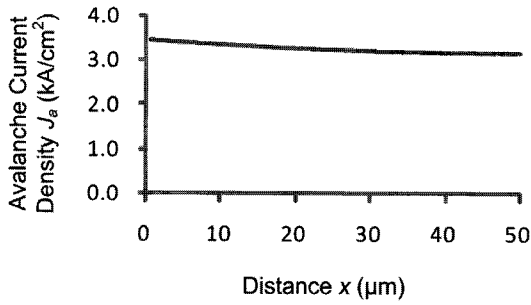


Figure 9. J_a is the simulated avalanche breakdown current density of the rectangular avalanche LED with a n^+ channel of 3000 Å thickness as a function of x which is the distance from the perimeter in the direction to the center of the light-emitting area.

본 실험에서의 40 μm 직경의 원형 발광소자와 Snyman의 소자를 비교하기 위하여, 식(10)에서 α 는 식(5)와 같은 전류분포각도를 사용하고, 본 연구의 소자와 같이 $\rho_{epi} \cong 4 \Omega\text{-cm}$, $h \cong 16 \mu\text{m}$ 로 한다. Fig. 8에 보이는 직사각형 발광 부위의 짧은 변의 길이 $d=100 \mu\text{m}$, a 는 직사각형의 짧은 변과 긴 변의 비율로 Snyman의 실험의 경우에 4이므로, 식(10)에 의해서 $R_{epi}=16 \Omega$ 이다.

n 을 100, $V_r=30 \text{ V}$, $V_B=7.9 \text{ V}$ 로 하고, Snyman의 실험에서 n^+ 채널은 3000 Å이었으므로, 면 저항을 50 Ω/□로 가정한 시뮬레이션의 결과로 직사각형 발광부위의 애벌런치 항복 전류밀도가 Fig. 9에 보이고 있다. Fig. 9에 보이는 전류밀도는 긴 변(길이 400 μm)에서부터 발광부위의 중심까지의 거리, 50 μm에 대해 보이고 있고, 짧은 변(길이 100 μm)에서부터 중심까지의 거리, 200 μm에서도 같은 유형의 전류밀도를 보인다. 40 μm² 지름의 원형 발광부위의 경우, 발광에 기여하는 애벌런치 항복 전류 밀도가 가장 높은 주변에서 가장 낮은 중심까지 21.0%(Fig. 7)가 감소했으나, 100×400 μm²의 직사각형 발광부위의 경우 Fig. 9에 보이는 것처럼 더 넓은 발광면적에도 불구하고 7.4%만 감소하여 더 균등한 발광을 보이고 있다. 따라서 애벌런치 Si LED의 기본 발광부위는 직사각형의 형태를 가져야 할 것이다.

그러나 직사각형의 발광부위에서도 300 Å의 극히 얇은 n^+ 채널을 사용한 경우에는 채널의 높은 저항으로 인해서, 발광에 기여하는 애벌런치 항복전류는 주변에서부터의 거리에 비례하여 지수 함수적으로 감소하여 주변에 비해 70.2%가 감소하였다. 그러므로 전체의 발광부위에서 균일

한 발광을 얻기 위해서는 n^+ 채널이 충분한 전도성을 갖는 것이 동시에 필요하다. 또한 에피층의 저항은 전력효율을 위해서는 작아야 하겠지만, 발광의 균일성을 유지할 수 있을 만큼은 커야한다.

본 연구에서 실험한 극히 얇은 채널(300 Å)은 전자를 표면 가까이 흐르게 하는 효과가 있으나, Snyman 같은 경우에는 3000 Å의 채널에서 균일한 발광을 이루었다. 작은 크기의 발광영역이 더 높은 발광효율을 갖고 있다고 알려져 있으나, 면적 대비 발광효율과 발광량을 높여려면, 얇은 채널의 넓은 범위에서 균일한 발광이 필요할 것이다.

실리콘은 적외선에는 투명하나 그 이상의 가시광선에 대해서는 높은 광 흡수율을 가지고 있어, 애벌런치 항복에 의한 발광이 표면 근처에서 일어나지 않으면 대부분이 실리콘에 흡수된다. 따라서 높은 발광효율을 위해서는 채널의 깊이는 알아야 하며, 균등한 발광을 위해서는 채널의 깊이가 충분해야한다는 상호 모순적인 조건을 갖는다. 그러므로 넓은 발광부위에서 높은 양자효율을 얻기 위해서는, 얇은 채널을 이용하여 균일한 발광을 이루어내는 것이 바람직할 것이다.

Snyman의 경우에는 100×400 μm²의 넓은 범위에서 균등해 보이는 발광을 구현하였으나, 실제로는 본 연구의 시뮬레이션에서 보는 바와 같이 애벌런치 전류밀도가 발광부위 내부로 갈수록 감소할 것이므로 면적대비 발광효율이 낮아서, 광결합기(photo-coupler)를 구현할 때는 광섬유 크기인 50 μm 직경 안에 거미줄 모양의 발광 형태를 이용하였다 [26]. 따라서 넓은 부위에서의 균일하고 양자효율이 높은 발광을 위해서는 새로운 형태의 소자에 대한 연구가 필요하다.

IV. 결 론

표면에 평행하는 n^+p^+ 접합을 형성하여, 애벌런치 상태에서 발광토록 하였다. 기판의 결함에서부터 마이크로-플라즈마의 형태로 발광이 시작되었고, 점차 전류가 증가함에 따라 정상적인 영역으로 발광이 확산되어, 균일하고 연결된 발광을 보였다. 발광영역은 전자가 흐르는 방향으로 확산되었고, 발광은 발광영역 주변에 국한되었다. 간단한 소자 시뮬레이션을 통하여, 시뮬레이션 결과와 현미경으로 관측한 결과와의 차이가 관측되었다. 차이는 주로 극

히 얇은 n^+ 채널의 특성상 제작공정으로 인해 발광영역 주변에서 시물레이션보다 더 낮은 애벌런치 항복전압을 가진 것에 기인하는 것으로 생각된다.

마이크로-플라즈마의 관측을 통하여 기관의 결함을 측정할 수 있는 방법과 발광 광도를 측정하여 전류밀도를 측정하는 방법을 제시하였다. 즉, 본 실험의 소자에서는 측면 방향의 표면 전류밀도가 1 MA/cm^2 이상 일 때 발광은 정상 실리콘 기관으로 확장되었고, 연속적이고 균일하였다.

면적당 발광 효율을 높이기 위해서는 넓은 범위에서 발광이 발생하여야 할 것이다. 애벌런치를 이용해서 넓은 범위에서 발광을 얻기 위해서는 발광영역의 애벌런치 항복전압과 표면전류를 균등하게 유지하는 것이 필요하다. 이것을 위해서는 n^+ 채널의 깊이가 충분히 깊어야 한다. 반면에 광 흡수율이 매우 높은 실리콘에서 발광 광도와 양자화 효율을 높이기 위해서는 공핍층에서 가열된 전자가 표면 가까이 도달하도록 하는 것이 필요할 것이다. 이것은 앞의 조건과는 모순되게 극히 얇은 n^+ 채널의 깊이를 요구한다. 서로 상반되는 두 조건은 설계조건에 따라 최적의 균형점을 찾아야 할 것이다. n^+ - p^+ 접합의 발광영역에서 n^+ 는 되도록 얇아야 하며, 동시에 넓은 영역에서의 균등한 발광을 위해서는 발광영역 전체에 걸쳐 균등한 애벌런치 항복전압과 전류밀도를 갖도록 하여야 한다. 그러기 위해서는 기본 발광 부위의 형태는 직사각형이어야 한다. 또한 p형 에피층도 되도록 높은 불순물 농도를 갖도록 하고, 폭도 되도록 좁게 해서 적은 저항을 갖도록 해야 전력효율을 높일 수 있을 것이다. 그러나 동시에 발광부위 전체에서의 균등한 발광을 위해서는 p형 에피층은 n^+ 채널이 균등한 발광을 이룰 수 있을 정도의 전기저항을 유지하여야 한다. 따라서 넓은 부위에서의 균일하고 양자효율이 높은 발광을 성취하기 위해서는 서로 모순되는 설계요소들을 최적화하는 설계가 필요할 것이다.

참고문헌

- [1] L. Pavesi, J. Phys.: Condens. Matter **15**, R1169 (2003).
- [2] R. Newman, Phys. Rev. **100**, 700, (1955).
- [3] T. H. Ning, Solid-State Electronics **21**, 273, (1978).
- [4] J. A. Burton, Phys. Rev. **108**, 1342, (1957).
- [5] Elliott Kohn, IEEE TRANS. ON ELECTRON DEV. **20**, 321 (1973).
- [6] G. G. P. van Gorkom and A. M. E. Hoeberechts, J. Vac. Sci. Technol. **A5**, 1544, (1987).
- [7] Jung Y. Ea, B. Lalevic, Dazhong Zhu, Yicheng Lu, and Robert J. Zeto, IEEE ELEC. DEV. LET. **11**, 403 (1990).
- [8] Ivan Rech, REV. OF SCIENTIFIC INST. **78**, 063105 (2007).
- [9] Hyo-Soon Kang, APP. PHY. LET. **90**, 15118 (2007).
- [10] Maria Eloisa Castagna, ESSDERC, 439 (2002).
- [11] A. T. Fiory and N. M. Ravindra, J. of ELECTRONIC MATERIALS, **32**, 1043 (2003).
- [12] L. W. Snyman et al., Opt. Eng. **41**, 3230 (2002).
- [13] Tao Huang, et al., Optical Engi. **44**, 074001 (2005).
- [14] Salvatore Coffa, IEEE Spectrum, p.44, (2005).
- [15] Andrea L. Lacaita, IEEE TRANS. ON ELECTRON DEV. **40**, 577 (1993).
- [16] 이병철, 정영욱, 박성희, 한상준, 한국진공학회지 **15**, 5호, 435 (2006).
- [17] Jung Y. Ea, Dazhong Zhu, Yicheng Lu, B. Lalevic, and Robert J. Zeto, IEEE TRANS. ON ELECTRON DEV., **38**, 2377 (1991).
- [18] M. Wang, Y. Lu, and B. Lalevic, J. Vac. Sci. Technol. **B 11(2)**, 426 (1993).
- [19] Y. Lu and M. Wang, B. Lalevic, IEEE TRANS. ON ELECTRON DEVI., **41**, 439 (1994).
- [20] 이정용, 한국진공학회지 **16**, 6호, 414 (2007).
- [21] Ognian Marinov and M. Jamal Deen, J. OF APPLIED PHYSICS **101**, 064515, (2007).
- [22] A. G. Chynoweth and K. G. McKay, Physical REV. **102**, 369 (1956).
- [23] S. C. Sun and James D. Plummer, IEEE Tran. **ED-27(2)**, 356 (1980).
- [24] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices* (JOHN WILEY & SONS, 1981), pp. 73.
- [25] Monuko du Plessis, Herzl Aharoni and Lukas W. Snyman, Sensors and Actuators A: Physical **80**, Issue 3, 242 (2000).
- [26] Monuko du Plessis, Herzl Aharoni, and Lukas W. Snyman, IEEE J. OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS **8** 1412 (2002).

An Analysis of Design Elements of Silicon Avalanche LED

Jung Yong Ea*

School of Electronics & Information Engineering, Cheongju University, Cheongju 360-764

(Received January 4, 2009, Revised March 20, 2009, Accepted March 23, 2009)

It is becoming more difficult to improve the device operating speed by shrinking the size of semiconductor devices. Therefore, for a new leap forward in the semiconductor industry, the advent of silicon opto-electronic devices, i.e., silicon photonics is more desperate. Silicon Avalanche LED is one of the prospective candidates to realize the practical silicon opto-electronic devices due to its simplicity of fabrication, repeatability, stability, high speed operation, and compatibility with silicon IC processing. We conducted the measurement of the electrical characteristics and the observation of the light-emitting phenomena using optical microscopy. We analyzed the influence of the design elements such as the shape of the light-emitting area and the depth of the n^+p^+ junction with simple device modeling and simulation. We compared the results of simulation and the measurement and explained the discrepancy between the results of the simulation and the measurement, and the suggestions for the improvement were given.

Keywords : Avalanche, Silicon, Micro-plasma, Simulation, Pspice

* [E-mail] jung_ea@hotmail.com